Informes Técnicos Ciemat

1278

Febrero, 2013

Búsqueda del Bosón de Higgs en el canal H->ZZ->2l2b en el Experimento CMS del LHC

E. Navarro
P. García
J. M. Hernández

GOBIERNO DE ESPAÑA

MINISTERIO DE ECONOMÍA Y COMPETITIVIDAD

Ciemat
Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas

Informes Técnicos Ciemat

1278

Febrero, 2013

Búsqueda del Bosón de Higgs en el Canal H->ZZ->2l2b en el Experimento CMS del LHC

E. Navarro
P. García
J. M. Hernández

Departamento de Investigación Básica

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Información y Documentación, Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas, Ciudad Universitaria, 28040-MADRID, ESPAÑA.

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

Los descriptores se han seleccionado del Thesauro del DOE para describir las materias que contiene este informe con vistas a su recuperación. La catalogación se ha hecho utilizando el documento DOE/TIC-4602 (Rev. 1) Descriptive Cataloguing On-Line, y la clasificación de acuerdo con el documento DOE/TIC.4584-R7 Subject Categories and Scope publicados por el Office of Scientific and Technical Information del Departamento de Energía de los Estados Unidos.

Se autoriza la reproducción de los resúmenes analíticos que aparecen en esta publicación.

Catálogo general de publicaciones oficiales
http://www.060.es

Depósito Legal: M -26385-2011
ISSN: 1135 - 9420
NIPO: 721-13-011-7

Editorial CIEMAT

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

S72
HIGGS BOSONS; PARTICLE INTERACTIONS; PROTON-PROTON INTERACTIONS
CERN; EXPERIMENTAL DATA; ACCELERATORS

Búsqueda del Bosón de Higgs en el Canal H->ZZ->2l2b en el Experimento CMS del LHC

Navarro, E.; García.; Hernández, J. M.
11 pp. 12 figs. 22 refs. 2 tablas

Resumen:
Este trabajo presenta la búsqueda de una partícula tipo bosón de Higgs, responsable de la ruptura espontánea de la simetría electrodébil del Modelo Estándar de la física de partículas. Se emplean datos de colisiones de protones recopilados por el experimento CMS del acelerador LHC durante el año 2011. El trabajo se centra en el estado final con dos leptones y dos quarks de tipo bottom que provienen de la desintegración de un par de bosones Z. El análisis de los datos intenta aislar una posible señal de la contribución de procesos conocidos, utilizando la cinemática característica de la señal. Los resultados han permitido establecer límites a la sección eficaz de producción de un bosón de Higgs con masas entre 200 y 600 GeV.

Search for the Higgs Boson in the Channel H->ZZ->2l2 on the CMS Experiment of LHC

Navarro, E.; García.; Hernández, J. M.
11 pp. 12 figs. 22 refs. 2 tables

Abstract:
This work presents the search for a Higgs boson-like particle, responsible for the spontaneous breaking of the electroweak symmetry of the Standard Model of particle physics. Proton collision data collected by the CMS experiment of LHC during the year 2011 have been used. The work is focused on the final state with two leptons and two bottom quarks coming from a pair of Z bosons. The analysis of the data tries to isolate a signal from the contribution of known processes, using the characteristic kinematic of the signal. The results allowed to establish limits to the production cross section of a Higgs boson with masses between 200 and 600 GeV.

Búsqueda del bosón de Higgs en el canal H→ZZ→2ℓ2b en el experimento CMS del acelerador LHC

Eduardo Navarro De Martino, Pablo García Abia y José María Hernández Calama
Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas

Este trabajo presenta la búsqueda de una partícula tipo bosón de Higgs, responsable de la ruptura espontánea electrodébil del Modelo Estándar de física de partículas. Se emplean datos de colisiones protón-protón recopilados por el experimento CMS del acelerador LHC durante el año 2011, correspondientes a una luminosidad integrada de 4.93 fb^{-1}. El trabajo se centra en un estado final con dos leptones y dos quarks b que provienen de la desintegración de un par de bosones Z. La selección y análisis de datos se optimizan para aislar una posible señal de la contribución de procesos conocidos, aprovechando la cinemática característica de la señal. Los resultados permiten establecer límites a la sección eficaz de producción de un bosón de Higgs del Modelo Estándar con masas entre 200 y 600 GeV.

I. INTRODUCCIÓN

El Modelo Estándar (SM) de Física de Partículas es una teoría cuántica de campos que describe las partículas elementales y sus interacciones. Desde su formulación en los años 70 y hasta nuestros días, la validez de esta teoría ha sido comprobada con gran precisión. Pese a ello, se considera que se trata de una teoría efectiva, que describe la naturaleza de las partículas elementales hasta una escala de energía del orden de los TeV.

El SM requiere un proceso que dote de masa a las partículas elementales. El mecanismo de ruptura espontánea de la simetría electrodébil es capaz de generar las masas de los bosones W y Z y de los fermiones dejando al fotón, γ, sin masa. Este mecanismo predice la existencia de una partícula escalar masiva, el bosón de Higgs, H, que debe ser encontrado para completar el SM.

Los experimentos ATLAS y CMS del acelerador LHC del CERN han anunciado recientemente el descubrimiento de una partícula compatible con el bosón de Higgs predicho por el SM, con una masa en torno a los 125 GeV [1] [1],[2]. Existen motivos para continuar con la búsqueda del bosón de Higgs, como la posibilidad de que se trate de una partícula distinta a la predicha o de que existan varios bosones de Higgs, que surgen en teorías más allá del SM, como por ejemplo la supersimetría.

En este trabajo se presenta la búsqueda del bosón de Higgs del SM para masas mayores de 200 GeV utilizando datos tomados con el detector CMS del colisionador LHC del CERN, a partir de colisiones protón-protón (pp) a una energía en centro de masas $\sqrt{s} = 7$ TeV registradas durante el periodo de toma de datos del año 2011. Nos centraremos en el canal de desintegración del Higgs en dos bosones Z y su subsecuente desintegración en dos leptones y dos quarks bottom, H→ZZ→ $\ell\ell\mathrm{b}\bar{\mathrm{b}}$. Otros canales están siendo analizados por varios grupos dentro de la colaboración del experimento CMS.

II. TEORÍA

Dentro del SM la interacción electrodébil surge de la invariancia de la teoría frente a transformaciones locales del grupo *gauge* $SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde L indica la asimetría entre las distintas helicidades de las partículas bajo ese grupo e Y indica el acoplamiento a través de la hipercarga débil. Para asegurar esta invariancia se introducen varios campos gauge, W_1, W_2, W_3 y B, que poseen masa nula. Los campos físicos resultantes, correspondientes a los bosones gauge $W^{\pm}$, Z y al fotón, se construyen a partir de combinaciones lineales de los anteriores:

$$\mathrm{W}^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_1 \pm iW_2\right) \ , \tag{1a}$$

$$\mathrm{Z} = -\sin\theta_W \cdot B + \cos\theta_W \cdot W_3 \ , \tag{1b}$$

$$\gamma = \cos\theta_W \cdot B + \sin\theta_W \cdot W_3 \ , \tag{1c}$$

donde la mezcla entre los bosones neutros se expresa como una rotación de ángulo θ_W de los campos, denominado ángulo de mezcla débil.

Las interacciones débiles son mediadas por los bosones $\mathrm{W}^{\pm}$ y Z. Estas tienen un corto alcance, del orden de unos 10^{-17} m, lo que implica que los bosones portadores de dicha interacción deben ser masivos. Este hecho fue determinado experimentalmente al ser descubiertos en el experimento SPS del CERN en el año 1976.

