



Máster de Física Fundamental
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid

MEASUREMENT OF THE INCLUSIVE PRODUCTION CROSS-SECTION OF W BOSONS AT $\sqrt{S} = 2.76$ TeV IN THE LHC

MEDIDA DE LA SECCIÓN EFICAZ DE PRODUCCIÓN INCLUSIVA DE BOSONES W A $\sqrt{S} = 2.76$ TeV EN EL LHC

Trabajo realizado por:

Adrián Quintario Olmeda¹

Dirigido por:

Dra. Begoña de la Cruz Martínez²

y

Dra. María Isabel Josa Mutuberría³

Depto. de Física Experimental de Altas Energías (CIEMAT, Madrid)

7 de julio de 2011

1 a.q.o@cern.ch

2 begona.delacruz@ciemat.es

3 isabel.josa@ciemat.es

Medida de la sección eficaz de producción inclusiva de bosones W a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV en el LHC

Adrián Quintario Olmeda

Measurements of inclusive W production cross-sections in pp collisions at center-of-mass energy of 2.76 TeV are presented for the first time, based on 241 inverse nanobarns of data recorded by the CMS detector at the LHC. The measurement, performed in the muon decay channel, gives $\sigma_{pp \rightarrow WX} \times \mathcal{B}(W \rightarrow \mu\nu) = 3.94 \pm 0.18(\text{stat}) \pm 3.9(\text{lumi})$ nb. Theoretical predictions, calculated at the next-to-next-to-leading order in QCD using recent parton distribution functions, are in agreement with the measured cross-sections. W^+ and W^- cross-sections and their ratio are also reported. This essay also presents a description of the CMS detector, of the generation and simulation of Monte Carlo samples of events as well as the characterization of signal events and the complete process of selection and reconstruction of these.

En este trabajo se ha medido por primera vez la sección eficaz inclusiva de producción de bosones W a una energía de centro de masas de 2.76 TeV. Los datos analizados corresponden a una muestra de colisiones pp de 241 inversos nanobarn de luminosidad integrada en el experimento CMS, situado en el acelerador LHC. La medida, realizada en el canal de desintegración muónico, da $\sigma_{pp \rightarrow WX} \times \mathcal{B}(W \rightarrow \mu\nu) = 3.94 \pm 0.18(\text{stat}) \pm 3.9(\text{lumi})$ nb. Los resultados obtenidos son compatibles con las predicciones teóricas, calculadas a next-to-next-to-leading order en QCD usando funciones de distribución partónicas recientes. También se presentan las secciones eficaces de W^+ y W^- y el cociente entre éstas. En el trabajo se describe además el funcionamiento del detector CMS, de la generación y simulación de muestras de sucesos por métodos de Monte Carlo así como la caracterización de sucesos de señal y el proceso completo de selección y reconstrucción de éstos.

Keywords: *Vector bosons, cross section, LHC, CMS, muon, electroweak processes.*
Bosones vectoriales, sección eficaz, LHC, CMS, muon, procesos electrodébiles.

Contenidos

INTRODUCCIÓN

Introducción	1	El estudio de la producción de bosones vectoriales W y Z (V, para generalizar) es de gran importancia en los aceleradores de partículas de altas energías ya que permiten probar la exactitud de cálculos teóricos como QCD no perturbativa o funciones de distribución partónicas (PDFs). En el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) del CERN estos estudios continúan los ya realizados en aceleradores anteriores, como SPS (CERN), donde fueron descubiertos en 1983 los bosones vectoriales, y siguieron en Tevatron (Fermilab).
El detector CMS	2	En la actualidad el LHC está funcionando a una energía en el sistema de centro de masas de 7 TeV y ya existen medidas de la sección eficaz de producción de bosones a esta energía con una colección de datos de luminosidad acumulada igual a 36 pb^{-1} [1]. A finales de 2010 se produjeron en el LHC colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$
Selección de candidatos a W	3	
Selección y reconstrucción de muones	3	
Energía transversa perdida	7	
Discriminación de fondo	7	
Medida de la sección eficaz	8	
Resultados	10	
Conclusiones	11	
Referencias	12	

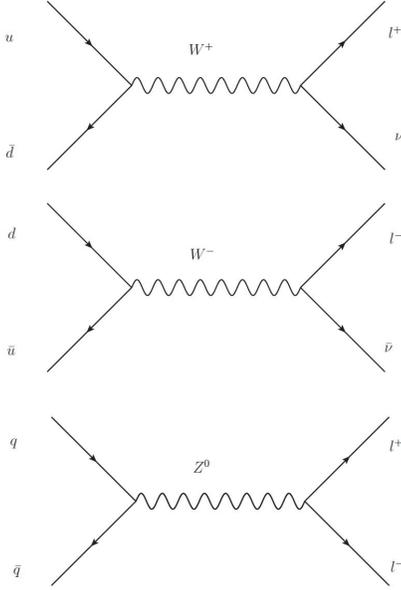


Figura 1: Producción y desintegraciones leptónicas de bosones W y Z

TeV. Para comparar los datos obtenidos y tener referencias, en marzo de 2011 se recogieron 241 nb^{-1} de datos de colisiones p-p a la misma energía. Esta muestra es la que se analiza en este trabajo¹.

El LHC [2] es un colisionador de protones, que se componen de tres quarks de *valencia*, (uud), y un mar de gluones y quarks y antiquarks. Las interacciones que se dan en las colisiones son, de hecho, entre estos partones. En concreto, las que dan lugar a la formación de bosones vectoriales W y Z son entre un quark y un antiquark. A nivel árbol, los diagramas de Feynman principales de los procesos de producción y desintegración son los que se muestran en la figura 1. Aunque también hay desintegraciones hadrónicas, $V \rightarrow q\bar{q}'$, en la figura se muestran sólo las desintegraciones leptónicas de los bosones, en

las que se centra este trabajo. En concreto, se estudiará el canal de desintegración de bosones W^+ y W^- a un muon y un neutrino.

