

MEDICIÓN DE LA MASA DEL MESÓN B^+ EN EL DETECTOR CMS

Por

Carlos Alberto Malca Reyes

Tesis sometida en cumplimiento parcial de los requerimientos para el grado de

MAESTRÍA EN CIENCIAS

en

FÍSICA

UNIVERSIDAD DE PUERTO RICO
RECINTO UNIVERSITARIO DE MAYAGÜEZ

2014

Aprobada por:

Héctor Méndez Mella, Ph.D
Presidente, Comité Graduado

Fecha

Juan Eduardo Ramírez Vargas, Ph.D
Miembro, Comité Graduado

Fecha

Samuel Santana Colón, Ph.D
Miembro, Comité Graduado

Fecha

José E. Cortés Figueroa, Ph.D
Representante de Estudios Graduados

Fecha

Rafael A. Ramos , Ph.D
Director del Departamento

Fecha

Abstract of Dissertation Presented to the Graduate School
of the University of Puerto Rico in Partial Fulfillment of the
Requirements for the Degree of Master of Science

MEASUREMENT OF MASS MESON B^+ IN THE CMS DETECTOR

By

Carlos Alberto Malca Reyes

2014

Chair: Héctor Méndez Mella

Major Department: Physics

This thesis present the measurement of the mass of the B^+ meson produced in pp collisions at a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. The data correspond to an integrated luminosity of 5.05 fb^{-1} collected by the CMS experiment operating at the LHC. The exclusive decay for this study is $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$, where J/Ψ meson is reconstructed via the decay mode $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Certain consideration are evaluated to obtain an acceptable measurement, such as suppress some decays, for example one track appears not reconstructed ($B^0 \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^-$).

In this work, we find:

$$M_{B^+ \rightarrow J/\Psi K^+}^{rec} = 5278.4 \pm 0.116 \text{ MeV}/c^2$$

where the mass difference with the PDG mass, is the small value of:

$$M_{B^+}^{rec} - M_{B^+}^{PDG} = 0.85 \pm 0.28 \text{ MeV}/c^2$$

Resumen de Disertación Presentado a Escuela Graduada
de la Universidad de Puerto Rico como Requisito Parcial de los
Requerimientos para el Grado de Maestría en Ciencias

MEDICIÓN DE LA MASA DEL MESÓN B^+ EN EL DETECTOR CMS

Por

Carlos Alberto Malca Reyes

2014

Consejero: Héctor Méndez Mella
Departamento: Departamento de Física

Esta tesis presenta la medida de la masa del mesón B^+ producido en colisiones pp a una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Los datos corresponden a una luminosidad integrada de 5.05 fb^{-1} recolectada por el experimento CMS del LHC. El decaimiento exclusivo del presente estudio es $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$, donde el mesón J/Ψ es reconstruido en el modo de decaimiento $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Para obtener una buena medida se evalúan algunas consideraciones que nos permitan suprimir ciertos decaimientos como por ejemplo una de las trazas no aparezca reconstruida ($B^0 \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^-$).

A partir de estos resultados, la masa medida en nuestro estudio es:

$$M_{B^+ \rightarrow J/\Psi K^+}^{rec} = 5278.4 \pm 0.116 \text{ MeV}/c^2$$

y comparada con la masa promedio extraída del PDG (“Particle Data Group”) que es $5279.25 \pm 0.26 \text{ MeV}/c^2$ obtenemos una diferencia pequeña de:

$$M_{B^+}^{rec} - M_{B^+}^{PDG} = 0.85 \pm 0.28 \text{ MeV}/c^2$$

Copyright © 2014

por

Carlos Alberto Malca Reyes

A Dios, por mostrarme su gran amor.

A mi familia, de quienes he recibido su apoyo incondicional y constante.

A mi madre, Inés, que sin ella no fuera la persona que ahora soy.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo no hubiera sido posible sin la colaboración de personas, que durante mis estudios de maestría, me brindaron su apoyo. Yo expreso mi sincero reconocimiento a:

- Dr. Héctor Méndez, por guiarme, apoyarme y ser paciente al momento del desarrollo de la tesis.
- Dr. Samuel Santana y Dr. Eduardo Ramírez por ser parte del comité graduado.
- Soraya Flores por su ayuda incondicional, así como a Karim Jacobson y su Diego Jacobson quienes me brindaron su mano y apoyo.
- Todos mis amigos quienes con su voz de aliento me han apoyado a lo largo de mis estudios en Puerto Rico.

TABLA DE CONTENIDO

	<u>página</u>
ABSTRACT ENGLISH	ii
RESUMEN EN ESPAÑOL	iii
AGRADECIMIENTOS	vi
LISTA DE TABLAS	ix
LISTA DE FIGURAS	x
LISTA DE ABREVIATURAS	xiii
LISTA DE SÍMBOLOS	xiv
1 INTRODUCCIÓN	1
1.1 MODELO ESTÁNDAR	1
1.1.1 Partículas Fundamentales	1
1.1.2 Interacciones	4
1.1.3 Leyes de Conservación	6
1.1.4 “B Physics”	10
1.2 EL BOSÓN DE HIGGS	10
1.2.1 Mecanismo de Higgs	10
1.2.2 Propiedades Básicas	11
1.3 El LHC	11
1.3.1 ALICE (“A Large Ion Collider Experiment”)	13
1.3.2 ATLAS (“A Toroidal LHC Apparatus”)	13
1.3.3 CMS (“Compact Muon Selenoide”)	13
1.3.4 LHCb (“Large Hadron Collider Beauty”)	13
1.4 La mejora del LHC (“Upgrade”)	14
2 EL DETECTOR CMS	16
2.1 DESCRIPCIÓN GENERAL	16
2.2 CONCEPTOS GENERALES	17
2.2.1 El Magneto o Imán (Solenoid Magnet)	17
2.2.2 Sistema de Muones (Muon Systems)	18
2.2.3 Calorímetro Electromagnético (Electromagnetic Calorimeter)	19
2.2.4 Calorímetro Hadrónico (Hadron Calorimeter)	20
2.2.5 El Sistema de Seguimiento (Tracker System)	20
2.3 OBJETIVOS DEL CMS	22
3 OBJETIVOS	23
3.1 Objetivos Generales	24

4	ANÁLISIS Y RESULTADOS	26
4.1	Muestra de Datos	26
4.2	Reconstrucción del mesón J/Ψ	28
4.3	Reconstrucción del mesón B^+	30
4.4	Optimización de la señal	33
4.4.1	“Pointing angle”	34
4.4.2	Corte de L/σ	34
4.4.3	Aislamiento para el Vértice Secundario (“Isolation cut (I)”) . .	35
4.4.4	“Displaced J/Ψ Trigger”	36
4.4.5	Verificación del resultado por distintos métodos	37
4.4.6	Estudio de la estabilidad de la masa reconstruida del $B^+ \rightarrow$ $J/\Psi K^+$	38
4.4.7	Estudio de la estabilidad de la masa reconstruida del mesón J/Ψ	46
4.5	Resultados del análisis	50
4.5.1	Estudio del B^+ en el “ <i>Barrel</i> ”	50
4.5.2	Estudio de la dispersión partícula y antipartícula del mesón B^+	54
5	CONCLUSIÓN	59
5.1	Medidas Previas	60
5.2	Trabajos Futuros	61
	REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS	63

LISTA DE TABLAS

Tabla	página
1-1 Partículas constituyentes de la materia y sus propiedades (Fermiones) [1].	3
1-2 Partículas bosónicas y sus propiedades [2].	4
4-1 Muestras de datos con su luminosidad y “JSON files” usados en el análisis.	27
4-2 “JPT Triggers” (“ J/Ψ Mass Trigger”).	27
4-3 “Baseline cuts”.	29
4-4 “Offline cuts”.	30
4-5 Selección de cortes para el kaón.	31
4-6 Selección de cortes para el mesón B^+	32
4-7 Selección de cortes para el vértice del B^+	33
4-8 Resultado preliminar del ajuste de la Figura 4-8 del $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$, complementando con la diferencia entre este resultado y la masa nominal del PDG.	37
4-9 Resultados del ajuste de la Figura 4-10, incluimos la diferencia de cada medida de la masa con la medida preliminar $M_B = 5278.4 \pm 0.116 \text{ MeV}/c^2$.	38
4-10 Rango para la división del η_k	42
4-11 Rango para la división del P_{T_k} (GeV/c).	44
4-12 Rango para la división del P_T de cada muón.	48
4-13 Resultado del ajuste de la Figura 4-19 en el barrel, complementando con la diferencia entre este resultado y la masa nominal del PDG.	51
4-14 Resultados del ajuste de la Figura 4-21, se incluye la diferencia de cada medida de la masa del barrel $M_B = 5278.4 \pm 0.12 \text{ MeV}/c^2$	52
5-1 Medida del CMS y comparación de su masa con la masa nominal del PDG para el modo de decaimiento $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$	59
5-2 Masa medida del mesón B^+ en los diferentes grupos experimentales y su diferencia con la medida en este estudio.	60