Sin embargo, según la teoría del SM, los bosones $W^{\pm}$, Z deben carecer de masa al ser combinaciones de campos

[1] Utilizamos el sistema natural de unidades, $c = 1$, $\hbar = 1$, en el que la masa puede expresarse en unidades de energía. Como referencia en dichas unidades la masa del protón es $m_p = 0.938$ GeV

sin masa. Esta discrepancia entre teoría y experimento puede reconciliarse mediante un proceso conocido como ruptura espontánea de la simetría electrodébil [3]-[8], un mecanismo que introduce un nuevo campo escalar complejo en el SM, conocido como campo de Higgs, Φ. Se transforma bajo $SU(2)_L$ como un doblete, por lo que posee cuatro grados de libertad, ϕ_i:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \ , \tag{2}$$

con la peculiaridad de que está sometido a un potencial que hace que una de las componentes del campo posea un valor esperado en el vacío no nulo, v:

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \ . \tag{3}$$

Los distintos bosones del SM adquieren masa mediante su interacción con el campo de Higgs. Los bosones $W^{\pm}$ y Z adquieren masa absorbiendo uno de los grados de libertad del campo de Higgs, mientras que el fotón sólo interacciona con las componentes que tienen valor esperado nulo, quedando desprovisto de masa. Como consecuencia, el grado de libertad sobrante aparece como una partícula escalar: el bosón de Higgs, H. La ruptura espontánea de la simetría rompe la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ separando la interacción débil de la electromagnética. Este mecanismo también dota de masa a los fermiones del SM, ψ_f, mediante los acoplos de Yukawa entre dichas partículas y el campo de Higgs, que son términos del tipo:

$$L_{Yukawa} = m_f \psi_f^{+} \Phi \psi_f \ , \tag{4}$$

donde la intensidad de la interacción es proporcional a la masa de los fermiones involucrados, m_f.

Varios canales contribuyen a la producción de H en colisiones pp. Los procesos más importantes en el rango de energías accesibles en el acelerador LHC son: la fusión de gluones por medio de un bucle de quarks t (Fig. 1a) , la fusión de bosones débiles (Fig. 1b), la producción asociada de bosones débiles (Fig. 1c) y la producción asociada de pares de quark-antiquark t (Fig. 1d). La fusión de gluones es el proceso dominante en el rango de energía del LHC, y es el mecanismo de producción en el que nos centraremos para realizar el análisis.

La detección de H en el LHC constituye un reto, puesto que su sección eficaz de producción es muchos órdenes de magnitud menor que la de otros procesos del SM, como se ilustra en la Figura 2, donde se muestran las secciones eficaces de distintos procesos del SM en colisiones pp. Para las energías a las que estamos interesados, la sección eficaz total de colisión pp tiene un valor en torno a los cientos de mb y se mantiene aproximadamente constante con la energía (1 b = 10^{-28} m^2), mientras que la producción de H está en torno a

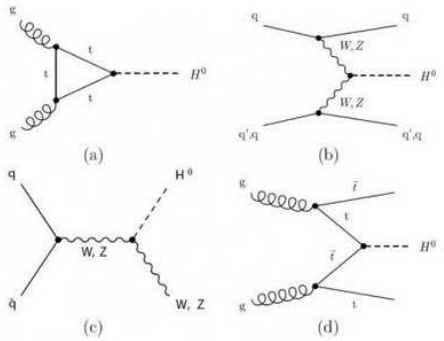


Figura 1: Procesos más relevantes de producción del boson de Higgs en LHC.

los pb, aproximadamente 12 órdenes de magnitud menor que el resto de procesos del SM.

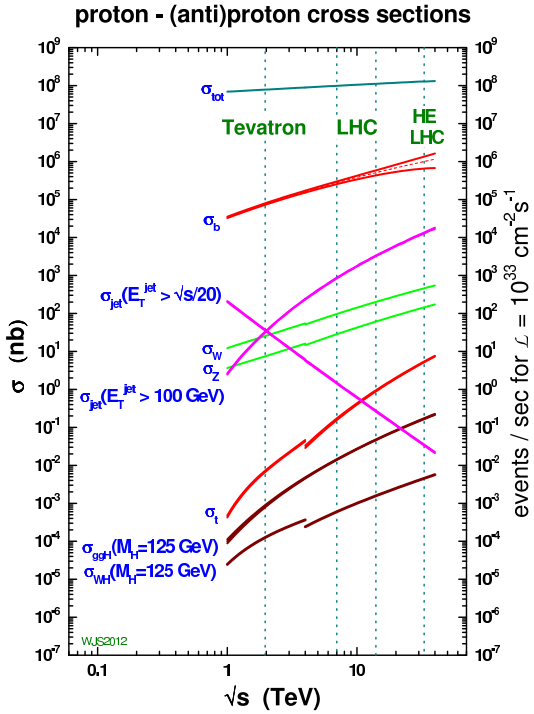


Figura 2: Secciones eficaces de producción de distintos procesos en función de la energía de la colisión pp. Se destacan con líneas punteadas las energías en centro de masas de los experimentos Tevatron (1.96 TeV), LHC (7-14 TeV) y de la posible extensión de este último, HE-LHC (33 TeV). El eje de la derecha ilustra el número de eventos por segundo que se producen para la luminosidad instantánea alcanzada por el LHC en el año 2011.

El bosón de Higgs se desintegra inmediatamente tras producirse en la colisión dando lugar a otras partículas. El acoplo de H a las otras partículas es proporcional a la masa, como hemos visto en (4), por lo que es

más probable que se desintegre en el par de partículas de mayor masa cinemáticamente posible. La Figura 3 muestra las fracciones de desintegración del bosón de Higgs en función de su masa. Para masas en torno a los 100 GeV, H→$b\bar{b}$ es el canal de desintegración principal. Sin embargo, la alta sección eficaz de producción de pares $b\bar{b}$ hace muy difícil separar de este enorme fondo las colisiones en las que se produce un H. Para masas por debajo de los 180 GeV los canales que presentan mayor número de eventos respecto al fondo del SM son H→ $\gamma\gamma$ y H→ZZ→4ℓ. Para bosones de Higgs de masas mayores de 180 GeV domina la desintegración en pares de bosones débiles, H→WW y H→ZZ. Aunque la fracción de desintegración es mayor para los bosones cargados, sus posteriores desintegraciones involucran neutrinos, partículas que no son detectadas en CMS. Esto hace más difícil la reconstrucción de H así como una menor sensibilidad a su masa que en el caso de bosones débiles neutros, Z. Para búsquedas de H con masa mayor de 180 GeV el canal más adecuado es H→ ZZ, que posee una fracción de desintegración alta y una buena sensibilidad para determinar su masa. Además, este canal puede extenderse a masas menores requiriendo que uno de los bosones involucrados sea virtual, Z*.

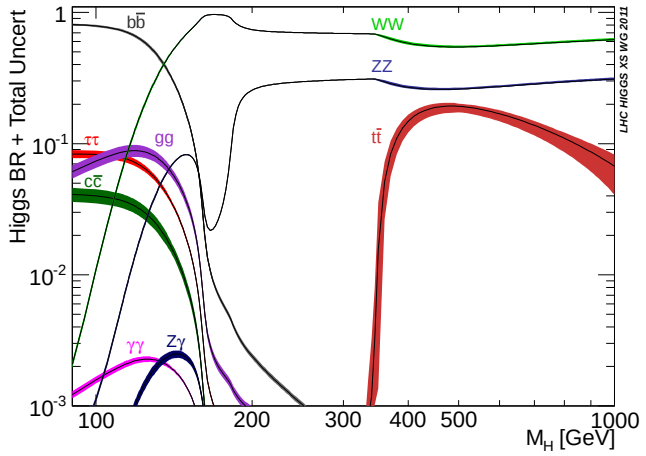


Figura 3: Fracciones de desintegración teóricas para los distintos canales de desintegración del bosón de Higgs del SM en función de su masa. Las bandas corresponden a las incertidumbres teóricas.