La desintegración de un W se produce en el vértice mismo de su producción. En su canal muónico está caracterizada por tener en el estado final un muon y un neutrino de gran momento transversal (p_T) que salen en direcciones opuestas en el plano transversal.

La medida de la sección eficaz se basa en el recuento de los sucesos que hay de un proceso dado en una muestra de luminosidad integrada conocida, corregido por la eficiencia del análisis (detección, reconstrucción, selección, etc.) y la aceptación del experimento. Habrá que diseñar una selección que extraiga lo más eficientemente posible la señal de W de la muestra total de datos. Habrá inevitablemente sucesos de otros procesos que pasen esta selección. Para separarlos de la señal se acudirá a las simulaciones de Monte Carlo.

Matemáticamente, el cálculo de la sección eficaz está regido por la fórmula

$$\sigma_{pp \rightarrow WX} \mathcal{B}(\mu\nu_\mu) = \frac{N}{A\epsilon\mathcal{L}_{\text{int}}} \quad (1)$$

donde $\mathcal{B}(\mu\nu_\mu)$ es la fracción de desintegración, o probabilidad de que el bosón se desintegre en el canal indicado; N es el número de sucesos de señal, A es la aceptación cinemática del proceso, ϵ la eficiencia y \mathcal{L}_{int} la luminosidad integrada, un dato que provee el grupo correspondiente de la colaboración CMS.

En la siguiente sección se presentarán las características principales del detector CMS, prestando atención a las que afectan más al análisis presente. A continuación se presentan los métodos de selección de candidatos; la estrategia para la medida de la sección eficaz; los resultados a los que se ha llegado en este trabajo y, por último, las conclusiones del estudio.

EL DETECTOR CMS

CMS [3] (*Compact Muon Solenoid*, Solenoid Compacto de Muones) es uno de los cuatro

¹ Este análisis es privado y no ha sido presentado a la colaboración CMS.

experimentos situados en el LHC. Consiste en una serie de subdetectores situados concéntricamente al haz de protones en una zona central, o barril, y en las tapas de éste, además de un imán superconductor solenoidal de 6 m de diámetro que proporciona un campo magnético de 3.8 Teslas paralelo al eje del haz, lo que permite medir con gran resolución el momento transverso de las partículas cargadas.

El sistema de coordenadas de CMS tiene su origen en el punto de interacción nominal, el eje Z situado a lo largo del tubo por donde circulan los haces de protones, el eje X apuntando hacia el centro del anillo del LHC y el eje Y hacia arriba. El ángulo azimutal ϕ se mide en radianes sobre el plano XY, el polar θ desde la parte positiva del eje Z y de éste se obtiene la pseudorrapidez $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$.

Dentro del solenoide se encuentran, ordenados desde el punto de interacción hacia el exterior, el detector de trazas de píxeles y tiras de silicio, el calorímetro electromagnético (ECAL) y el hadrónico (HCAL). Fuera del solenoide, incrustadas en el hierro de retorno del imán, están las cámaras de muones, detectores gaseosos de ionización. Ver fig. 2.

El detector de trazas mide las trayectorias de partículas cargadas en un rango $|\eta| < 2.5$. Consiste en 1440 módulos de píxeles de silicio y 15480 tiras de silicio, que proveen una resolución del parámetro de impacto de ~ 15 micras y, para partículas con $p_T \sim 40$ GeV, una resolución en p_T entorno al 1%. El ECAL consiste en 76000 cristales de tungstato de plomo que cubren $|\eta| < 1.479$ en la región del barril y $1.479 < |\eta| < 3.0$ en las tapas. Su resolución en energía es mejor que el 0.5% para fotones no convertidos de energía transversa de alrededor de 100 GeV. El HCAL está hecho de hierro y plástico centelleador. Los muones son detectados en las cámaras de muones dentro del rango $|\eta| < 2.4$ mediante tres tecnologías: tubos de deriva (DT), cámaras de cátodos en tiras (CSC) y cámaras de placas resistivas (RPC). Las DT se sitúan en el barril, las CSC en las tapas, a bajo ángulo, y las RPC en ambas zonas. La combina-

ción de la señal dejada en las cámaras de muones con la del detector de trazas permite una reconstrucción de alta calidad de las trayectorias de los muones, de las que se puede obtener su momento transverso con una resolución de entre el 1 y el 2% para valores de p_T de hasta 100 GeV.

Por último, CMS cuenta con un sistema de selección *on line* de sucesos (*triggers*) que selecciona de manera eficiente aquéllos que tengan una signatura física interesante para el estudio.

SELECCIÓN DE CANDIDATOS A W

Los sucesos candidatos a proceder de la desintegración de un bosón W están caracterizados por un muon aislado de alto momento transverso y una considerable falta aparente de conservación de energía y momento en el plano transverso (de aquí en adelante, *energía transversa perdida*) debido a que el neutrino escapa a la detección. Otros procesos con una signatura semejante a la de la señal, y que van a ser considerados en este trabajo, son: QCD, sucesos de *Drell-Yan* en los que se pierde uno de los muones y desintegración de W a un leptón tau y un neutrino en los que el tau se desintegra en un muon. A energías de centro de masas más altas cobra importancia la producción de pares $t\bar{t}$, ya que los *tops* se desintegran en un W y un quark *b* en cuya cascada de desintegración puede haber un muon. Pero a 2.76 TeV esta contribución es despreciable.