LISTA DE FIGURAS

<u>Figura</u>	<u>página</u>
1-1 Cambio de sabor de un quark up a un down mediado por el bosón W^- en la interacción débil [3].	5
1-2 Diagrama de Feynman en el decaimiento de un neutrón a protón mediante el decaimiento débil.	7
1-3 Aceleradores del LHC y sus Experimentos [4].	14
2-1 Sistemas de Referencias del CMS [5].	17
2-2 Valor del campo magnético $ B $ (izquierda) y líneas de campo magnético (derecha) [6].	18
2-3 El sistema de muones del CMS con sus respectivas sub capas [7].	19
2-4 Partes del CMS y sus subdetectores [8].	21
3-1 Topología del decaimiento del mesón $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$ [9].	25
4-1 Reconstrucción de muones en el CMS, la parte central del detector (“ <i>silicon tracker</i> ”) representa la detección de muones tracker (“ <i>tracker muon</i> ”), mientras que el muón global (“ <i>global muon</i> ”) recorre todo el detector [10].	28
4-2 Espectro del Dimuón $\mu^+\mu^-$ (“Offline cuts”).	30
4-3 Topología del decaimiento $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$	31
4-4 Espectro del $J/\Psi K^+$ con los cortes de la traza del K^+	32
4-5 Esquema del decaimiento del mesón B^+	34
4-6 “Isolation cut”.	35
4-7 Señal del mesón B^+ reconstruido con los cortes de la Tabla 4-7.	36
4-8 Reconstrucción de la masa de $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$. El resultado del fit describe la superposición de la señal (línea continua) con el ruido (línea punteada).	37
4-9 Medidas y comparación de los resultados de los diferentes procedimientos. El área sombreada corresponde a la masa nominal con su correspondiente error.	39
4-10 Ajustes de los diferentes procedimientos.	40
4-11 Vista de la división estudiada del η en el detector [7].	41

4-12 Distribución de los candidatos de la masa invariante de $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$. El resultado del ajuste describe la superposición de la señal (línea continua) con el ruido (línea punteada).	42
4-13 La Figura superior muestra la relación de la masa y su error en los diferentes intervalos de η_k , frente a la masa nominal extraída del PDG (línea punteada horizontal). La Figura inferior muestra la desviación estandar de la masa de cada intervalo de η_k . Las líneas punteadas verticales limitan η_k ($ \eta_k < 1.2$) correspondiente a la sección del “barrel”.	43
4-14 Momento Transversal de los candidatos a kaón (P_{T_k}).	44
4-15 Relación de los parámetros de la masa y la desviación estandar obtenidos en cada ajuste gaussiano como función del P_T del kaón.	45
4-16 La Figura muestra la relación de los parámetros obtenidos en cada ajuste gaussiano como función de η . La Figura superior muestra la distribución de la masa con sus errores, también la relación de los valores medios entre los datos simulados (triángulo rojo) y los datos reales (triángulo invertido azul). La Figura inferior muestra la distribución del valor de la desviación estandar, donde se aprecia con más claridad que en la región del “Barrel” hay menos dispersión al momento de obtener el valor medio de la masa.	47
4-17 Espectro estudiado del momento transversal de los muones.	48
4-18 Relación de los parámetros obtenidos en cada ajuste gaussiano como función del P_T de cada muón. Comparación entre los datos del 2011 (punto) y datos simulados (flecha)	49
4-19 Señal del B^+ en la sección del “barrel” del detector CMS. El fit describe la superposición de la señal (línea continua) con el ruido (línea punteada). 51	51
4-20 Medidas y comparación de los resultados de los diferentes procedimientos en el “barrel”. El área sombreada corresponde a la masa nominal con su correspondiente error.	52
4-21 Ajustes de los diferentes métodos estudiados en el análisis para el “barrel”. 53	53
4-22 Estudio de la dispersión de la masa del mesón B^+ , donde se nota una correlación de masa en la partícula y antipartícula del μ para la muestra de datos 2011.	55
4-23 Estudio de la dispersión de la masa del mesón B^+ , donde se nota una correlación de masa en la partícula y antipartícula del μ para la muestra de simulación Monte Carlo.	56

4-24	Estudio de la dispersión de la masa del mesón B^+ , aquí se encontró una disociación de masa en la partícula y antipartícula del kaón para la muestra de datos 2011.	57
4-25	Estudio de la dispersión de la masa del mesón B^+ , aquí se encontró una disociación de masa en la partícula y antipartícula del kaón para la muestra de simulación Monte Carlo.	58
5-1	Comparación de la masa medida del mesón B^+ en diferentes experimentos.	60

LISTA DE ABREVIATURAS

MeV	Megaelectrón Voltio.
GeV	Gigaelectrón Voltio.
TeV	Teraelectrón Voltio.
CDF	Collider Detector at Fermilab.
D0	DZero Experiment at Fermilab.

LISTA DE SÍMBOLOS

t	Tiempo (segundos).
c	Velocidad de la luz (m/s^2).
E	Energía total.
E_{beam}	Energía del haz incidente.
μm	Micrómetros.
m_{H^0}	Masa del bosón Higgs.
e^-	electrón.
e^+	positrón.
t	toneladas.
T	Teslas (unidades de campo magnético)

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

1.1 MODELO ESTÁNDAR

El Modelo Estándar (MS) de partículas elementales es un modelo teórico que usa la teoría cuántica de campos para describir las características de las interacciones débil, electromagnética y fuerte, basándose en principios de simetría. También estudia las partículas que existen en la naturaleza, sus propiedades, las relaciones que tienen con las interacciones y las leyes de conservación que las gobiernan.

1.1.1 Partículas Fundamentales

Una idea que evolucionó con el transcurrir del tiempo, desde la época de Demócrito (460 a.c - 370 a.c.), fue desarrollar conceptos de partículas más diminutas que comprendían el todo. Así, para 1930, los electrones, protones y neutrones eran considerados los constituyentes básicos de la materia [11].

Conocidas estas primeras partículas como el electrón, protón y neutrón, entre 1933 y 1937 Yukawua planteó la búsqueda de partículas intermedias entre estas, las cuales se llevaron a cabo analizando rayos cósmicos a través de cámaras de niebla, encontrándose el muón (μ), pión (π), neutrino (ν , por balanceo), kaón(κ), lambda (Λ), sigmas (Σ) y Xi (Ξ). Posteriormente, y con la aparición de los aceleradores, comenzaron a ser descubiertas más partículas [3].

El Modelo Estándar tiene como herramienta la mecánica cuántica, ésta establece que los estados de las partículas pueden ser representados por funciones de onda $\Psi(x, t)$, donde x y t son las coordenadas espacial y temporal respectivamente. Esta función de onda $\Psi(x, t)$ como tal no tiene interpretación física, pero $|\Psi(x, t)|^2$ es interpretado como la probabilidad de encontrar la partícula en el intervalo $[x, x+dx]$, en un tiempo dado t .

La función de onda de un grupo de partículas es definida como $\Psi(1, 2, \dots, n) = \Psi(1)\Psi(2)\dots\Psi(n)$ cuando los estados cuánticos son linealmente independientes. Si $\Psi(1, 2)$ representa la función de onda de un estado de dos partículas indistinguibles entonces $\Psi(2, 1)$ representa el estado en que la partícula ha sido intercambiada. $|\Psi(1, 2)|^2$ es la probabilidad que tienen dos partículas indistinguibles en un estado específico, así ésta probabilidad debe de ser también igual a $|\Psi(2, 1)|^2$. De esta deducción tenemos dos resultados, si $\Psi(2, 1) = \Psi(1, 2)$ la función de onda es llamada simétrica y obedece a la estadística llamada Bose - Einstein, y, son conocidos como bosones. Cuando $\Psi(2, 1) = -\Psi(1, 2)$ la función de onda es llamada antisimétrica y la estadística que obedece es la de Fermi - Dirac, y, son conocidos como fermiones [12].

Toda la materia alrededor nuestro esta hecha de partículas elementales , así el modelo estándar es la mejor comprensión de los constituyentes de la materia y sus interacciones. Los bosones son las partículas mediadoras de las fuerzas. Los fermiones son las partículas constituyentes de la materia, dividiendose estos fermiones en quarks y leptones.

Fermiones

Las partículas que forman este grupo son los constituyentes básicos de la materia y la antimateria del universo y que interactúan entre ellos a través de los bosones [1].

Estas partículas tienen momento angular intrínseco semi-entero (spin semi-entero) y como sus funciones de onda son antisimétricas, obedecen al Principio de Exclusión de Pauli. Esta propiedad implica que dos fermiones no pueden ocupar un estado cuántico al mismo tiempo.

Dentro de este grupo existen dos familias de partículas elementales:

- **Leptones:** Todos ellos son sensibles a la interacción débil pero no a la fuerte, unos tienen carga eléctrica entera y otros no la tienen (neutrinos). Son las partículas más livianas que existen y no necesitan agruparse [2].

- **Quarks:** Todos ellos son sensibles a la interacción fuerte, su carga eléctrica es fraccionaria, tienen carga “color” (es una nueva característica introducida para explicar el porqué el confinamiento de los quarks en la interacción fuerte) y estas no aparecen como partículas libres sino como ingredientes de otras más pesadas que se denominan hadrones [2]. Estos hadrones están compuestos de quark y antiquark son llamados **mesones** (o **antimesones**), y los hadrones compuestos de tres quarks (o tres antiquarks) reciben el nombre de **bariones** (o **antibariones**) [11].

En cada una de éstas familias hay tres generaciones, solo la primera generación explica la constitución de la materia. En la Tabla 1–1 mostramos las propiedades principales de los leptones y quarks. Para cada una de las partículas le corresponde una antipartícula, y ambas tienen la misma masa pero su carga eléctrica es opuesta.

Tabla 1–1: Partículas constituyentes de la materia y sus propiedades (Fermiones) [1].