El bosón de masa 125 GeV descubierto en CMS y ATLAS posee una sección eficaz compatible con la predicha por el SM para el bosón de Higgs. Sin embargo, para dilucidar si se trata de dicha partícula se hace necesario medir sus propiedades (espín, fracciones de desintegración, paridad). Existe la posibilidad de que dicho bosón no sea el predicho por el SM. Además, teorías más allá del SM introducen nuevos campos que llevan asociados varios bosones de Higgs de masas del orden de los TeV, y cuyo descubrimiento puede confirmar la existencia de nueva física. En este contexto es importante continuar con la búsqueda en todo el rango de masa accesible por el experimento CMS.

III. EL LHC Y EL EXPERIMENTO CMS

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) es un acelerador circular situado en las instalaciones del CERN (Ginebra, Suiza). Dispone de dos anillos que aceleran haces de protones en sentidos opuestos hasta una energía en centro de masas de 7 TeV. Dichos haces se cruzan en cuatro puntos donde se los hace colisionar entre sí. En los puntos de colisión se sitúan los cuatro detectores principales del LHC (LHCb, ALICE, ATLAS y CMS) que realizan estudios de física de partículas a una energía del orden de unos pocos TeV.

Un parámetro fundamental para caracterizar a un acelerador de partículas es la luminosidad instantánea, $\mathcal{L}$, definida como el número de colisiones por unidad de tiempo y área de colisión de los paquetes de partículas que conforman los haces [9]:

$$\mathcal{L} = fn\frac{N^2}{A} \ , \tag{5}$$

donde f es la frecuencia de revolución de los haces, n el número de paquetes por haz, N el número de partículas por paquete y A el área de colisión de los haces. Para cuantificar los datos tomados por el acelerador a lo largo del tiempo se utiliza la luminosidad integrada, $L = \int \mathcal{L}dt$, que posee unidades inversas a la sección eficaz. Se puede expresar el número de partículas producidas en la colisión de la forma $N = L\sigma$, donde σ es la sección eficaz del proceso que crea dichas partículas. La baja sección eficaz de los procesos buscados en CMS hace necesaria una alta luminosidad en el LHC, para crear suficientes eventos que puedan ser detectados. Durante el año 2011 se alcanzó una luminosidad instantánea de 10^{33} cm^{-2}s^{-1}, acumulando una luminosidad integrada de $L = 4.93$ fb^{-1}.

La creación de partículas pesadas, como el bosón de Higgs, se produce en colisiones duras, con gran transferencia de momento. Sin embargo la luminosidad del LHC es tan elevada que en cada cruce de los haces se producen varias colisiones pp (en el año 2011 se han registrado hasta 30 colisiones por cruce), muchas de las cuales involucran baja transferencia de momento y contaminan las colisiones más relevantes para la búsqueda de nuevas partículas. Este efecto se conoce como apilamiento o *pile-up*. Es muy importante asociar correctamente cada partícula detectada al vértice primario del que proviene utilizando la información del detector de trazas. Para partículas que no dejan señal en dicho detector, como partículas neutras, utilizamos un algoritmo que sustrae

su contribución [10].

CMS (siglas de *Compact Muon Solenoid*) es uno de los detectores multipropósito del LHC [11]. Entre sus objetivos científicos podemos destacar: estudios de precisión de la fisica del SM, como por ejemplo medidas de física electrodébil o física de los quarks b y t; dilucidar el mecanismo de la ruptura espontánea de la simetría electrodébil, que da lugar a H y proporcionar evidencias de física más allá del SM, como pueden ser partículas supersimétricas, technicolor, neutrinos de Majorana o agujeros negros microscópicos. Dichos estudios son posibles debido a la alta energía y luminosidad a la que opera el LHC, que lo convierten en una factoría de bosones $W^{\pm}$ y Z, así como de quarks b y t, y previsiblemente de bosones de Higgs.

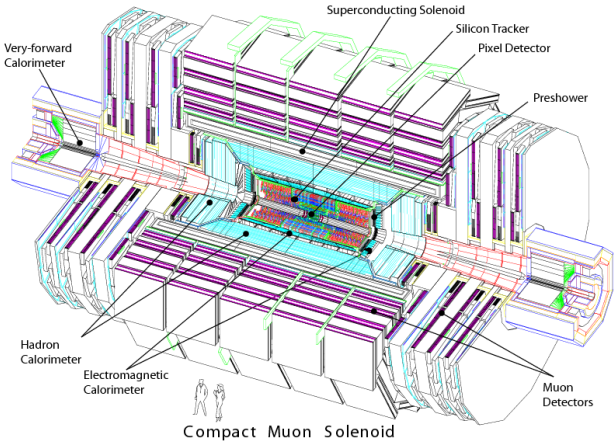


Figura 4: Dibujo del detector CMS, formado por un barril central, de forma aproximadamente cilíndrica, y dos discos (*endcaps*). Se destaca la posición de los distintos subdetectores: el detector de trazas y los calorímetros electromagnético y hadrónico dentro del imán superconductor. Envolviendo a este último se encuentran las cámaras de muones.

El detector CMS (Figura 4) tiene un peso total de 12.5 toneladas, un diámetro de 15 m y 22 m de largo. Está formado por un barril subdividido en 5 ruedas que se cierran en los extremos por dos discos, denominados *endcaps*. El punto de colisión de los haces de partículas se encuentra en el centro del cilindro. Envolviendo el punto de colisión se encuentra el detector de trazas (*tracker*), cuya misión es la detección de trazas de partículas cargadas y la reconstrucción de sus trayectorias. Estas trayectorias permiten una medida de alta resolución del momento lineal (aproximadamente del 1 % para momentos del orden de 100 GeV), así como la reconstrucción de los vértices primarios y secundarios de la colisión. Continuando hacia afuera del detector se sitúa el calorímetro electromagnético (ECAL), compuesto de cristales centelleadores de $PbW0_4$, capaces de absorber y determinar con gran precisión (alrededor del 1 % para energías en torno a 100 GeV) la energía de fotones y electrones, así como su dirección de incidencia. Envolviendo a este último se encuentra el calorímetro hadrónico (HCAL) cuyo propósito es la absorción de los chorros de partículas generadas en la hadronización de quarks (*jets*), permitiendo la reconstrucción de su energía y dirección. Los calorímetros están situados en el interior de un solenoide superconductor, que genera un campo magnético uniforme de 3.8 T en la dirección de movimiento de los haces. Dicho campo magnético curva la trayectoria de las partículas cargadas producidas en la colisión pp, permitiendo medir su momento. El retorno de las líneas de campo produce un campo magnético que varía entre 0 y 2 T en la zona exterior del solenoide, lugar en el que se sitúan las cámaras de muones, el subdetector más externo de CMS. Su objetivo es detectar los muones producidos en las colisiones y utilizarlos para seleccionar eventos de interés. Las cámaras de muones están formadas for detectores gaseosos de ionización. El CIEMAT ha contribuido en la construcción y puesta a punto de una parte importante de estos detectores.