Este estudio se apoya en simulaciones de Monte Carlo, tanto de la señal como de los procesos de fondo, que serán descritas más abajo.

Selección y reconstrucción de muones

Los muones son una parte indispensable en este análisis por lo que se requerirá una buena caracterización desde su detección hasta su reconstrucción. Durante los siguientes párrafos se describirán algunas de sus características prin-

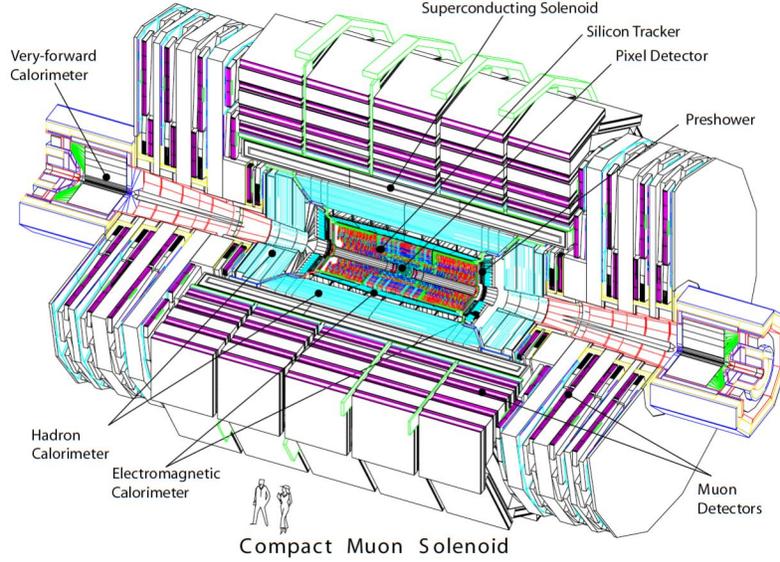


Figura 2: Vista esquemática de CMS.

cipales y magnitudes asociadas, usadas para su selección.

El momento transverso del muon es la proyección sobre el plano XY de su momento total, $p_T^2 = p_x^2 + p_y^2$.

Para tener una idea de las características de los muones provenientes de la desintegración de un W hay que atender a la topología del proceso: los W se forman con bajo p_T y se desintegran por tanto a un muon y un neutrino que salen en direcciones transversas opuestas (baja acoplanaridad: $\pi - \Delta\phi$, donde $\Delta\phi$ es el ángulo azimutal entre las proyecciones de los p_T de muon y neutrino) y que se llevan cada uno aproximadamente la mitad de la energía. Las figuras 3, 4 y 5, tomadas de la simulación de la señal, dan una idea de este proceso.

Gracias al campo magnético de CMS, el momento transverso de los muones se mide en el detector de trazas mediante la expresión $p_T = 0.3q\rho B$. La constante 0.3 es un factor dado por la geometría del imán, q es la carga de la partícula, ρ su radio de curvatura y B la intensi-

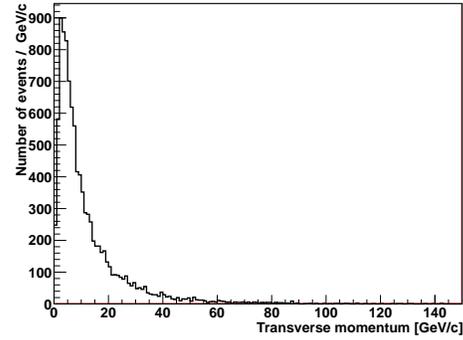


Figura 3: Distribución de p_T de los W generados en la simulación de $W \rightarrow \mu\nu$.

dad del campo solenoidal. En la fig. 6 se muestra la distribución de p_T medida tras aplicar todos los cortes de selección (que serán descritos más abajo) *excepto* el propio de p_T , que consiste en seleccionar sólo los muones con momento transverso mayor que 20 GeV, con lo que suprimiremos una buena parte de procesos de QCD.

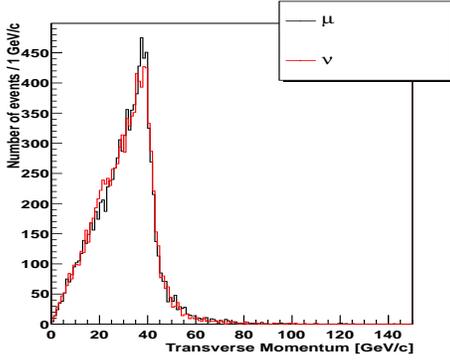


Figura 4: Distribución de p_T de muones y neutrinos a nivel generador en la simulación de $W \rightarrow \mu\nu$.

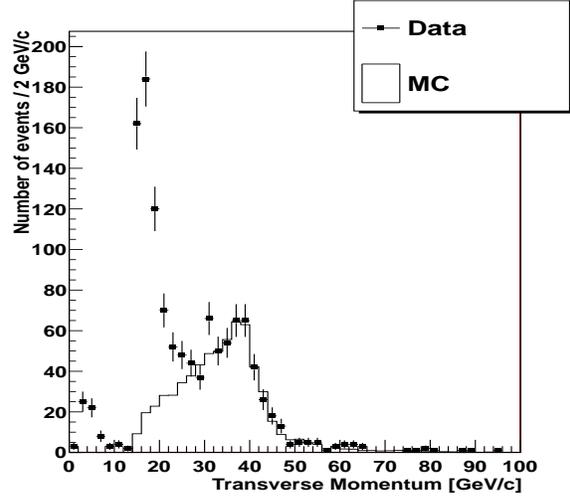


Figura 6: Distribución del p_T de los muones analizados.