	LEPTONES			QUARKS		
Generación	Nombre	Masa (GeV)	Carga (e^-)	Nombre	Masa (GeV)	Carga (e^-)
Primera	Electrón (e^-)	0.000511	-1	<i>up</i> (u)	0.0023	+2/3
	Neutrino (ν_e)	~ 0	0	<i>down</i> (d)	0.0048	-1/3
Segunda	Muón (μ^-)	0.1057	-1	<i>charm</i> (c)	1.28	+2/3
	Neutrino (ν_μ)	~ 0	0	<i>strange</i> (s)	0.095	-1/3
Tercera	Tau (τ^-)	1.777	-1	<i>top</i> (t)	174	+2/3
	Neutrino (ν_τ)	~ 0	0	<i>bottom</i> (b)	4.66	-1/3

Bosones

Están compuestas por un número par de fermiones constituyentes, tienen spin entero y función de onda simétrica por lo que no cumplen el Principio de Exclusión de Pauli. Estas partículas son las que llevan a cabo las interacciones fundamentales, y hay cinco clases de partículas elementales del tipo bosónico, donde cuatro de ellas corresponde a cada interacción fundamental y el quinto bosón, llamado el bosón de Higgs, es la partícula presente en la descripción del mecanismo de Higgs (mecanismo que explica los

orígenes de las masas del resto de las partículas). En la Tabla 1–2 se describen las propiedades de los bosones [11].

Tabla 1–2: Partículas bosónicas y sus propiedades [2].

Mediador	Carga eléctrica (e^-)	Masa (GeV)	Interacción que median
Fotón	0	0	Electromagnética
Gluón	0	0	Fuerte
W^\pm	1/-1	80.41	Débil
Z^0	0	91.19	Débil
Bosón de Higgs	0	> 125	Campo de Higgs

1.1.2 Interacciones

El estudio de las partículas fundamentales implica investigar las fuerzas que actúan entre ellas para la formación del universo. Clásicamente se introdujo el concepto de campo, el cual era un agente intermedio para la transmisión de la fuerza; el planteamiento cuántico justifica la interacción introduciendo el concepto de partícula mediadora. Así, el Modelo Estándar explica a través de su teoría cuántica de campos, 3 de las 4 fuerzas o interacciones fundamentales de la naturaleza que son responsables de todos los fenómenos en el Universo: la fuerza o interacción débil, la electromagnética y la fuerte. La interacción gravitacional no está incluida en el Modelo Estándar porque los intentos de escribir una teoría de gravedad correcta han fallado. Tomando como unidad de medida a la más fuerte, ésta sería 10^{-43} veces aproximadamente más débil [13].

Interacción Débil

Las partículas mediadoras de esta interacción son los bosones W^\pm y Z^0 , los cuales son muy masivos. Tienen un alcance menor a 10^{-15} cm y respecto a la escala de comparación entre la fuerza fuerte, ésta es 10^{-13} veces más débil [2].

Esta interacción es la responsable de la desintegración de ciertas partículas, originando algunos procesos radiactivos. Actúa sobre los leptones y quarks, como cuando un quark

está envuelto en un proceso débil sufre cambios de sabor (transformación de un quark a otro, generalmente de la misma familia). Un ejemplo de interacción débil es el decaimiento beta (Figura 1-1), en donde un neutrón se desintegra, dando lugar a un protón. Este decaimiento es producido por la transformación de un quark up a un quark down, emitiendo un bosón W^- , donde este bosón decae en un electrón más un antineutrino [3].

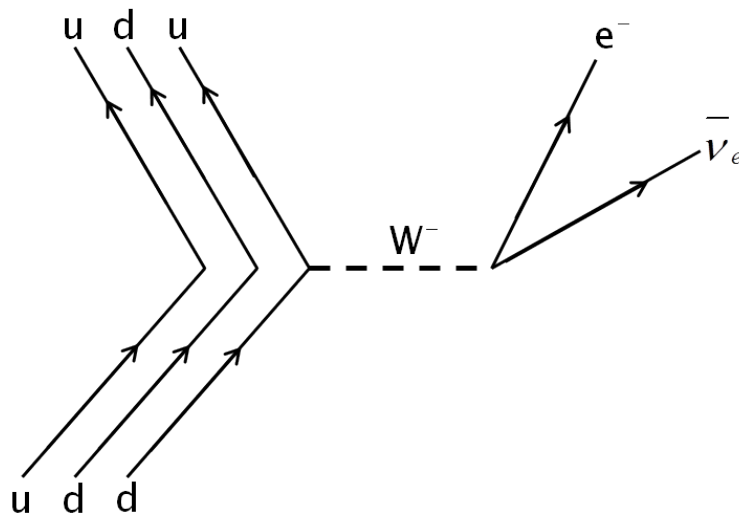


Figura 1-1: Cambio de sabor de un quark up a un down mediado por el bosón W^- en la interacción débil [3].

Interacción Electromagnética

La partícula mediadora de esta interacción es el fotón (γ), la cual no tiene masa. Esta fuerza es de largo alcance y la responsable de la interacción de las partículas con carga eléctrica. Respecto a la escala de fuerza es 10^{-2} veces más débil que la fuerte [2].

Esta interacción es descrita por la teoría cuántica del campo electromagnético (QED acrónimo de Quantum Electrodynamics), que describe el electromagnetismo a pequeñas escalas, interviniendo en las interacciones químicas. Por lo tanto, es la causante de los estados base de los electrones en el núcleo y de las fuerzas intermoleculares en sólidos y líquidos por su naturaleza atractiva o repulsiva [14].

Interacción Fuerte

La partícula mediadora es el gluón (g), no tiene masa y es la más fuerte de las tres [2]. Esta interacción es descrita por la cromodinámica cuántica (QCD acrónimo de Quantum Chromodynamics). Es la responsable de la interacción entre los nucleones (protones y neutrones). Mantiene el núcleo unido, por lo tanto produce la estabilidad de toda la materia. Actúa sobre los quarks y los mantiene unidos, confinándolos y no permitiendo poder ser detectados como partículas libres.

Esta interacción tiene una dependencia complicada con la distancia. Para distancias del orden de los 10^{-13} cm, esta fuerza fuerte aumenta su valor permitiendo de este modo que los quarks que forman partículas se mantengan unidos. Cuando la distancia es menor, esta fuerza es muy débil (casi nula), permitiendo a los quarks se muevan con más libertad (libertad asintótica), produciéndose el efecto de confinamiento de quarks [13].

El modelo estándar hasta el presente ha logrado unificar la interacción débil y la electromagnética dando origen a la electrodébil; mientras tanto hay un número de especulaciones teóricas (aún no ha sido comprobada experimentalmente) que van más allá del modelo estándar y que han logrado la unificación de las tres interacciones, débil, electromagnética y fuerte, que es la teoría de gran unificación. También existe una teoría hipotética que explica como unificar las cuatro fuerzas de la naturaleza (Teoría del todo) para un mejor entendimiento de la naturaleza y sus respectivos fenómenos [3].

1.1.3 Leyes de Conservación

Las leyes de conservación son reglas que permiten determinar si un proceso subatómico puede o no ocurrir en la naturaleza, gracias a estas leyes se facilita el entendimiento de lo que ocurre en el universo; éstas son:

Conservación de la energía y momento

Los principios de conservación de la energía y momento son los más importantes del Modelo Estándar, ya que si no se conservaran en los decaimientos, éstos no podrían ser válidos. Se establece que en todo decaimiento se mantienen equilibradas las cantidades de energía y momento antes y después, esto quiere decir que la energía y momento de una determinada partícula antes del decaimiento es igual a la suma de las energías y momento de las partículas producidas.

Conservación de la Carga

Este principio establece que no hay destrucción ni creación neta de carga eléctrica, así para cualquier reacción, la carga total de todas las partículas antes de la reacción tiene que ser idéntica a la carga total de todas las partículas que le siguen a la reacción. Las tres interacciones antes explicadas, cumplen la conservación de la carga eléctrica. En el caso de la interacción débil, el leptón (o quark) que sale no puede tener la misma carga del leptón que entró, la diferencia lo lleva el bosón W que es emitido en dicha interacción, por ejemplo el decaimiento del neutrón (Figura 1-2) [3]:

$$\begin{array}{rcl} n & \Rightarrow & p + e^- + \bar{\nu} \\ \text{carga } 0 & \Rightarrow & +1 \quad -1 \quad 0 \end{array}$$

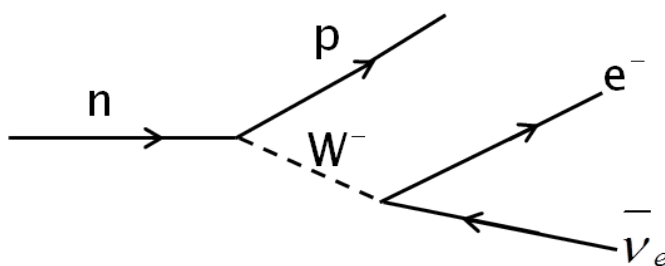
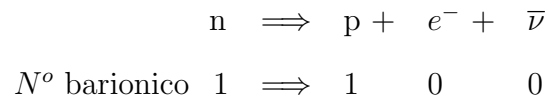


Figura 1-2: Diagrama de Feynman en el decaimiento de un neutrón a protón mediante el decaimiento débil.