El sistema de detectores está diseñado para proporcionar la mayor cobertura angular posible, con el objetivo de detectar todas las partículas procedentes de la colisión. Esta hermeticidad permite determinar, por conservación del momento en el plano transverso[2] (ortogonal a la dirección de movimiento de los haces), la energía transversa faltante (MET) en cada proceso, importante para poner de manifiesto la producción de partículas que no se detectan en CMS, como es el caso de los neutrinos. Esta se define como el módulo de la suma vectorial de los momentos transversos de las N partículas detectadas:

$$MET = \left| \sum_{i=1}^{N} \vec{p}_{T,i} \right| \tag{6}$$

La búsqueda de H que se presenta en este trabajo utiliza los datos tomados en el experimento CMS durante el año 2011. Corresponden a colisiones protón-protón con una energía en centro de masas de $\sqrt{s} = 7$ TeV, y a una luminosidad integrada de $L = 4.93 \pm 0.11$ fb^{-1}.

[2] En el sistema de coordenadas de CMS el eje z es paralelo a la dirección de los haces de partículas, el eje x apunta hacia el centro del anillo y el eje y apunta hacia la parte superior del túnel. Es usual emplear coordenadas cilíndricas en las que se mantiene el eje z, se considera el ángulo azimutal, ϕ, medido desde el eje x en el plano xy. Por último el ángulo polar respecto al eje z, θ, se expresa comúnmente como pseudorrapidez, $\eta = -ln(tg(\theta/2))$. Una variable muy utilizada debido a que es conservada en la colisión es el momento transverso, p_T, definida a partir del momento de la partícula como $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p \cdot \sin\theta$.

IV. ANÁLISIS

La búsqueda del bosón de Higgs en este análisis se centra en el canal de desintegración H→ZZ→ $\ell\ell b\bar{b}$ (donde $\ell = e, \mu$ y el par $b\bar{b}$ da lugar a dos jets), debido a su alta fracción de desintegración y su sensibilidad a la presencia de H para masas mayores de $2m_Z$, siendo m_Z la masa nominal del bosón Z ($m_Z = 91.2$ GeV). Otros grupos dentro de la colaboración CMS están estudiando diferentes canales, con el objetivo de abarcar todas las posibles desintegraciones de dicha partícula.

Otros procesos del SM dejan señales idénticas a la que estamos buscando. De hecho, la cantidad de eventos predichos por el SM que provienen del bosón de Higgs es mucho menor que los debidos a estos otros procesos, que constituyen la contaminación o fondo de la señal. Es esencial conocer y estimar de forma precisa estos procesos de fondo para poder extraer de los datos una hipotética señal del bosón de Higgs.

El proceso principal de fondo lo constituye la producción de un bosón Z (que se desintegra en dos leptones) en coincidencia con dos jets. Llamaremos a este fondo Z+jets. El siguiente fondo más importante lo constituye la producción de pares de quark-antiquark $t\bar{t}$ que se desintegran en quarks b, leptones y neutrinos, y que contienen en el estado final dos leptones y dos jets como la señal. Otros fondos menos importantes consisten en la producción de pares de bosones débiles, WW, ZZ y WZ, que también presentan una topología similar a la de la señal pero poseen secciones eficaces de producción mucho más bajas que los otros fondos.

Los fondos y las señales buscadas se estiman mediante simulaciones que utilizan técnicas de Monte Carlo de las colisiones pp. Para ello se utilizan los generadores MADGRAPH [12] y PYTHIA [13] para los fondos y POWGHEG [14] para la señal simulada para varias hipótesis de masa. La interacción de las partículas producidas con el detector se simulan usando el modelo GEANT-4 [15]. Los datos simulados son procesados y reconstruidos de la misma manera que los datos reales registrados por el detector.

El análisis trata de aislar la señal de la enorme contribución de los procesos de fondo aprovechando la cinemática característica de la señal. Para ello se realiza una selección de eventos a través de criterios de selección (que llamamos cortes) basados en las propiedades cinemáticas de los eventos. Seleccionamos eventos en los que se encuentra, al menos, un par de leptones ℓ (electrones y muones) y dos *jets*, j. Los leptones deben tener el mismo sabor y cargas opuestas, y estar aislados de otras partículas. Buscamos que los leptones provengan de la desintegración de un bosón Z, Z→ $\ell^+\ell^-$, y que los *jets* procedan del otro bosón, Z→ jj. Se combinan los dos leptones y dos jets para calcular la masa invariante $m_{\ell\ell jj}$. La señal aparecerá como un exceso en forma de resonancia de cierta anchura (dependiendo de la resolución y de la masa de H) por encima del continuo de la distribución producido por los eventos de fondo.

A. Reconstrucción y selección

Los muones son detectados combinando la información del detector de trazas y de las cámaras de muones. Se imponen ciertos criterios de calidad que aseguran que los muones reconstruidos provienen del vértice primario de la colisión y que podemos determinar con precisión su momento [16].

Los electrones son identificados a partir de trayectorias reconstruidas en el *tracker* que apuntan a depósitos de energía en el ECAL. Utilizamos un algoritmo de reconstrucción que da cuenta de las pérdidas de energía de los electrones por *bremsstrahlung* [17]. Aplicamos una serie de criterios de selección a los electrones basándonos en la forma de los depósitos de energía en el ECAL y la cantidad de energía depositada respecto al momento.

Para distinguir los procesos electrodébiles de otros procesos en los que interviene la fragmentación de quarks y gluones o desintegraciones del quark b, requerimos que los leptones estén aislados de otras partículas, y en particular, suficientemente separados de los jets.

Los quarks se reconstruyen a partir de jets hadrónicos, j, que se miden utilizando la información del detector de trazas y de los calorímetros. Para identificar los jets se utiliza el algoritmo de agrupamiento o *clustering* anti-k_T [19].

A partir de los leptones y quarks identificados se reconstruye el proceso H→ZZ→$\ell\ell q\bar{q}$. Se utilizarán sus propiedades cinemáticas para aislar lo más posible la señal de los procesos de fondo.

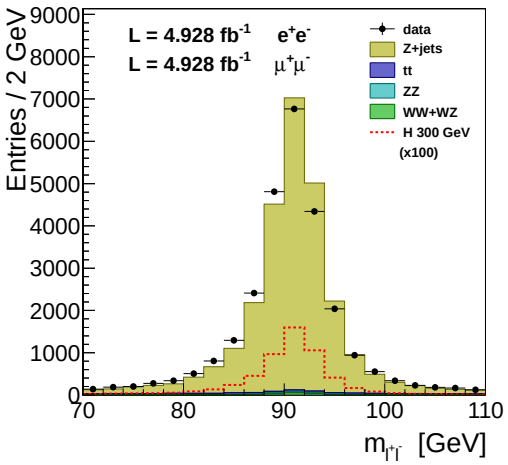
Requerimos que los dos leptones provengan de un bosón débil neutro, Z→ $\ell^+\ell^-$, por lo que exigimos que tengan elevado momento transverso p_T. El leptón de mayor momento debe tener $p_T > 40$ GeV, mientras que el otro leptón debe poseer $p_T > 20$ GeV. Pedimos que la masa invariante reconstruida de ambos sucesos esté en torno a la masa nominal del Z, 70 GeV $< m_{\ell\ell} <$ 110 GeV. Este requerimiento elimina gran parte de los fondos en los que no intervienen bosones Z genuinos, como son los debidos a producción de $t\bar{t}$ o WW. Los *jets* que buscamos proceden del otro bosón Z, Z→ jj. Pedimos que la masa invariante de ambos jets verifique 75 GeV $< m_{jj} <$ 105 GeV, lo que ayuda

a reducir el fondo de Z+jets, puesto que los *jets* producidos en asociación al Z con desintegración leptónica, no provienen de la desintegración de un bosón de ese tipo.