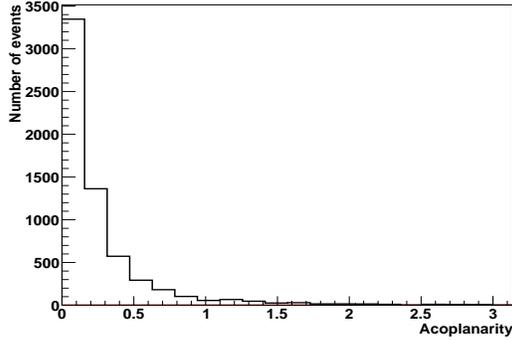


Figura 5: Acoplanaridad medida sobre el Monte Carlo de $W \rightarrow \mu\nu$ a nivel de reconstrucción.

Además, se limitará el espacio de fases de la selección de muones a los más centrales, $|\eta| < 2.1$, región en la que la eficacia de los *triggers* de muones de CMS es mejor y más estable (fig. 7).

Es esencial tener una buena reconstrucción de los muones seleccionados, por lo que se les aplica una serie de criterios de calidad. En primer lugar, se pide que la traza del muon esté bien reconstruida: los candidatos deben estar reconstruidos empezando por la información del detector de trazas y por los segmentos en las cámaras de muones. Además, debe haber señal en al menos dos estaciones de muones y el ajuste a

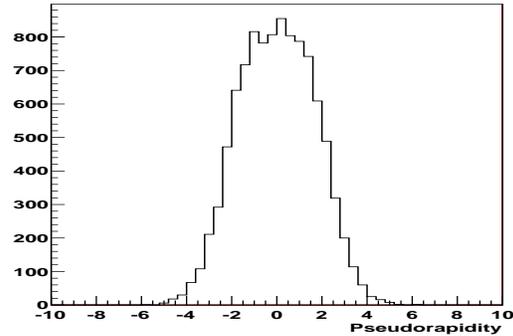


Figura 7: Distribución de η de los muones generados en la simulación de $W \rightarrow \mu\nu$ a nivel de generación.

la traza debe cumplir $\chi^2/N_{dof} < 10$. Así nos aseguramos la supresión de señales dejada por hadrones formados en el material del detector y por desintegraciones en vuelo.

Se exige un número mínimo de impactos en el detector de trazas para una buena precisión en la medida tanto de p_T como del parámetro de impacto. A éste se le requiere que sea menor que 2 mm para rechazar muones cósmicos.

Corte	Núm. suc.	%
$p_T > 20$ GeV	4083	
$ \eta < 2.1$	3742	91.65
Cal. + DY supr.	1519	40.59
$I_{rel}^{comb} < 0.1$	692	45.56
$m_T > 50$ GeV	508	73.41

Cuadro I: Efectos de los cortes sobre la muestra de muones. El número inicial de sucesos es de 5.74×10^6 . En la tercera columna se muestra el porcentaje de sucesos que pasan el corte respecto al anterior.

Como se verá más adelante, una magnitud importante para la selección de muones de procesos electrodébiles es el aislamiento, que da cuenta de la cantidad de energía registrada alrededor del muon candidato. En particular, se usará la energía medida por los calorímetros más el momento medido por el detector de trazas referido al momento del muon para conformarla:

$$I_{rel}^{comb} = \sum (E_T^{ECAL} + E_T^{HCAL} + p_T^{trk}) / p_T$$

donde la suma se extiende a todas las partículas (excluyendo al propio muon) dentro de un cono $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.3$.

Una de las características, ya mencionada, de los muones procedentes de un W es su alto aislamiento (bajo valor de I_{rel}^{comb}), ya que no se crean junto a más partículas que vayan en su misma dirección. En la fig. 8 se muestra la distribución de aislamiento de los muones analizados, tras aplicar todos los cortes de selección salvo el propio de aislamiento.

El cuadro I muestra el efecto de esta serie de cortes sobre el número de sucesos. En el apartado de calidad se incluye el corte en el parámetro de impacto, en la bondad del ajuste de las trazas y en el número de impactos. El de masa transversa no es un corte propiamente dicho y será explicado más abajo. Esta información se presenta separada por signo de carga de los muones en los cuadros II y III.

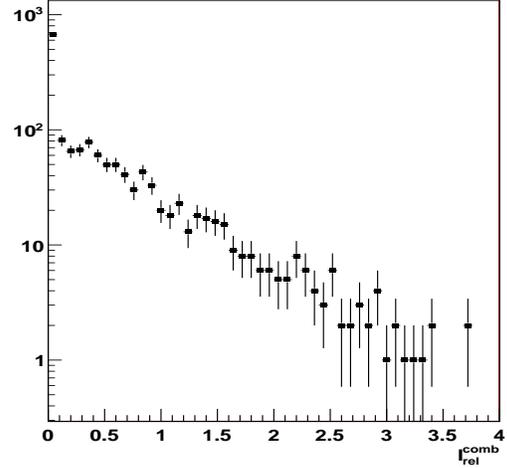


Figura 8: Distribución observada de aislamiento combinado (ECAL más HCAL más detector de trazas) relativo al momento transverso del muon tras aplicar al total de los datos todos los cortes excepto el propio de aislamiento.

Corte	Núm. suc.	%
$p_T > 20$ GeV	2302	
$ \eta < 2.1$	2126	92.35
Cal. + DY supr.	864	40.64
$I_{rel}^{comb} < 0.1$	434	50.23
$m_T > 50$ GeV	325	74.88

Cuadro II: Efectos de los cortes sobre la muestra de muones positivos.