Conservación del Número Bariónico

Los bariones son fermiones compuestos por tres quarks, y el número bariónico (B) es una etiqueta usada para indicar qué partículas son bariones y cuáles no. A todos los bariones se les asigna un número bariónico 1, para los antibariones su número bariónico es -1 y los que no son bariones este número es cero. La conservación del número bariónico nos indica que en todas las reacciones, el número total de bariones en un decaimiento es el mismo antes y después de la reacción. Tratando como ejemplo el decaimiento del neutrón [3], tenemos:

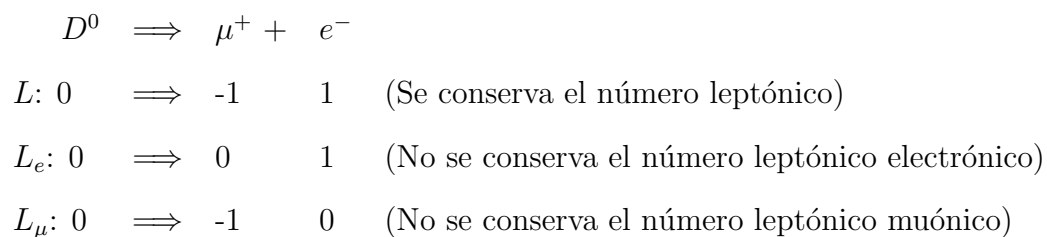


Conservación del Número Leptónico

El número leptónico (L) es una etiqueta usada para indicar qué partículas son leptones y cuáles no. En este caso la conservación del número leptónico se da a partir de las familias [3], siendo:

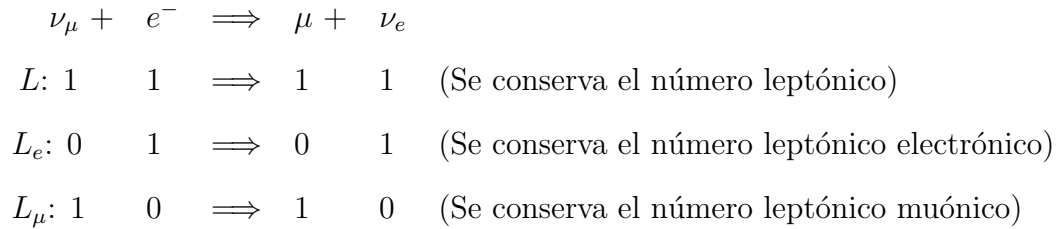
- **Número leptónico electrónico (Le):** L = 1 para e^- y neutrino e^- , L = -1 para el e^+ y el antineutrino e^+ y cero para el resto de partículas [15].
- **Número leptónico muónico (L μ):** L = 1 para μ^- y neutrino μ^- , L = -1 para el μ^+ y el antineutrino μ^+ y cero para el resto de partículas [15].
- **Número leptónico tauónico (L τ):** L = 1 para τ^- y neutrino τ^- , L = -1 para el τ^+ y el antineutrino τ^+ y cero para el resto de partículas [15].

El siguiente decaimiento es un ejemplo de cuando no se conserva el número leptónico [15], y por lo tanto no procede dicho decaimiento:



Debido a que el número leptónico de las familias no se conserva, se presenta una violación a esta ley de conservación y por lo tanto no puede ocurrir en la naturaleza.

Un modelo permitido es el siguiente [15]:

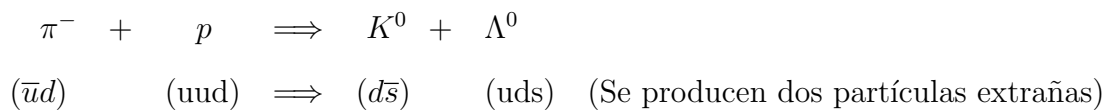


Conservación de la Extrañeza

El término extrañeza fue introducido para explicar el comportamiento de algunas partículas, las cuales tenían vidas relativamente largas y no interactuaban con la materia. Por este extraño comportamiento se propuso una nueva ley de conservación: La extrañeza “S” se conserva cuando la fuerza fuerte actúa sobre las partículas. Para la desintegración de partículas mediante la fuerza débil, la extrañeza no se conserva [3].

Ahora, la cantidad de extrañeza de una partícula corresponde al número de quarks extraños (quark strange “s”) dentro de ella. Así, en el decaimiento de estas partículas, la extrañeza debe siempre de conservarse mediante una interacción electromagnética o fuerte.

Estas partículas con un quark S, exhiben propiedades inusuales conforme se crean y decaen, donde una propiedad inusual es que siempre se producen en pares. Por ejemplo, cuando un pión colisiona con un protón, un resultado altamente probable es que se produzcan dos partículas extrañas neutras:



1.1.4 “B Physics”

Se llama “B Physics ” al estudio de los mesones B (conocidos también como hadrones b), que están compuestos por un antiquark “bottom” (\bar{b}) y un quark “up” (B^+), “down” (B^0), “strange” (B_s^0) o un “charm” (B_c^+), con su respectiva antipartícula.

El estudio del decaimiento de estos mesones, en particular el decaimiento de los mesones B^\pm , involucran datos sobre la violación de la simetría CP¹ (CP deriva de carga y paridad), puesto que hay partículas que pueden decaer a través de dos canales de paridades opuestas ($K_L \rightarrow 3\pi$ o $K_L \rightarrow 2\pi$) [16]. Este estudio es importante en los intentos de la cosmología para explicar el predominio de la materia sobre la antimateria.

1.2 EL BOSÓN DE HIGGS

Uno de los problemas fundamentales en el Modelo Estándar es explicar el origen de la masa. Una respuesta para esta incógnita está dada por el mecanismo de Higgs, donde una partícula nueva recién descubierta, el “bosón de Higgs”, es introducida.

1.2.1 Mecanismo de Higgs

El Mecanismo de Higgs, postulado por el físico británico Peter Higgs en la década de 1960, está relacionado con la unificación de las fuerzas electromagnética y débil, llamada electrodébil, confirmada en múltiples experimentos.

Este mecanismo describe la existencia de partículas con masa, a través del ruptura espontánea de la simetría. Esta característica se ajusta muy bien en los requisitos de la interacción electrodébil donde el carácter de corto alcance de esta interacción requiere

¹ Simetría CP, es la combinación de la simetría C, que es la simetría de la conjugación de carga y la simetría P, que es la simetría de paridad. Esta simetría CP establece que las leyes de la física deben de ser las mismas si una partícula se intercambia con su antipartícula (simetría C) y sus coordenadas espaciales son invertidas (simetría P).

partículas intermedias muy masivas (los bosones W y Z, portadores de la interacción débil, son muy masivos) [17].

La ruptura espontánea de la simetría es un efecto de agrupamiento, donde la hipótesis de la teoría del mecanismo de Higgs propone una especie de red, esta red conocida como el campo de Higgs llena el universo y está transmitido por un bosón, el bosón de Higgs, donde el paso de las partículas que interactúan con él por dicho campo es dotada de masa, y a más interacción se obtendrá más masa [18].

De este modo, los bosones de la interacción débil W y Z son muy masivos por su fuerte interacción con el campo de Higgs, mientras que el fotón no tiene masa porque no interactúa con este campo [19].

1.2.2 Propiedades Básicas

El mecanismo de Higgs, predice ciertas propiedades de la partícula asociada a su campo, éstas son [20]:

- * Su espín debe ser nulo (spin 0), con lo que es un bosón escalar.
- * Debe tener masa, aunque este mecanismo no predice cuánta (detectada de forma experimental en $125 \text{ GeV}/c^2$).
- * No puede tener carga.
- * Es su propia antipartícula.

1.3 El LHC

El Gran Colisionador de Hadrones (“Large Hadron Collider”) es el acelerador de partículas más grande del mundo. Este acelerador superconductor de partículas fue construido en el CERN (del acronimo en frances Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire ó Consejo Europeo para la Investigación Nuclear, en el túnel circular de 27 kilómetros de circunferencia que anteriormente fue sede del LEP (Gran colisionador Electrón-Positrón). Situado en la frontera franco-suiza cerca de Ginebra y a unos 100 metros bajo la superficie, a su alrededor alberga a sus 4 detectores principales (ALICE, ATLAS, CMS

Y LHCb), dentro de enormes cavernas subterráneas [21]. La construcción de este anillo y sus experimentos han sido finalizados, y se inyectaron los primeros haces en el 2008.

El **LHC** ha sido diseñado para proveer los medios experimentales con el propósito de explicar los aspectos aún no comprendidos de la teoría del Modelo Estándar, su estructura tiene las siguientes partes (Figura 1–3):

- **LINAC:** (“Linear Accelerator”) este es un acelerador lineal, basado en un voltaje alternante, acelera las partículas (protones) hasta alcanzar una energía de 50 MeV y los inyecta al “Proton Synchrotron booster” (PSB).
- **PSB:** (“Proton Synchrotron booster”) es el primer acelerador circular y más pequeño de la cadena de aceleradores del LHC. Este sincrotrón acelera los protones que llegan del LINAC con 50 MeV hasta alcanzar 1.4 GeV para luego depositarlos en el “Proton Synchrotron” (PS).
- **PS:** (“Proton Synchrotron”) este sincrotrón, hace que el protón inyectado del PSB alcance una velocidad cercana a la velocidad de la luz (99.93 %c) y se obtenga una energía de 25 GeV, para luego colocarlo en el “Super Proton Synchrotron” (SPS).
- **SPS:** (“Super Proton Synchrotron”) el cuarto acelerador de partículas y el tercer sincrotrón, es el último de los aceleradores que inyectan las partículas al LHC, entregándolos con 450 GeV.
- **LHC:** finalmente en el LHC, los dos haces (beams) de partículas del mismo tipo, protones, son acelerados hasta alcanzar una velocidad muy cercana a la de la luz (99.9999991% c) y tener ciertas características en su energía (máxima energía de 14 TeV). Estos haces son acelerados en sentidos contrarios para luego hacerlos colisionar y obtener una energía total que es la suma de las energías de los dos haces: $E = 2 * E_{beam}$. Cada colisión emite gran cantidad de data científica, como son trazas de partículas, etc, que a través de los detectores de los diferentes experimentos del LHC son analizados de acuerdo al interés de cada uno de ellos [4], estos experimentos son:

1.3.1 ALICE (“A Large Ion Collider Experiment”)

Estudia las interacciones entre iones pesados, cuyo objetivo es la física de la interacción fuerte a densidades muy altas en la que se forma una nueva fase de la materia: el plasma quark-gluón, que estaría reproduciendo al universo instantes después del “Big Bang” [22].