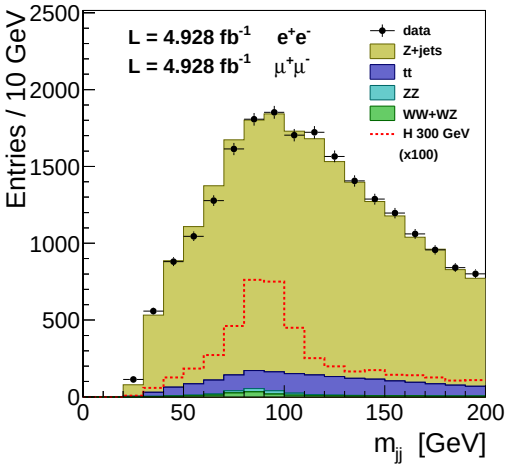
La resolución en la reconstrucción de m_{jj} es notablemente peor que la resolución en $m_{\ell\ell}$ (Figura 5) debido a que el momento de los jets se reconstruye con peor resolución que el momento de los leptones. Con objeto de mejorar la resolución en la reconstrucción del momento de los jets utilizamos un ajuste cinemático. Fijamos m_{jj} a la masa nominal m_Z y ajustamos los momentos de los jets. Este procedimiento mejora sustancialmente la resolución en $m_{\ell\ell jj}$. El corte de selección en m_{jj} es más restrictivo que el corte en $m_{\ell\ell}$ porque reduce significativamente la contaminación de Z+jets sin afectar a la eficiencia de la señal.

Con los cortes aplicados la señal buscada es insignificante respecto al fondo esperado. Por este motivo es importante aumentar la proporción de señal frente a fondo. Requerimos que los *jets* detectados provengan de la hadronización de quarks b. Esto es importante puesto que los eventos del fondo dominante Z+jets sólo contienen quarks b en un 2 % de los sucesos, mientras que un 21 % de los eventos de señal involucran dichas partículas. Para identificar estos quarks se utiliza un algoritmo de etiquetado o *b-tagging* [20]. Su poder de discriminación se basa en el hecho de que la vida media del quark b es mayor que la de los quarks de otros sabores. Por este motivo, los quarks b presentan vértices secundarios y trazas con mayor parámetro de impacto respecto al vértice primario de la colisión pp. Este algoritmo ordena la significación del parámetro de impacto de todas las partículas de *jets* reconstruidos en la colisión. Se identifica un quark b si hay al menos dos trazas con significación del parámetro de impacto mayor que un cierto valor umbral (en nuestro caso 1.7 para quarks b identificados débilmente y 3.3 para quarks identificados fuertemente). Dividimos la muestra de datos que vamos a analizar en tres partes: una submuestra que posee dos jets provenientes del quark b, uno de ellos identificado fuertemente y el otro débilmente; una submuestra que posee un jet proveniente de b, identificado débilmente, y una muestra de control cuyos *jets* no han sido identificados como quarks b.

Con esta selección, los eventos pertenencientes a la categoría de dos quarks b identificados reducen drásticamente la contribucíon del fondo de Z+jets. Esta categoría tiene un importante fondo debido a la producción de $t\bar{t}$, que decaen en dos quarks b reales. Para reducir dicha contribución se utiliza el hecho de que estas desintegraciones involucran neutrinos, que escapan a la detección en CMS. Por tanto, estos eventos presentan mayor cantidad de energía transversa faltante (MET) que aquellos en los que todas las partículas son detectadas (Figura 6). Exigimos que, para los eventos



(a)



(b)

Figura 5: Distribución de masa invariante de (a) dos leptones y (b) dos jets. Los puntos corresponden a los datos experimentales y los histogramas sólidos al fondo esperado. El histograma punteado corresponde a dicha distribución para un bosón de Higgs de 300 GeV (aumentada en un factor 100).

de la categoría de dos b identificados, la significación de MET, definida como $MET/\sigma(MET)$ sea menor de 10.

La cinemática de un proceso del tipo $\mathrm{gg} \rightarrow \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{ZZ} \rightarrow \ell^+\ell^-\mathrm{b}\bar{\mathrm{b}}$ se puede describir completamente mediante cinco angulos, $\{\theta_1, \theta_2, \theta^*, \Phi, \Phi_1\}$ (Figura 7 y referencia [21]). Dichas variables angulares constituyen una potente herramienta para discriminar el fondo de una hipotética señal, sin afectar a las distribuciones de masa invariante. Definimos θ^* como el ángulo entre el eje z y el eje de desintegración de la partícula intermedia que se desintegra en dos bosones Z, en el sistema de reposo de dicha partícula. θ_1 es el ángulo que forma la dirección del leptón negativo

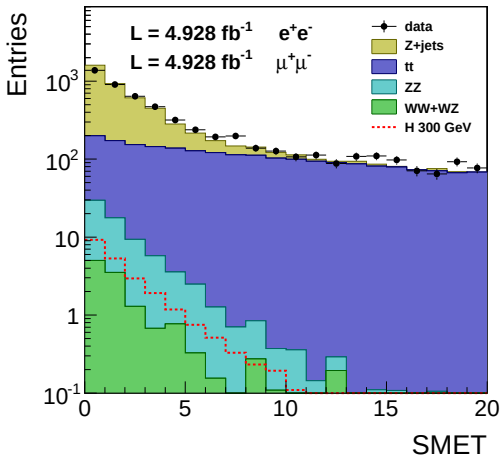


Figura 6: Distribución de la significación de la energía transversa faltante para la categoría de dos quarks b identificados. Los puntos corresponden a datos experimentales, los histogramas sólidos a los fondos esperados y el histograma punteado a una señal de 300 GeV.

procedente del Z leptónico respecto a la línea que une la partícula intermedia con dicho Z. De igual forma, θ_2 es el ángulo que forma el quark del Z hadrónico respecto a la línea que une dicho Z con la partícula intermedia. Φ es el ángulo que existe entre los planos de desintegración de ambos Z. Por último se define Φ_1 como la separación angular entre el plano de producción de ambos Z y el plano de desintegración del Z leptónico.

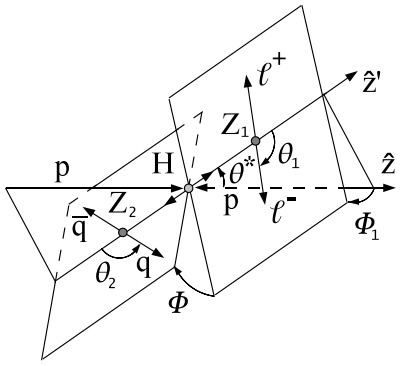


Figura 7: Diagrama ilustrando el proceso bajo estudio, $pp \to H \to ZZ \to \ell^+\ell^- q\bar{q}$ en función de los ángulos θ_1, θ_2, θ^*, Φ, y Φ_1, definidos en el texto.