Corte	Núm. suc.	%
$p_T > 20$ GeV	1781	
$ \eta < 2.1$	1616	90.74
Cal. + DY supr.	655	40.53
$I_{rel}^{comb} < 0.1$	258	39.39
$m_T > 50$ GeV	183	70.93

Cuadro III: Efectos de los cortes sobre la muestra de muones negativos.

Energía transversa perdida

La energía total tras la colisión debe estar balanceada en el plano transverso, por conservación de energía-momento. La \cancel{E}_T es el módulo de la energía transversa “perdida”, calculada como el opuesto a la suma vectorial de todas las energías transversas de las partículas reconstruidas en el detector. Su medida es muy delicada ya que numerosos desajustes pueden originar una medida artificial de energía faltante: ineficiencias, mala calibración, o un modelado no suficientemente bueno de los subdetectores pueden generar una \cancel{E}_T ficticia.

A nivel de detector, es imprescindible que éste sea lo más hermético posible para tener una medida correcta. Tanto espacialmente como en capacidad de detección.

Para incrementar la precisión se cuenta con el algoritmo de flujo de partículas (*particle flow*, PF). Este algoritmo emplea la información de todos los subdetectores para identificar el tipo de los objetos reconstruidos. Esto permite medir muy precisamente las medidas de la energía depositada y eliminar redundancias en función de cada tipo de partícula.

En la fig. 9 se pueden ver comparadas las distribuciones de \cancel{E}_T de los datos seleccionados y del Monte Carlo.

Discriminación de fondo

Las muestras de muones pueden estar contaminadas por una serie de procesos de QCD: jets incorrectamente identificados como muones o muones reales producidos en una cadena de desintegraciones hadrónicas. Muchos de estos falsos muones o muones reales dentro de jets tendrán un momento transverso bajo y serán eliminados en parte con el corte en p_T . Como además en los dos casos estos muones se caracterizan por no estar aislados, para suprimirlos aún más se impone un límite en la variable de aislamiento, rechazando todos los muones con $I_{rel}^{comb} > 0.1$.

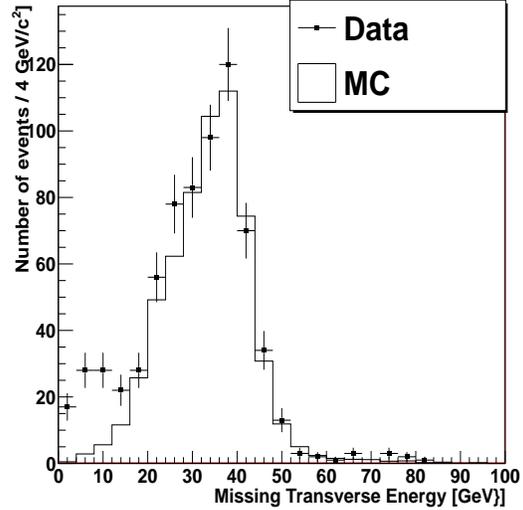


Figura 9: Distribución de \cancel{E}_T de la muestra analizada y de la simulación de $W \rightarrow \mu\nu$. El Monte Carlo está normalizado al número de sucesos esperado, expuesto en la sección de Resultados.

El fondo de *Drell-Yan* se disminuye excluyendo los sucesos en los que hay dos muones de alto p_T . La contribución principal es la de $Z \rightarrow \mu\mu$ a la escala de energías que tratamos (por ejemplo, no se espera contaminación proveniente de J/ψ) que tiene una sección eficaz aproximada de 340 pb. La estimación del número de sucesos de este tipo que acaban pasando los cortes de selección se estimará mediante una simulación de Monte Carlo, generando un fondo de dimuones con masa invariante mayor que 20 GeV en el que estará el pico del Z.

Por último, la contribución de $W \rightarrow \tau\nu$ será también estimada mediante simulación. La sección eficaz de este proceso es igual que la de desintegración a un muon y un neutrino. Pero su contribución a muones en el estado final está reducida por la fracción de desintegración de $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ (17%) y porque el momento de estos muones es menor, por lo que se suprimirán en parte con los cortes en p_T .

En el cuadro IV se resumen las estadísticas de estas simulaciones. En los cuadros V y VI se

presentan las mismas magnitudes separadas por carga.

Proceso	Gen.	Sel.	\mathcal{A}
$W \rightarrow \mu\nu$	10000	5207	0.5207 ± 0.0050
$W \rightarrow \tau\nu$	6900	62	0.0090 ± 0.0011
$Z \rightarrow \mu\mu$	10000	565	0.0565 ± 0.0023

Cuadro IV: Número de sucesos generados y seleccionados y \mathcal{A}_i de las tres simulaciones del análisis: la correspondiente a la señal y a las principales contribuciones electrodébiles al fondo. Los datos se han extraído a partir de las distribuciones de masa transversa con $m_T > 50$ GeV.

La variable \mathcal{A}_i es el cociente entre el número de sucesos seleccionados y el número de sucesos generados. Representa el producto $A\epsilon$ visto en la ecuación (1). Es decir, a la muestra de sucesos generada se le aplican los mismos filtros de selección que a la muestra de datos y el número de sucesos que pasen los cortes dividido por el número total de sucesos generados dará una estimación de la eficiencia por aceptación con la que aceptamos/rechazamos sucesos de cada proceso. En el caso de $W \rightarrow \tau\nu$, \mathcal{A}_i , por definición, también incluye la fracción de desintegración del tau a muon.