1.3.2 ATLAS (“A Toroidal LHC Apparatus”)

El más grande detector dedicado a aspectos generales y designado a “ver” un amplio rango de partículas y fenómenos producidas en las colisiones, como son: supersimetría, bosón de Higgs o dar respuesta a la misteriosa materia y energía oscura [23].

1.3.3 CMS (“Compact Muon Selenoide”)

Después del ATLAS el más grande, también dedicado a propósitos generales como el descubrimiento del bosón de higgs, extra dimensiones y las partículas que constituyen la materia oscura. Este subdetector se especializa en la detección de partículas llamadas muones [24].

1.3.4 LHCb (“Large Hadron Collider Beauty”)

Está diseñado para estudiar la “Violación CP” (rompimiento de la simetría de carga y paridad) y otros raros fenómenos de decaimiento de hadrones formados por quarks pesados, en particular con quarks tipo b (mesones B), este experimento ayudaría a entender porqué nosotros vivimos en un universo que parece estar compuesto casi enteramente de materia, pero no de antimateria [25].

Existen otros 2 sub detectores que están acoplados al CMS y al ATLAS que son TOTEM (“Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation”) y LHCf (“LHC forward”) respectivamente.

- TOTEM, mide la sección eficaz total protón-protón y estudia la dispersión elástica y difractiva en el LHC [26].
- LHCf, colocado a los dos lados del experimento ATLAS, su objetivo es el estudio de las secciones eficaces para la producción de partículas neutras generadas en direcciones

prácticamente paralelas a la de los haces de protones o núcleos. Este estudio es importante para la comprensión de las cascadas de partículas producidas en la atmósfera como consecuencia de las colisiones de los Rayos Cósmicos de Ultra Alta Energía [27].

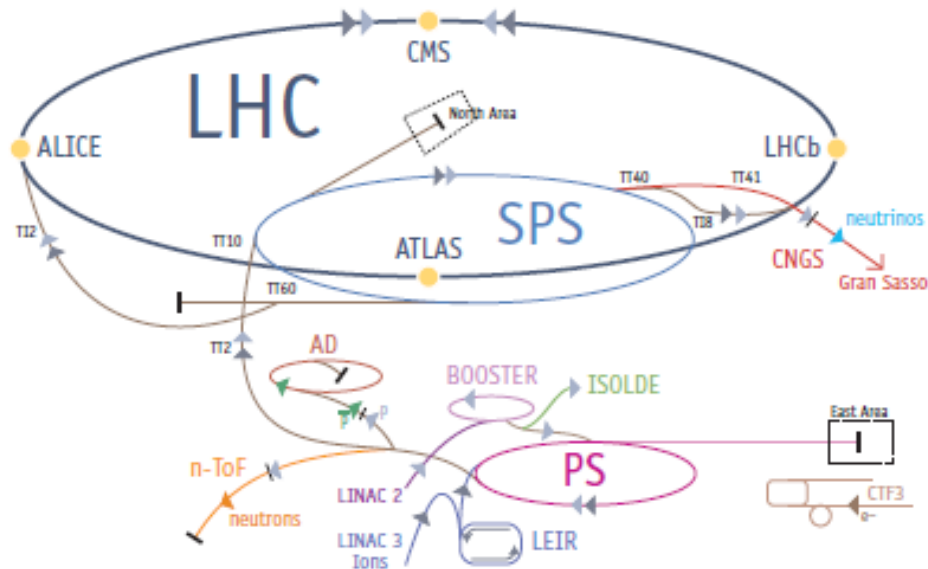


Figura 1-3: Aceleradores del LHC y sus Experimentos [4]

1.4 La mejora del LHC (“Upgrade”)

Actualmente el LHC viene trabajando con una energía de colisión de 8 TeV y con una luminosidad de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, pero el objetivo principal del CERN y el Gran Colisionador de Hadrones es asegurar que el LHC sea operado de manera eficiente, y con un incremento de la luminosidad que logre un rendimiento nominal en corto plazo. Esto se realizará mediante la mejora de los experimentos, en particular, ATLAS, CMS, la máquina del LHC y los inyectores de protones del CERN, en un enfoque por etapas [28].

La primera fase (phase 1) comprende un conjunto de sub-proyectos que se dividen en tres categorías: proyectos de construcción del “Upgrade”, proyecto de preparación de estudio y una actualización de la luminosidad.

- La parte de la construcción comprende la sustitución del actual acelerador lineal de protones (LINAC) por un nuevo acelerador lineal, LINAC4, que ampliaría el rango de inyección al PSB de 50 MeV a 160 MeV.

- El estudio estaría a cargo de las aplicaciones de los detectores.
- El aumento de la luminosidad del LHC consiste en una actualización en la región de interacción del LHC (IR), que se basa en la reducción del tamaño del haz en el punto de colisión y/o bien la reducción longitudinal del paquete del haz y el espacio, o aumento significativo de la longitud del paquete del haz y la población de partículas. Este aumento de luminosidad instantánea sería a $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Estos proyectos están programados para completarse en el 2014.

La segunda fase (phase 2) prevé más mejoras sustanciales en la cadena de inyección, con una propuesta de sustitución del envejecido PS y su amplificador, por un acelerador lineal superconductor de protones (SPL) y un nuevo anillo que almacene energías más elevadas, PS2, complementado con modificaciones en el actual SPS, junto con mejoras importantes en los detectores ATLAS y CMS. La finalización de la segunda fase está prevista entre 2018-2020 y debería permitir aumentar aún más la luminosidad del LHC a $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. En una mayor escala de tiempo, el desarrollo de tecnología de los imanes para la segunda fase podría proporcionar la ruta hacia una actualización de energía máxima del LHC (14 TeV) [29].

CAPÍTULO 2

EL DETECTOR CMS

2.1 DESCRIPCIÓN GENERAL

El solenoide compacto de muones (“Compact Muon Solenoide”), es un nombre sugerido, en base al intenso campo magnético solenoidal de 4 T, y al excelente espectrómetro de muones.

CMS es un detector de propósito general. Instalado en el túnel del LHC, está ubicado a 100 m bajo la superficie terrestre entre la frontera de Francia y Suecia, con dimensiones totales de 21.6 m de largo, un diámetro de 14.6 m y con un peso de 125000 t [30].

Este detector tiene forma cilíndrica, siendo simétrico alrededor del haz incidente. La capa más interna es un rastreador de partículas hecho de Silicio, rodeado por un calorímetro electromagnético de cristal, el cual envuelve a las partículas de muestreo para la medición de su energía y detección de hadrones. Todo el detector encaja céntricamente en un solenoide magnético súperconductor de 13 m de largo y 6 m de diámetro, que mide las cantidades de movimiento de partículas cargadas. Fuera del solenoide magnético se encuentran los grandes detectores de muones rodeados por el magneto. Así, siendo el detector en conjunto centrado alrededor de un punto de interacción nominal, se define el origen del sistema de coordenadas del CMS, con el eje x apuntando hacia el centro del LHC y el eje y verticalmente hacia arriba. El eje z completa el sistema, apuntando a lo largo del eje del haz y paralelo al campo magnético (Figura 2-1(a)). El ángulo azimutal ϕ (Figura 2-1(b)) se encuentra en el plano x - y, formado por el momento transversal (P_T) de la partícula y el ángulo polar θ (Figura 2-1(c)) se mide desde el eje z. A menudo las posiciones de los diferentes sub detectores del CMS se expresan en términos de la pseudorapidez η definida como $\eta = -\ln[\tan\theta/2]$.

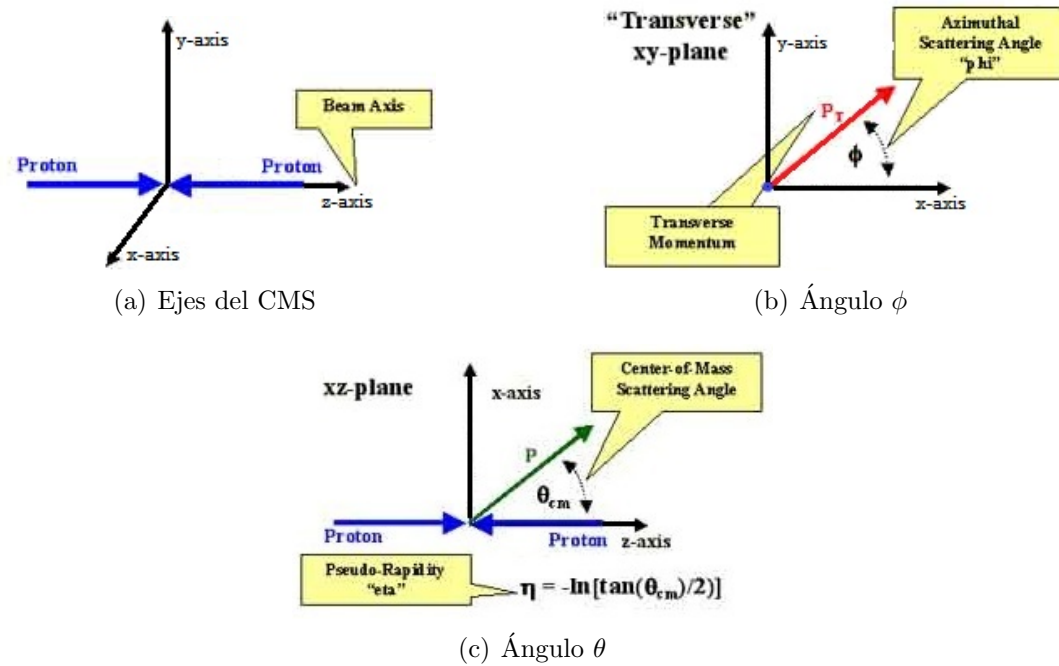


Figura 2–1: Sistemas de Referencias del CMS [5]

2.2 CONCEPTOS GENERALES

2.2.1 El Magneto o Imán (Solenoid Magnet)

El intenso campo solenoidal proporcionado por el imán del CMS es la clave central del diseño del experimento. Es el responsable de su tamaño compacto y su cilíndrica simetría.