Utilizamos la información angular del proceso para construir una variable unidimensional, el discriminante de verosimilitud angular o LD, que combina las distribuciones de probabilidad de estos cinco ángulos para los fondos (P_f) y para la señal (P_s) de la forma:

$$LD = \frac{P_s}{P_s + P_f} \tag{7}$$

calculadas a partir de las simulaciones. A modo de ejemplo, se muestra en la Figura 8 la diferencia de forma entre datos provenientes de un bosón de Higgs y el fondo. Como se puede observar, un corte que excluya valores bajos de LD eliminará el fondo sin afectar a la señal. Dicho corte varía en función del número de quarks b identificados y de la masa reconstruida de los cuatro fermiones. Elegimos los cortes de selección siguientes: para la categoría de un quark b identificado exigimos que $LD(200\text{ GeV}) > 0.43$ y que $LD(600\text{ GeV}) > 0.7$, variando linealmente entre ambos; mientras que para la categoría de dos quarks b identificados exigimos un corte constante, $LD > 0.5$.

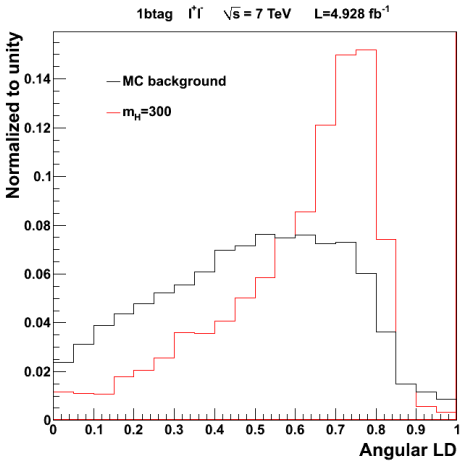


Figura 8: Distribución de LD para una señal de 300 GeV y los fondos esperados, normalizada a la unidad.

Un resumen de los requerimientos de selección del análisis se encuentra en la Tabla I.

Los cortes de selección optimizan el cociente de señal frente a fondo. El siguiente paso es construir candidatos a H, utilizando los *jets* y leptones reconstruidos. Para ello combinamos la información de los cuatro objetos, construyendo la masa invariante, $m_{\ell\ell jj}$. Esta distribución es diferente para la señal y para el fondo, por lo que es sensible a la presencia del bosón de Higgs. Si esta partícula existe existe aparecerá como una resonancia en dicha distribución sobre el espectro continuo originado por el fondo.

Category	1-btag	2-btag
p_T (ℓ)	>40 GeV, >20 GeV	
p_T (j)	>30 GeV	
$\|\eta\|$ ($e^{\pm}$)	<2.5	
$\|\eta\|$ ($\mu^{\pm}$)	<2.4	
$\|\eta\|$ (jet)	<2.4	
$m_{\ell\ell}$	[70,110] GeV	
m_{jj}	[75,105] GeV	
$m_{\ell\ell jj}$	[190,800] GeV	
LD	$> 0.4 - > 0.7$	>0.5
$SMET$	–	<10

Cuadro I: Resumen de los criterios de selección del análisis.

B. Estimación del fondo

La búsqueda de H se basa en la observación de un exceso de sucesos, concentrado en torno a m_{H}, en la distribución de masa invariante de los cuatro fermiones, $m_{\ell\ell jj}$, respecto al fondo esperado del SM. La predicción precisa de este fondo es, por tanto, un elemento crucial del análisis y debe llevarse a cabo minimizando la dependencia de las simulaciones.

Los procesos que dominan la contaminación son sucesos con pares de quarks top y sucesos del tipo Z+jets. La contaminación de $\mathrm{t\bar{t}}$ se obtiene de los propios datos a partir de una muestra de sucesos $\mathrm{e}^{\pm}\mu^{\mp}$ más dos jets. Esta muestra, seleccionada con los mismos criterios que la señal, está dominada por sucesos $\mathrm{t\bar{t}}$ y otros fondos como WW y ZZ, con $\mathrm{Z} \rightarrow \tau^{+}\tau^{-}$ (Figura 9). Debido a la simetría de sabor leptónica en sucesos $\mathrm{t\bar{t}}$, esta muestra de control se comporta igual que la suma de las muestras dileptónicas utilizadas en el análisis, $\mathrm{e}^{+}\mathrm{e}^{-} + \mu^{+}\mu^{-}$, siendo una estimación precisa de este fondo.

El fondo de sucesos de Z+jets con prodcción asociada de jets se estima a partir de sucesos simulados, corrigiendo su distribución y normalización utilizando una muestra de control de datos reales. La región de control de esta muestra, definida en los intervalos de m_{jj} $[60, 75]$ y $[105, 130]$ GeV, carece de sucesos de señal y está dominada por sucesos $\mathrm{t\bar{t}}$ y Z+jets. La contaminación de sucesos Z+jets se obtiene sustrayendo de la muestra de control los sucesos $\mathrm{t\bar{t}} \rightarrow \mathrm{e}^{\pm}\mu^{\mp}jj$. Las ligeras diferencias en las caractarísticas cinemáticas de los sucesos en la región de control y en la región de la señal se corrigen utilizando sucesos simulados. El fondo de Z+jets asociado a *jets* así estimado incluye el fondo de sucesos de dibosones débiles, cuya contribución es mucho menor.

La distribución del fondo en la región de la señal presenta un comportamiento exponencial decreciente para masas superiores a 230 GeV. La parametrización de esta distribución como una función analítica proporciona una descripción del fondo precisa incluso a alta masa (Figura **??**), región en la que las predicciones de la simulación están afectadas de una elevada indeterminación estadística.

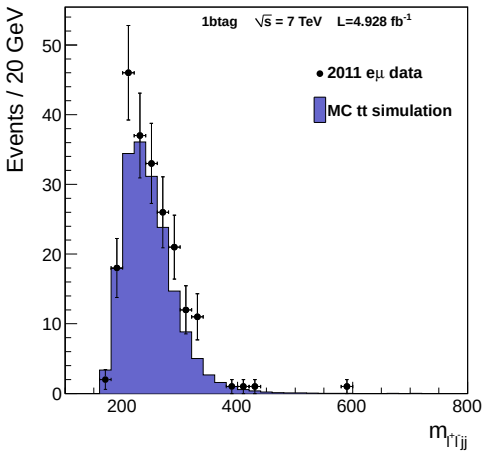


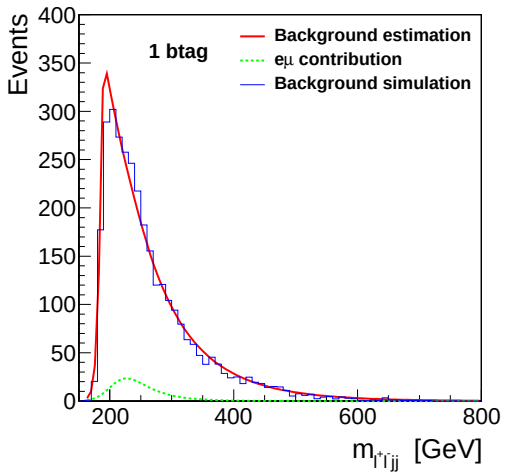
Figura 9: Distribución de masa invariante de datos $\mathrm{e}\mu\mathrm{q\bar{q}}$ (puntos con barras de error estadístico) y sucesos simulados $\mathrm{t\bar{t}}$ (histogramas) en la categoría de un quark b identificado.