Proceso	Gen.	Sel.	\mathcal{A}
$W^+ \rightarrow \mu^+\nu$	6259	3380	0.5400 ± 0.0063
$W^+ \rightarrow \tau^+\nu$	4327	34	0.0079 ± 0.0013
$Z \rightarrow \mu^-\mu^+$	10000	294	0.0294 ± 0.0017

Cuadro V: Estadísticas de las tres simulaciones del análisis usadas para el cálculo de σ_{W^+} .

Proceso	Gen.	Sel.	\mathcal{A}
$W^- \rightarrow \mu^-\nu$	3741	1827	0.4884 ± 0.0082
$W^- \rightarrow \tau^-\nu$	2573	28	0.0109 ± 0.0020
$Z \rightarrow \mu^-\mu^+$	10000	271	0.0271 ± 0.0016

Cuadro VI: Estadísticas de las tres simulaciones del análisis usadas para el cálculo de σ_{W^-} .

Para todas las simulaciones, tanto de fondo como de señal, se ha usado el generador de sucesos PYTHIA [4] y el programa GEANT4 [5]. PYTHIA se usa para la generación del suceso: la colisión de los protones y topología del estado final. Las PDF's que emplea son cteq6l, a LO. A partir de ahí, GEANT4 simula la interacción de las partículas con el material del detector, la señal depositada, la respuesta de los *triggers*, etc., usando la interfaz de CMSSW (*software* de CMS).

El fondo de QCD no ha sido simulado debido a que conseguir una estadística de muones competitiva requeriría generar un alto número de sucesos y, aun así, no sería una muestra realista.

Habitualmente, las simulaciones están centralizadas y se ponen a disposición de toda la colaboración como conjuntos de datos tratables como los datos reales. Sin embargo, las empleadas para este estudio han tenido que ser generadas privadamente, al no existir una simulación oficial.

MEDIDA DE LA SECCIÓN EFICAZ

La variable discriminante que se usará para la medida de la sección eficaz en este estudio es la masa transversa del W, m_T , definida a partir de variables del estado final como

$$m_T^2 = 2p_T \cancel{E}_T (1 - \cos \Delta\phi). \quad (2)$$

Esta variable ha sido ampliamente estudiada y tiene forma de pico jacobiano, con una caída abrupta cuando se llega a la masa de la partícula. El motivo por el que no se usa la masa del W es que al neutrino sólo lo podemos detectar como momento faltante en el plano transverso, al aplicar conservación de energía y momento al resultado de la colisión. En la dirección longitudinal no se tiene información sobre la energía o el momento del estado final, ya que a bajo θ queda sin detectar cierta cantidad de partículas, por lo que tenemos que limitarnos a hacer

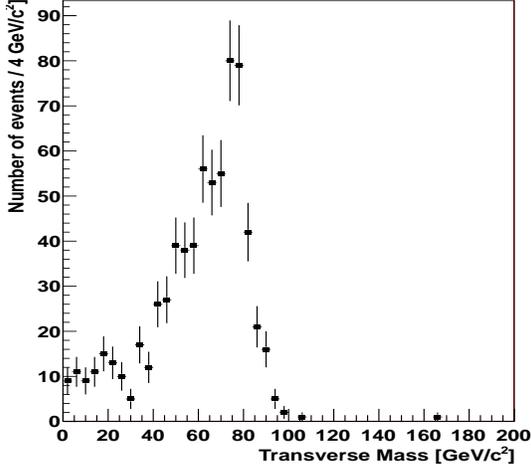


Figura 10: Masa transversa medida a partir de la selección de datos realizada.

medidas en el plano transversal. Por tanto, para reproducir correctamente la m_T , es imprescindible una buena reconstrucción de p_T , \cancel{E}_T y acoplanaridad así como una buena selección de la señal.

Una vez seleccionados los muones, m_T se calcula con la ecuación (2), cuya distribución puede verse en la fig. 10. Para el análisis se asumirá que para $m_T > 50$ GeV la contribución al fondo de QCD es despreciable y se considerarán sólo los procesos electrodébiles. En la fig. 11 se presenta la acoplanaridad de los sucesos seleccionados en función de la masa transversa reconstruida. Se observa que los sucesos en los que la acoplanaridad es ~ 0 (muon y \cancel{E}_T opuestos) se tiene la zona esperada de m_T , característica de provenir del bosón W. Sin embargo, para valores de acoplanaridad mayores, la masa transversa disminuye. Basándonos en esto establecemos la separación en $m_T=50$ GeV.

Así, la integral de la distribución de m_T a partir de este corte da cuenta de los sucesos de señal y de fondo electrodébil,

$$N_{\text{datos}} = N_{\text{señal}} + N_{Z \rightarrow \mu\mu} + N_{W \rightarrow \tau\nu}. \quad (3)$$

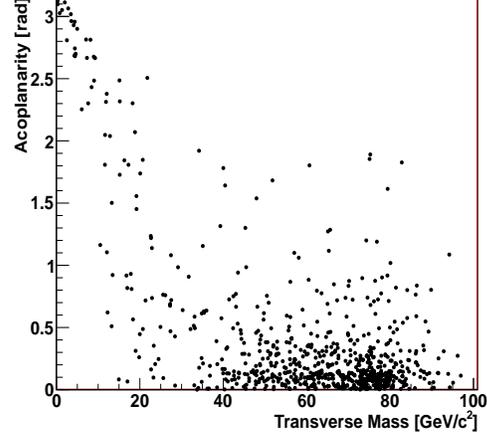


Figura 11: Masa transversa versus acoplanaridad. Se observa que la mayoría de los sucesos están separados en una zona de alta acoplanaridad y baja masa transversa y otra con baja acoplanaridad (direcciones transversas opuestas) y alta masa transversa.