Este solenoide súperconductor está compuesto por cuatro capas enrolladas de NbTi (niobio-titanio), estabilizado y reforzado por aluminio, sus dimensiones son de 12.5 m de largo y con un radio interior de 4.9 m. Este magneto proporciona un campo axial uniforme de 4 T en la dirección z positiva para los detectores interiores (Figura 2–2). Este campo magnético curva la trayectoria de las partículas cargadas en el plano x - y, por lo tanto es posible medir su impulso. La orquilla de retorno está formado por cinco aros de hierro y dos capas finales perpendiculares (‘endcaps’) de 1000 t en total. Las estaciones del espectrómetro de muones se intercalan en él. En esta parte del detector el campo magnético se satura a 2 T [6].

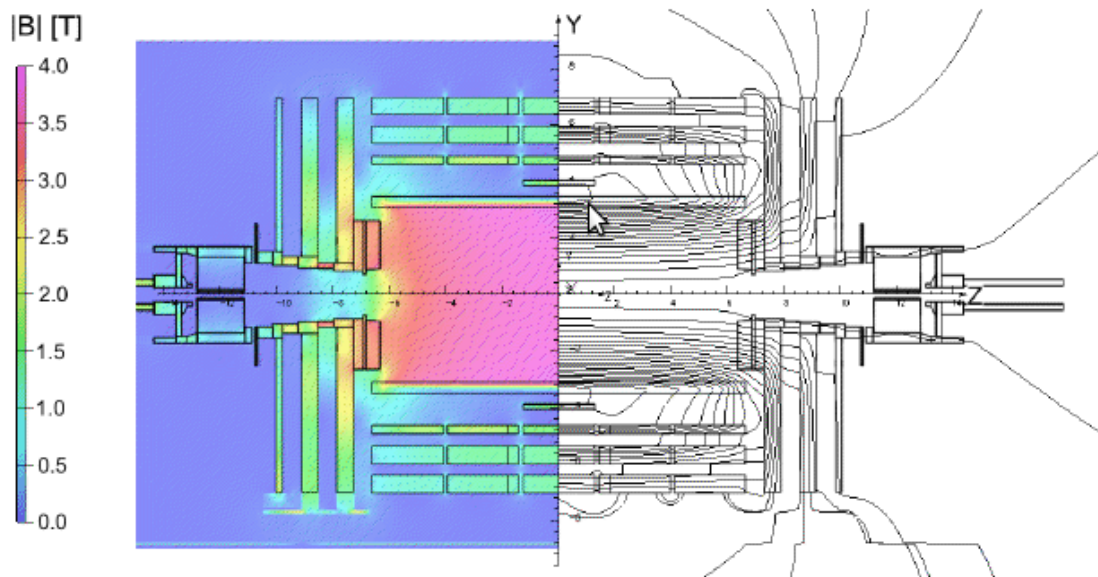


Figura 2-2: Valor del campo magnético $|B|$ (izquierda) y líneas de campo magnético (derecha) [6]

2.2.2 Sistema de Muones (Muon Systems)

El diseño del CMS se caracteriza por el énfasis en la medición precisa de las propiedades de los muones. Este inmenso sistema de detección de muones es la capa más externa y está compuesto por tres tipos de detectores de gases, que son integrados en el “iron return yoke” del imán, que son usados para la identificación y medición del momentum de los muones.

La tecnología del detector ha sido elegida teniendo en cuenta la gran superficie a cubrir y los entornos con diferentes niveles de radiación. En la región del barril central (“barrel region”), donde los neutrones inducidos como ruido o “background” es pequeño y la tasa de muones es baja, las cámaras “drift tube” (DT) son utilizadas. En las dos tapas extremas (“endcaps”), donde la tasa de muones, así como la tasa de ruido de neutrones inducidos es alta, el “cathode strip chambers (CSC) son desplegados y cubren la región hasta $|\eta| < 2.4$. Además de éstos, las “resistive plate chambers” (RPC) son utilizados en las regiones del “barrel” y las “endcaps” con fines de activación (“trigger”) y mediciones de tiempo, por ejemplo rechazo de muones cósmicos. El uso de estos

detectores permite también mejorar la cobertura geométrica del detector [24]. La Figura 2–3 muestra la ubicación de cada parte del sistema de muones.

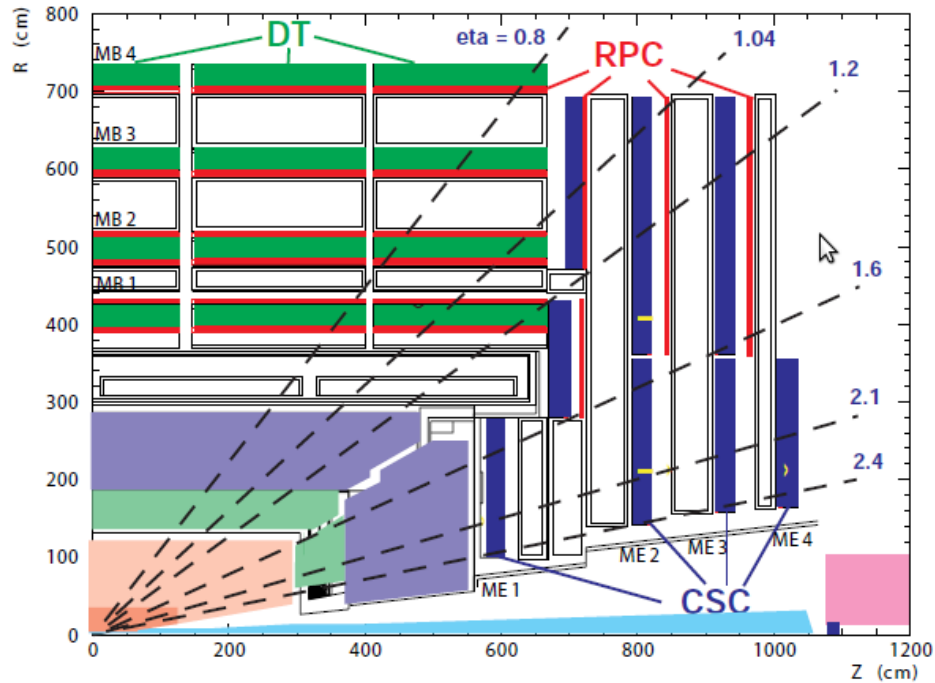


Figura 2–3: El sistema de muones del CMS con sus respectivas sub capas [7]

2.2.3 Calorímetro Electromagnético (Electromagnetic Calorimeter)

El ECAL, llamado así por sus iniciales en inglés, es un calorímetro homogéneo hermético, hecho de 61200 cristales de tungstato de plata ($PbWO_4$) colocados en la parte central del “barrel”, cerrados por 7324 cristales en cada una de las dos tapas finales (“endcaps”). Un detector “preshower” es colocado delante de los cristales del “endcaps”. Fotodiodos de avalancha (APDs - Avalanche photodiodes) se utilizan como fotodetectores en el barril y fotodiodos de vacío (VPTs - vacuum phototriodes) en el “endcaps”. El uso de cristales de alta densidad ha permitido el diseño de un calorímetro que es rápido, tiene granularidad fina y es resistente a la radiación; todas estas son características importantes en el entorno del LHC.

Uno de los criterios de manejo en el diseño fue la capacidad de detectar el decaimiento de dos fotones del bosón de Higgs. Esta capacidad se ve reforzada por la buena resolución

de energía proporcionado por un calorímetro de cristal homogéneo. Así, esta parte del detector es ideal para detener partículas de alta energía como son piones neutrales, electrones, entre otras partículas ionizadas, mejorando la determinación de la posición de los electrones y fotones con alta granularidad [24].

2.2.4 Calorímetro Hadrónico (Hadron Calorimeter)

El HCAL, es particularmente importante para la medición de chorros (“jets”) de hadrones y neutrinos o partículas exóticas, resultado de aparentes falta de energía transversal (MET missing energy transverse).

Las lluvias (“shower”) hadrónicas tienen un gran tamaño lateral, por lo que el grado de granularidad proporcionado por el ECAL no se requiere para el HCAL. Sin embargo, la granularidad moderada transversal, la hermeticidad y la rapidez en la cobertura del ancho son esenciales para la medición del MET total de un evento.

El HCAL consta de tres partes principales: el barril de Hadrones (HB - hadron barrel) y la tapa final de Hadrones (HE - hadron endcaps), que se extienden hasta $\eta = 3$, y el calorímetro Hadron Forward (HF), que se encuentran alrededor del conducto del haz, fuera del sistema de muones en el eje $|z| = 10.9m$ hasta completar la cobertura en $\eta = 5.3$. Debido al espacio restringido disponible entre la ECAL y la bobina magnética, el HB es de sólo 1 m de espesor, mientras que el HE es de 1,8 m de espesor.