C. Errores sistemáticos

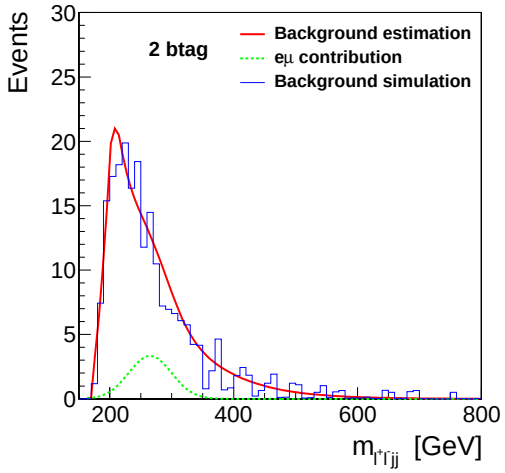
Las distribuciones de masa $m_{\ell\ell jj}$ utilizadas en el análisis estadístico de los datos para determinar la posible existencia de una señal del bosón de Higgs están sujetas a efectos instrumentales y experimentales que potencialmente afectan a su forma y normalización, tanto para las distribuciones de datos como para las de fondo y de señal.

La cuantificación del impacto de estos efectos, llamados sistemáticos, en el resultado final es una parte importante del análisis. La tabla II resume los valores de los principales errores sistematicos que afectan al análisis. Estos incluyen ineficiencias en la reconstrucción de los leptones y *jets*, así como incertidumbres debidas al *pile-up* y a la luminosidad proporcionada por el acelerador LHC. La eficiencia de identificación de quarks b tiene un efecto importante en la muestra de 2-btag.

La incertidumbre teórica en el mecanismo de producción de bosones de Higgs por fusión de gluones ($\sigma(\mathrm{gg})$) es una de las principales contribuciones el error sistemático. Esta es debida al conocimiento limitado de las *parton distribution functions* y a que el cálculo de la sección eficaz se realiza a segundo orden en teoría de perturbaciones, NNLO, ignorando correcciones de órdenes



(a)



(b)

Figura 10: Distribución de masa invariante para el fondo esperado para las categorías de (a) 1 quark b identificado y (b) dos quarks b identificados. El histograma corresponde a la simulación mientras que la línea continua representa el fondo estimado a partir de la región de control y la muestra eμ. La línea punteada destaca esta última contribución.Comparación de la simulación MC del fondo de Z+jets en la *sideband* con respecto a datos en esa región que provienen de dicho fondo para las categorías de 1 quark identificado (a) y dos quarks identificados (b).

superiores. Por la misma razón, hay un error sistemático en la sección eficaz total de producción de H, que es significativo a altos valores de la masa del bosón de Higgs.

El efecto neto de incluir estas incertidumbres sistemáticas en el análisis es reducir apreciablemente el potencial de descubrimiento del bosón de Higgs, dependiendo de la hipótesis de masa m_{H}.

Fuente	1-btag	2-btag
Reconstrucción de $\mu^{\pm}$	2.7 %	
Reconstrucción de $e^{\pm}$	4.5 %	
Reconstrucción de jets	5 %	
Pile-up	4 %	
Eficiencia de btag	3 %	18 %
MET	–	3 %
Luminosidad	2.2 %	
σ(gg)	8.4 %	
σ(H)	1.2-32 %	

Cuadro II: Resumen de las incertidumbres sistemáticas del análisis.

V. RESULTADOS

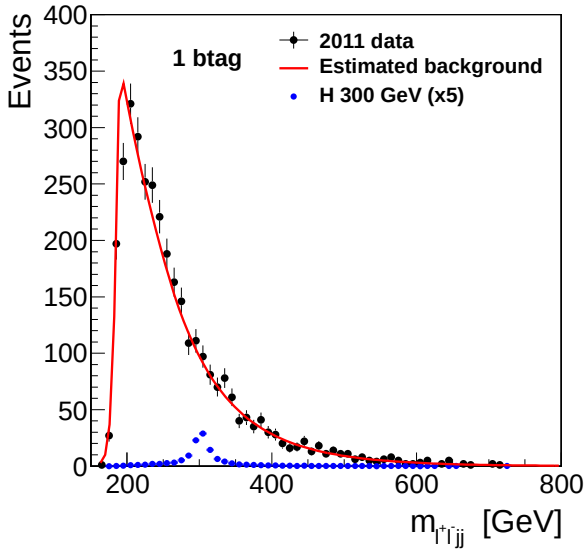
Para determinar la presencia en los datos de una señal hipotética producida por un bosón de Higgs de una masa dada, m_{H}, utilizamos la distribución de masa invariante de los leptones y quarks de los sucesos seleccionados. El análisis estadístico se basa en un método de máxima verosimilitud [22] que compara la distribución de $m_{\ell\ell jj}$ de los datos con dos hipótesis: una corresponde a asumir que el fondo del SM reproduce los datos (f) y otra que los datos siguen la distribución del fondo más la señal de un bosón de Higgs con una masa determinada ($s+f$). Dado que m_{H} es un parámetro desconocido en el modelo de Higgs, la comparación se realiza para varios valores de la masa del bosón de Higgs: 200, 300, 400, 500 y 600 GeV. El resultado del análisis se expresa en términos de un intervalo de confianza, CL, de compatibilidad de los datos com la hipótesis $s+f$.

La distribución de $m_{\ell\ell jj}$ se obtiene de los datos tomados por CMS, de los fondos estimados según se describe en la sección IV B y de las señales del bosón de Higgs simuladas. El análisis estadístio se realiza por separado para sucesos de la categoría 1-btag y 2-btag, dando lugar a un resultado combinado para el CL. La Figura 11 contiene las distribuciones de $m_{\ell\ell jj}$ para las dos categorías del análisis, con uno y dos quarks b identificados, respectivamente.

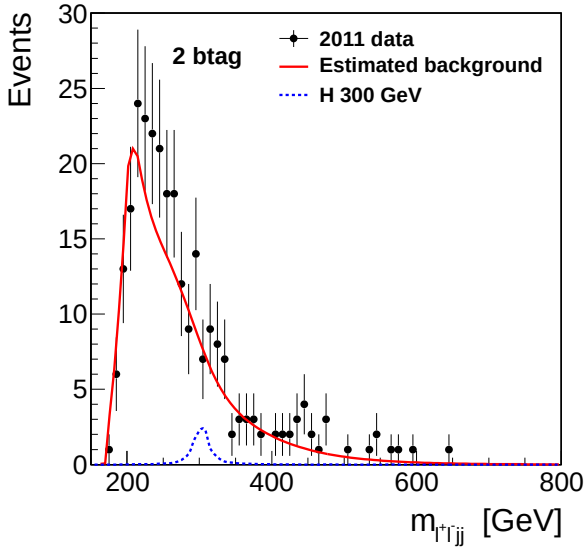
El estimador estadístico utilizado para discriminar una hipotética señal es Q:

$$Q = -2ln\frac{\mathcal{L}(datos|\mu s+f)}{\mathcal{L}(datos|f)}, \tag{8}$$

donde $\mathcal{L}$ es la función de verosimilitud (*likelihood*) de los datos para cada una de las dos hipótesis, f o $\mu s+f$. El parámetro $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$ se introduce para hacer el resultado fácilmente interpretable en modelos teóricos que predigan una señal similar a la del bosón de Higgs pero con una sección eficaz, σ, diferente. Para



(a)



(b)

Figura 11: Distribución de masa invariante de dos leptones y dos jets para las dos categorías del análisis: (a) 1 quark b identificado y (b) 2 quarks b identificados. Los puntos con barras de error corresponden a los datos observados, la línea continua representa el fondo esperado y los puntos azules a la contribución que poseería una señal de 300 GeV.

el Modelo Estándar $\mu = 1$. La función de verosimilitud tiene en cuenta las incertidumbres sistemáticas del análisis descritas en las sección IV C como *nuisance parameters*, términos aditivos que reducen la sensibilidad del análisis para establecer la presencia de una señal.