Atendiendo a la ecuación (1), cada uno de estos términos cumple

$$N_i = \mathcal{A}_i \sigma_i \mathcal{L}_{\text{int}}, \quad (4)$$

donde σ_i es la sección eficaz por fracción de desintegración de cada proceso y \mathcal{L}_{int} vale (241 ± 24) nb^{-1} . En primera instancia hay tres incógnitas, las tres secciones eficaces. Pero se hará uso de que para $W \rightarrow \tau\nu$, basándonos en la universalidad leptónica, la sección eficaz es la misma que para la señal. La de producción de Z es proporcional a la de W, con un valor de la constante de proporcionalidad medido por CMS [6] $k = 0.093 \pm 0.0023$. Los números de sucesos seleccionados son: 508 totales, 325 de carga positiva y 183 de carga negativa.

Queda por tanto como única incógnita $\sigma_{\text{pp} \rightarrow \text{WX}} \mathcal{B}(\mu\nu_\mu)$, que se despeja usando los datos recogidos en el cuadro IV de la ecuación

$$N = \sigma_{\text{pp} \rightarrow \text{WX}} (\mathcal{A}_{W \rightarrow \mu\nu} + k \mathcal{A}_{Z \rightarrow \mu\mu} + \mathcal{A}_{W \rightarrow \mu\nu}). \quad (5)$$

Usando la información de los cuadros V y VI se calcula análogamente la sección eficaz de W^+ y W^- .

RESULTADOS

La aplicación de la ecuación (5) a los datos recogidos da, para las secciones eficaces, los resultados reunidos en el cuadro VII. Se explicita el error estadístico separado del error sistemático debido a la incertidumbre en la medida de la luminosidad, dominando el segundo sobre el primero. No se han tenido en cuenta este análisis otras fuentes de errores sistemáticos como las eficiencias de la simulación, de selección de muones, resolución de \cancel{E}_T , de momento transverso, contribución de QCD, etc. Los datos teóricos están proporcionados por el programa FEWZ [7], que provee cálculos a NNLO e incorpora las funciones de distribución partónicas MSTW2008 a NNLO.

Aplicando la ecuación (3) se puede calcular el número esperado de sucesos de cada proceso (cuadro VIII). Se han usado estos valores para normalizar las distribuciones de masa transversa de las simulaciones del fondo, como se puede ver en la fig. 12.

Las secciones eficaces medidas son más altas que los valores teóricos, pero considerando las incertidumbres totales, se comprueba que son compatibles a aproximadamente una sigma.

En el cuadro IX se muestran, como complemento, las medidas experimentales de las mismas magnitudes tomadas de una muestra de 3 pb^{-1} de colisiones a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Tales resultados han sido obtenidos con una mayor estadística y usando métodos de ajuste más elaborados, lo que estaba más allá de los objetivos del presente trabajo. Aun así, los criterios de selección de sucesos son los mismos en los dos estudios.

Que el cociente de producción de W^+ entre producción de W^- no sea 1 es un resultado esperado a la vista del mecanismo de producción de bosones W. Los protones tienen un mayor contenido de quark up y, por tanto, es más pro-

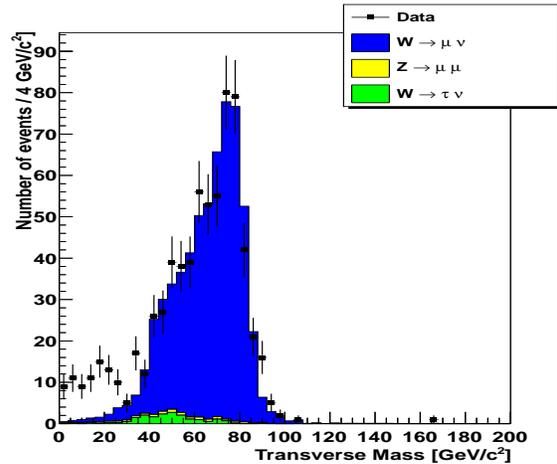


Figura 12: Distribución de masa transversa medida comparada con la simulación de Monte Carlo de la señal y de los principales fondos de procesos electrodébiles.

bable que se forme un bosón W^+ . El mismo cociente, a 7 TeV, es menor, ya que a energías mayores los quarks del mar tienen más relevancia y pierde peso la proporción de los quarks de valencia.

Una mejora del análisis a 2.76 TeV sería extenderlo a todo el rango de m_T . No cortar en 50 GeV implica tomar en consideración la contribución de QCD a la muestra. El procedimiento entonces consistiría en calcular simultáneamente tal contribución y la del fondo de procesos electrodébiles mediante un ajuste a los datos. Sin embargo, la parte de QCD no la podemos tomar directamente del Monte Carlo, pero se puede extraer directamente de los datos, exigiendo los mismos cortes que hemos impuesto a la señal, pero invirtiendo el de aislamiento, es decir, escoger todos los sucesos que superan los cortes cinemáticos y de calidad pero contienen un muon poco aislado. La muestra obtenida así se podrá usar como plantilla a ajustar a los datos junto a las simulaciones de fondo electrodébil. En la fig. 13 se ha estimado cualitativamente la normalización de la plantilla de

Magnitud	Medida	Teór.
$\sigma_W \mathcal{B}$ [nb]	$3.94 \pm 0.18(\text{est}) \pm 0.39(\text{lumi})$	3.40237 ± 0.00466
$\sigma_{W^+} \mathcal{B}$ [nb]	$2.45 \pm 0.14(\text{est}) \pm 0.24(\text{lumi})$	2.11414 ± 0.00206
$\sigma_{W^-} \mathcal{B}$ [nb]	$1.51 \pm 0.12(\text{est}) \pm 0.15(\text{lumi})$	1.28823 ± 0.00124
$\sigma_{W^+}/\sigma_{W^-}$	1.62 ± 0.28	1.6411 ± 0.0022

Cuadro VII: Resultados de las medidas de sección eficaz de producción de W, W^+ , W^- y el cociente $\sigma_{W^+}/\sigma_{W^-}$.