Para medir el rendimiento de la HCAL, es habitual mirar la resolución de energía del jet y la resolución de energía del MET [24].

2.2.5 El Sistema de Seguimiento (Tracker System)

Una tarea importante en el programa de física del LHC es la reconstrucción de las trayectorias de las partículas dentro del sistema de seguimiento (“tracker system”). El tracker en el CMS es un detector cilíndrico con 5.8 m de longitud y de ancho 2.6 m. Su alta granularidad identifica el gran número de partículas producidas en las colisiones de hadrones. El tracker proporciona una medición precisa del impulso de las partículas

cargadas. Su diseño varía según el flujo de partículas cargadas, lo que disminuye a medida que se incrementa el radio. El detector se centra alrededor del punto de interacción (punto donde ocurre la colisión protón - protón) y se compone de varios subsistemas. Dividido en el barrel y el endcaps, que cubre un ángulo polar hasta $\eta = 2.5$. La parte más interna y más cercana al punto de colisión tiene que soportar un flujo de partículas cargadas de $10^8 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Para medir el parámetro de impacto de las trazas y resolver los vértices secundarios de partículas primarias de vida larga, que se encuentren tan cerca del haz como sea posible.

A partir de los 4 cm del eje del haz, tres capas de detectores de píxeles (“*Pixel tracker*”) son colocados. 66 millones de píxeles de $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ cada uno, proporciona una resolución espacial de aproximadamente $10 \mu\text{m}$ en el plano polar $r - \phi$ y $20 \mu\text{m}$ en z . En los radios de entre 20 y 110 cm, 9.6 millones de bandas de silicio (“*Strip tracker*”) con un tamaño de entre $10 \text{cm} \times 80 \mu\text{m}$ y $25 \text{cm} \times 180 \mu\text{m}$ cubre un área activa de 200m^2 . Esto produce un único punto de resolución de hasta $23 \mu\text{m}$ en la dirección $r - \phi$ y $23 \mu\text{m}$ en z . El material se minimiza para reducir la interacción de las partículas en el tracker [24].

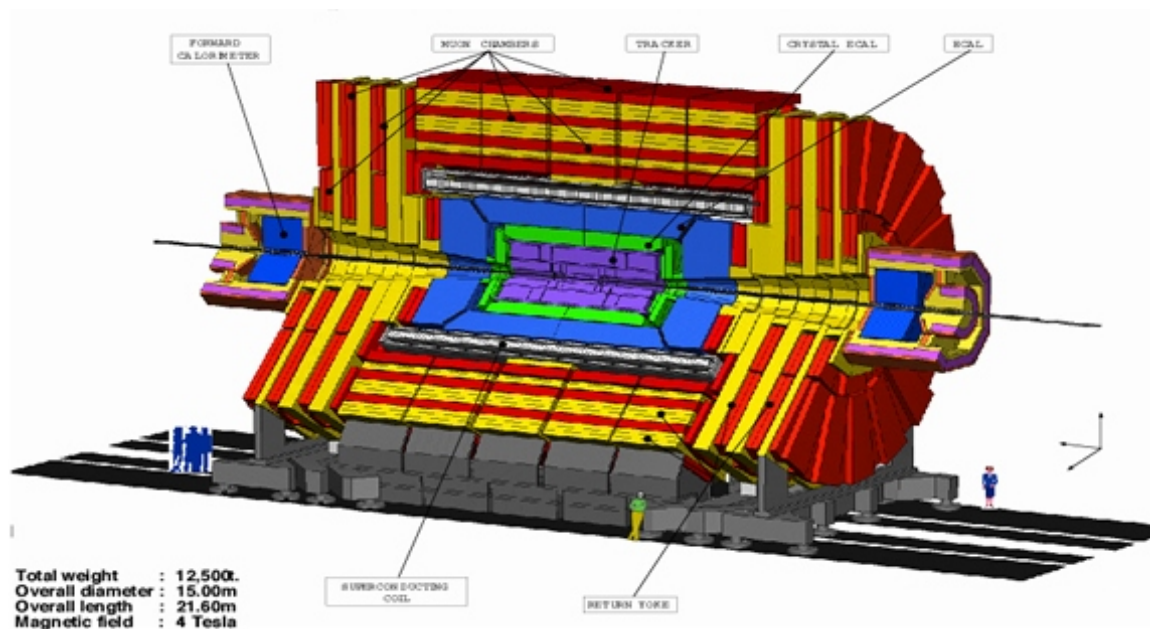


Figura 2-4: Partes del CMS y sus subdetectores [8]

2.3 OBJETIVOS DEL CMS

Los principales objetivos del experimento CMS son:

- La búsqueda del bosón de Higgs.
- La búsqueda de partículas supersimétricas.
- La búsqueda de nuevos bosones vectoriales masivos.
- Extradimensiones.
- Evidencia experimental que permita completar el Modelo Estándar.
- Física de iones pesados.

Para que el detector logre los objetivos trazados, tiene que cumplir las siguientes especificaciones:

- Buena identificación del muón y de la resolución del momentum sobre un ancho rango de momentum en la region $|\eta| < 2.5$.
- Buena resolución de la masa del dimuón y la habilidad para poder determinarla sin ambigüedades de carga de los muones.
- Buena resolución del momento de la partícula cargada y reconstrucción eficiente en el tracker interior (“Inner tracker”).
- Buena resolución de la energía electromagnética, de la masa del difotón y del dielectrón.
- Buena resolución del MET y la masa del diJet.

CAPÍTULO 3

OBJETIVOS

Las nuevas investigaciones que se realizan en el LHC han permitido un gran avance en sus experimentos, se revelaron nuevas y confirmaron anteriores observaciones de desintegraciones de un tipo de partículas: los hadrones b o mesones B (llamados así por contener en su composición un quark b). El estudio de la desintegración de estas partículas relacionan aspectos importantes en los que se puede entender mejor la diferencia existente entre materia y antimateria. Se sabe que los mesones B eran abundantes poco después del “Big Bang” y ahora se han reducido de forma considerable en nuestro universo pudiendo explicar la evidencia de como se creó el universo [31]. Esto ha hecho que los experimentos como CMS o LHCb consideren como uno de sus objetivos el de comprender cómo se creó el universo a través de estas partículas generadas en el “Big Bang”.

El mesón B^+ es una partícula compuesta de un quark “up” y un antiquark “bottom” ($u\bar{b}$). Su masa nominal es $5279.25 \pm 0.26 \text{ MeV}/c^2$, casi cinco veces la masa del protón. El primer experimento que confirmó esta partícula fue el experimento LHCb. Esta se encontró con un tiempo de vida media de 1.5 ps después de haber viajado $\sim 2\text{mm}$. La desintegración que lo acompañó fue a un J/Ψ ($\mu^+\mu^-$) más un kaón, cuyo decaimiento ocurre con una probabilidad de $(1.028 \pm 0.031) * 10^{-3}$.

Este estudio muestra la medida realizada que se le hace a la masa del mesón B^+ con datos del detector CMS.

3.1 Objetivos Generales

- Medir la masa invariante del mesón B^+ y compararla con las medidas existentes realizadas por diferentes grupos experimentales y con el promedio del PDG¹. Las medidas presentadas en este trabajo son obtenidas del conjunto de datos recolectados por el detector del experimento CMS en el año 2011, en colisiones pp (protón-protón) a una energía de colisión del centro de masa de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, con una luminosidad integrada de 5.05 fb^{-1} . El mesón B^+ es observado en el modo de decaimiento²:

$$B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$$

donde el mesón J/Ψ es reconstruido via el estado final de dos muones ($J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$).

- Estudiar la estabilidad de la masa reconstruida del mesón J/Ψ discriminando la formación de di-muones a través de las siguientes condiciones:
 - Muones con cargas opuestas (μ^+ y μ^-).
 - Los muones reconstruidos deben reproducir la lógica del “High Level Trigger” (HLT).
 - Los muones formadores del di-muón procedan de un mismo vértice.
 - Para la identificación del J/Ψ , delimitamos la masa reconstruida del di-muón, se realiza un ajuste alrededor de una vecindad de $150 \text{ MeV}/c^2$ de la masa nominal del J/Ψ ($3097 \pm 0.010 \text{ MeV}/c^2$).
- Estudiar la estabilidad y optimizar la reconstrucción del B^+ . La condición para poder optimizar la señal es la reconstrucción de un buen vértice secundario (Figura 3-1), principalmente de la medida de la trayectoria de la partícula. Así tenemos:
 - Selección de un vértice secundario válido, aislando solo tres tracks en el vértice ($\mu^+ \mu^- K^+$).

¹ “*ParticleDataGroup*”, es una colaboración internacional dedicada a resumir los resultados experimentales de la física de partículas. La revisión incluye una compilación y evaluación de las medidas de las propiedades de las partículas elementales.

² Los modos de la conjugación de carga para el B^+ son incluidos de forma implícita en este estudio.

- El momento total de los tres candidatos estén alineados con el vértice primario (“Pointing Angle”).