La hipótesis de que los datos sean debidos a una señal μs se excluye con un nivel de confianza del 95 % cuando se verifique que

$$CL_s = \frac{p_\mu}{1 - p_f} < 0.05, \tag{9}$$

donde p_μ y $1 - p_f$ son las probabilidades de observar valores de Q mayores que los medidos en los datos bajo las hipótesis $\mu s + f$ y f respectivamente. Dado que la sección eficaz σ depende del valor concreto de la masa del bosón de Higgs, el valor de CL_s depende de la hipótesis de m_{H} considerada.

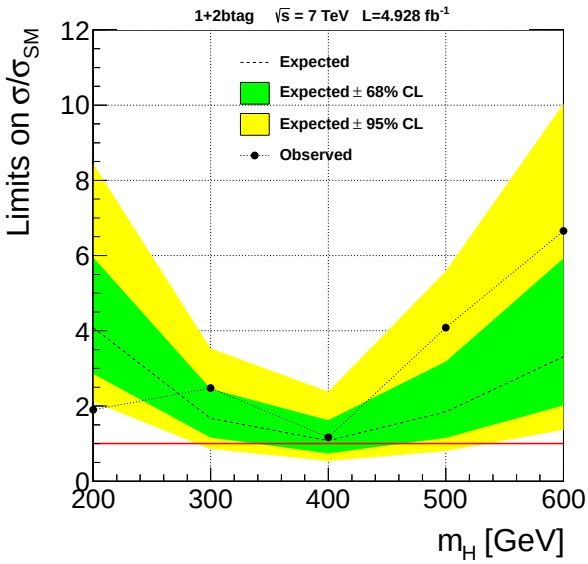


Figura 12: Límites de exclusión a la sección eficaz del bosón de Higgs respecto a la predicccción del SM, σ/σ_{SM} en función de la masa de H. El límite de exclusión esperado para la hipótesis de que no exixte el bosón de Higgs (línea discontinua) se muestra junto a las bandas de error de 1 (verde) y 2 desviaciones estándar (amarillo). La línea continua corresponde a los valores observados en el experimento CMS durante el año 2011, tras combinar los resultados para los canales de de electrones y muones y las dos categorías de 1 y 2 b-tag.

La Figura 12 muestra los resultados de nuestro análisis para cinco valores representativos de m_{H}. La línea horizontal corresponde a la fuerza de la señal predicha por el SM. Como se puede observar, se espera una mayor sensibilidad a la presencia de un bosón de Higgs entre 300 y 500 GeV. De esta figura se concluye que la cantidad de datos tomados por CMS en 2011 no son suficientes para detectar o excluir el bosón de Higgs en este rango de masas. Este análisis se enmarca en uno más amplio del experimento CMS que, combinando varios canales de desintegacón del bosón se Higgs, son capaces de establecer la existencia de un bosón compatible con el de Higgs con una masa de 125.3 GeV, además de excluir la existencia del bosón de Higgs para masas superiores a 400 GeV.

VI. CONCLUSIONES

En este trabajo hemos realizado la búsqueda del bosón de Higgs del SM en el canal H→ ZZ→ $\ell^+\ell^-b\bar{b}$, para $m_{\rm H} > 200$ GeV utilizando los datos recolectados por el experimento CMS durante el año 2011, correspondientes a una luminosidad integrada de 4.93 fb^{-1}. Estos sucesos se han originado en colisiones protón-protón a una energía en centro de masas de 7 TeV. Con estos datos hemos identificado leptones y *jets* procedentes de bosones Z, Z→ $\ell^+\ell^-$ y Z→ jj, y, a partir de ellos, hemos reconstruido candidatos a H→ ZZ→ $\ell^+\ell^-b\bar{b}$. La determinación precisa de la contaminación de sucesos del Modelo Estándar a partir de muestras de control seleccionadas en los propios datos es uno de los elementos cruciales y más compejos del análisis.

Basándonos en la distribución de masa invariante de los leptones y los jets, $m_{\ell\ell jj}$, hemos realizado un análisis estadístico para establecer la presencia o ausencia de una señal compatible con un bosón de Higgs, combinando análisis con diferente potencial de descubrimieno (1 y 2 b-tag). Dentro de las limitaciones impuestas por el reducido número de sucesos recolectados por CMS en 2011, hemos establecido límites a la sección eficaz de producción del bosón de Higgs en el rango de masas de 200 a 600 GeV. Este análisis, una vez combinado con los demás análisis de búsqueda del bosón de Higgs en CMS, mejora sustancialmente los límites de alta masa establecidos por experimentos anteriores, como LEP y Tevatron.

Una versión mejorada de este análisis está siendo llevado a cabo con los datos recolectados en año 2012, a una energía en centro de masas de 8 TeV. Actualmente, la luminosidad integrada es de unos 14 fb^{-1}, siendo la previsión para final de año de unos 25 fb^{-1}. El aumento significativo del número de sucesos en 2012 permitirá a CMS detectar o excluir bosones de Higgs hasta masas del orden de 600 GeV.

[1] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, arXiv:1207.7235v1 (2012).

[2] ATLAS Collaboration, *Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC*, arXiv:1207.7214v1 (2012).

[3] F. Englert, R. Brout, *Broken Symmetry and the mass of gauge vector mesons*, Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964).

[4] P.W. Higgs, *Broken Symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. 12, 132 (1964).

[5] P.W. Higgs, *Broken Symmetries and the masses of gauge bosons* Phys. Lett. 13, 508 (1964).

[6] G.S. Guralnik et al, *Global conservation laws and massles particles*, Phys. Rev. Lett. 13, 585 (1964).

[7] P.W. Higgs, *Spontaneus symmetry breakdown without massles bosons*, Phys. Rev. 145, 1156 (1966).

[8] T.W.B. Kibble, *Symmetry breaking in non-abelian gauge theories*, Phys. Rev. 155, 1154 (1967).

[9] R.C.Fernow, *Introduction to experminetal particle physiscs*, Cambridge University Press, pp 99-102 (1986).

[10] M. Cacciari, G.P. Salam, *Pile up substraction using jet areas*, Phys. Lett. B, 659, 119-126 (2008).

[11] CMS Collaboration, *Detector Performance and Software*, PTDR Vol.I: CERN-LHCC-2006-001 (2006).

[12] J. Alwall, P. Demin, S. de Visscher et al., *MadGraph/MadEvent v4: the new web generation*, JHEP 09 (2007) 028.

[13] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, JHEP 05 , 026 (2006).

[14] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari et al., *NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG*, JHEP 04, 002 (2009).

[15] GEANT4 Collaboration, *GEANT4 - a simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A, 506, 250 (2003).

[16] CMS Collaboration, *Performance of muon identification in pp collisions at sqrt(s)=7 TeV*, CMS PAS MUO-10-002 (2010).

[17] CMS Collaboration, *Reconstruction of Electrons with the Gaussian-Sum-Filter in the CMS Tracker*, CMS Note 2005/001 (2005).

[18] CMS Collaboration, *Electron reconstruction and identification at sqrts=7 TeV*, CMS DPS 2010-032 (2010).

[19] M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez, *The anti-kT jet clustering algorithm*, JHEP04, 063 (2008).

[20] CMS Collaboration, *Algorithms for b Jet Identification in CMS*, CMS PAS BTV-09-001 (2009).

[21] Y. Gao et al., *Spin determination of single-produced resonances at hadron colliders*, Phys.Rev.D81, 075022 (2010).

[22] ATLAS and CMS Collaborations, *Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011*, CMS NOTE-2011/005 (2011).

1135-9420