Proceso	Total	Positivos	Negativos
$W \rightarrow \mu\nu$	494 ± 73	319 ± 49	178 ± 29
$W \rightarrow \tau\nu$	8.5 ± 1.6	4.6 ± 1.1	3.97 ± 0.98
$Z \rightarrow \mu\mu$	5.02 ± 0.78	1.62 ± 0.27	0.92 ± 0.16

Cuadro VIII: Número esperado de sucesos para cada proceso y separados para muones positivos y negativos.

QCD para incluirla en la distribución de masa transversa.

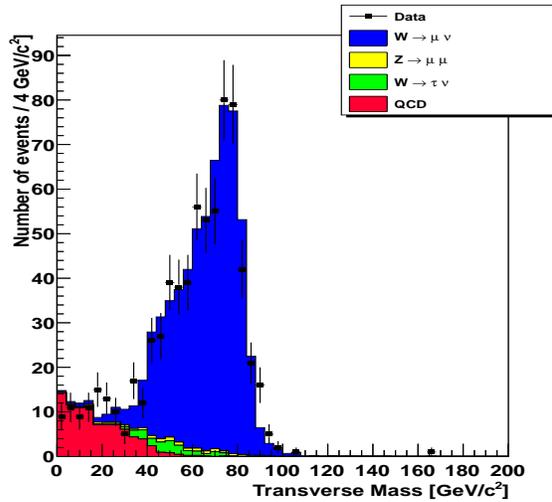


Figura 13: Distribución de masa transversa incluyendo una estimación de la contribución de QCD a la muestra.

CONCLUSIONES

En este trabajo se ha calculado la sección eficaz de producción de bosones W a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV, tanto total como de W^+ y W^- , así como el cociente entre éstas. Son medidas no realizadas hasta la fecha. La fig. 14 sitúa las tres secciones eficaces medidas en comparación con las ya publicadas de SPS, Tevatron y LHC.

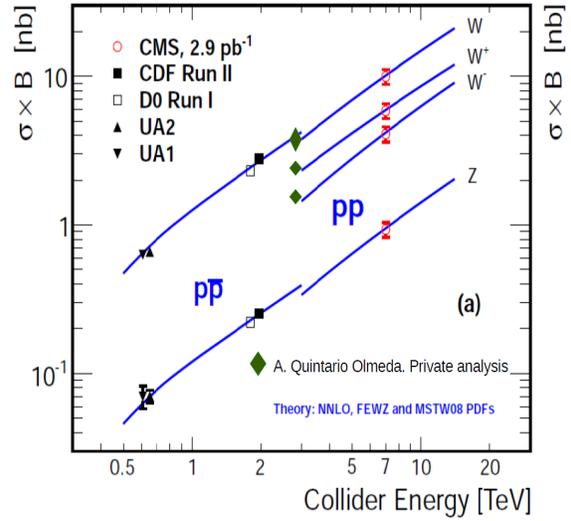


Figura 14: Secciones eficaces como función de la energía de centro de masas.

Este análisis ha supuesto un acercamiento a la actividad que se desarrolla en CMS. Cubre todas las etapas del análisis y ha servido como más que una toma de contacto con el funcionamiento del detector, el *software* del experi-

Magnitud	Medida
$\sigma_W \mathcal{B}$ [nb]	$10.00 \pm 0.09(\text{stat}) \pm 0.25(\text{exp}) \pm 0.17(\text{theo}) \pm 0.40(\text{lumi})$
$\sigma_{W^+} \mathcal{B}$ [nb]	$5.88 \pm 0.07(\text{stat}) \pm 0.14(\text{exp}) \pm 0.11(\text{theo}) \pm 0.24(\text{lumi})$
$\sigma_{W^-} \mathcal{B}$ [nb]	$4.12 \pm 0.06(\text{stat}) \pm 0.11(\text{exp}) \pm 0.09(\text{theo}) \pm 0.16(\text{lumi})$
$\sigma_{W^+}/\sigma_{W^-}$	$1.43 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.04(\text{exp}) \pm 0.03(\text{theo})$

Cuadro IX: Resultados de las medidas de sección eficaz, de producción de W, W⁺, W⁻ y el cociente $\sigma_{W^+}/\sigma_{W^-}$ medidos a $\sqrt{s} = 7$ TeV [6].

mento, los sistemas de distribución de datos, las herramientas de simulación y el modo de funcionamiento, en suma, de un experimento de altas energías del calibre de CMS.

-
- [1] The CMS Collaboration. Measurements of Inclusive W and Z Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. CMS PAS EWK-10-005, (2011).
- [2] <http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/>
- [3] The CMS Collaboration et al. The CMS experiment at the CERN LHC. JINST 3 (2008)

- S08004. <http://cms.web.cern.ch/cms/>
- [4] Sjostrand, T. Mrenna, S. and Skands, P. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. JHEP 05 (2006) 026 [hep-ph/0603175].
- [5] GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli et al. GEANT4: A simulation toolkit. Nucl. Instrum. Meth. A506 (2003) 250-303.
- [6] The CMS Collaboration. Measurements of Inclusive W and Z Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. JHEP (2011) 240, [arXiv:1012.2466], doi:10.1007/JHEP01 (2011) 080.
- [7] Melnikov, Kirill and Petriello, Frank. Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $\mathcal{O}(\alpha(s)^2)$. Phys. Rev., D74, (2006).