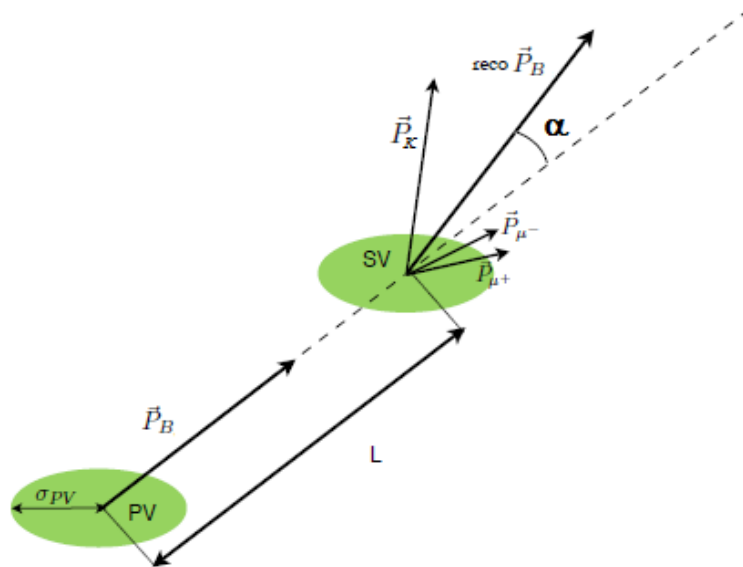


Figura 3-1: Topología del decaimiento del mesón $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$ [9].

CAPÍTULO 4

ANÁLISIS Y RESULTADOS

Este trabajo utiliza el conjunto de datos llamado “Muonia” del experimento CMS, que es una muestra enriquecida de dimuones. Este análisis comienza con la búsqueda de señal en el espectro de la masa invariante de dos muones ($M_{\mu^+\mu^-}$), estudiando de manera particular la señal del mesón J/Ψ , luego se le asocia o se le une a este mesón una traza, que es asumida como un kaón, para así reconstruir la masa invariante de las tres trazas, correspondiente a un mesón B^+ .

4.1 Muestra de Datos

La muestra consiste de una luminosidad de 5.05 fb^{-1} , recogida por el experimento CMS durante el año 2011, en colisiones pp (protón-protón) a una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. En este trabajo el mesón B^+ es reconstruido mediante el modo de decaimiento $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$, donde la reconstrucción del mesón J/Ψ se da a través del decaimiento de dos muones ($J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$).

La calidad de los datos es certificada en el “JSON files”¹ (Tabla 4–1), también se presentan las diferentes muestras de datos recogidas a lo largo del año 2011 que se realizaron, unas con más Pile-Up² que otras, estas muestras se nombran como “run11a” (bajo Pile-Up) y “run11b” (alto Pile-Up). El software utilizado es *CMSSW_4_2_8_patch7*, donde CMSSW es el marco del software diseñado en el CMS (CMS Software). Se trata de

¹ Archivos describen que secciones de luminosidad se consideran buenas y deben ser procesados para determinados periodos de adquisición de datos[32].

² Pile-Up son las interacciones adicionales que se superponen al evento de interés observado en el mismo instante.

un entorno orientado a objetos programados con C++, donde todo el procesamiento de datos debe pasar a través de una única estructura llamada el Evento³.

Tabla 4-1: Muestras de datos con su luminosidad y “JSON files” usados en el análisis.

JSON files	<i>Cert_160404-180252_7TeV_PromptReco_Collisions11_JSON_MuonPhys</i>
Muestras	/MuOnia/Run2011A-05Aug2011-v1/AOD (437.3 pb^{-1})
	/MuOnia/Run2011A-PromptReco-v4/AOD (999.5 pb^{-1})
	/MuOnia/Run2011A-PromptReco-v6/AOD (721.7 pb^{-1})
	/MuOnia/Run2011B-PromptReco-v1/AOD (2891 pb^{-1})

Para los muones de la señal se requiere que estas reconstruyan la lógica del “Trigger”. El “trigger” esta diseñado para realizar una mejor selección de trazas, que están asociadas a muones, dejadas en el detector. Para un nivel superior en la selección de datos en tiempo real se conoce como el alto nivel de disparo o HLT (HLT - High Level Trigger). Este HLT aplica, para la reconstrucción del J/Ψ que dispara el “trigger”, un corte tal que los muones que forman el J/Ψ esten desplazados del punto de interacción nominal (“*BeamSpot*”) y a estos se les llama “Displaced Trigger”.

En este trabajo los “triggers”, a cuyo conjunto lo llamamos JPT - Displaced Jpsi Mass Trigger, los mostramos en la Tabla 4-2.

Tabla 4-2: “JPT Triggers” (“ J/Ψ Mass Trigger”).

“Trigger Path”	L	P_T	CL
	(pb^{-1})	(GeV/c)	(%)
<i>HLT_Dimuon7_Jpsi_Displaced</i>	983	3.5	10
<i>HLT_DoubleMu3p5_Jpsi_Displaced</i>	923	3.5	10
<i>HLT_DoubleMu4_Jpsi_Displaced</i>	3139	4.0	15

³ Un evento es el resultado de una sola lectura en los subdetector y las señales que se han generado por las partículas, las trazas y los depósitos de energía presentes en un número de cruces de paquetes

donde L es la luminosidad de cada uno de los “trigger”, P_T es el mínimo momento transversal de cada uno de los muones que forman el J/Ψ y el CL es el mínimo nivel de confianza (“confidence level”) del vértice de $\mu^+\mu^-$ requeridos en el “trigger”.

4.2 Reconstrucción del mesón J/Ψ

La reconstrucción de los candidatos de $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$ comienza con la identificación de un J/Ψ , con su masa nominal de $3097 \pm 0.010 \text{ MeV}/c^2$ con una taza para el modo de decaimiento a dos muones de $(5.93 \pm 0.06)\%$. Una de las principales características de los candidatos del mesón J/Ψ es combinar pares de muones con cargas opuestas para conservar la neutralidad de la carga del mesón J/Ψ ($\mu^+\mu^-$). Además estos muones requieren por lo menos un segmento reconstruido en el sistema de muones (cap. 2.2.2) y que coincida con la extrapolación de la posición de una traza reconstruida en el “tracker system” (cap. 2.2.5), estas características las poseen los muones globales y/o los muones tracker (muón ID) como se representa en la Figura 4-1.

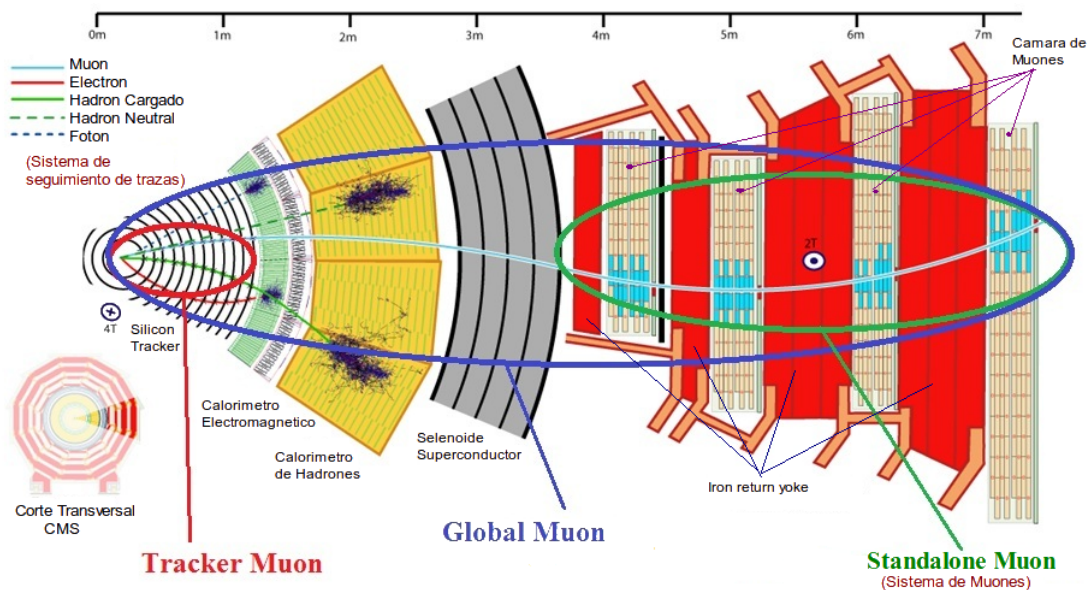


Figura 4-1: Reconstrucción de muones en el CMS, la parte central del detector (“silicon tracker”) representa la detección de muones tracker (“tracker muon”), mientras que el muón global (“global muon”) recorre todo el detector [10].

Para reducir el ruido⁴ y asegurarse una buena calidad en la reconstrucción de los muones, estas trazas deben cumplir ciertas características en el código principal del análisis, como es la distancia de aproximación más cercana entre trazas sea menor de 0.5 cm , los dos muones deban compartir el mismo vértice, con el fin de reducir vértices falsos se aplica un corte a la distribución del nivel de confianza del vértice⁵ ($CL > 1\%$) y para este estudio en específico se limita el espectro de la masa reconstruida $\mu^+\mu^-$ en un rango de $2.5 \text{ GeV}/c^2$ a $4 \text{ GeV}/c^2$. Con estos cortes bases (“*Baseline cuts*”, Tabla 4-3) se inicia la formación del J/Ψ y el $\Psi(2S)$ que también decae a dos muones y tiene una masa de $3686 \pm_{0.014}^{0.011} \text{ MeV}/c^2$ con una tasa de decaimiento de $(7.8 \pm 0.9) * 10^{-3}$.

Tabla 4-3: “*Baseline cuts*”.

Variable	Corte aplicado
$q_{\mu^+} * q_{\mu^-}$	< 0
$dca_{\mu^+\mu^-}$	$< 0.5 \text{ cm}$
$CL_{vtx}^{\mu^+\mu^-}$	$> 1\%$

Adicional a los “baseline cuts”, la masa reconstruida del $\mu^+\mu^-$ que se obtiene del código de reconstrucción será ajustada (“mass constraint fit”) al valor nominal de la masa del J/Ψ para la reconstrucción del $\mu^+\mu^-$ dentro de una proximidad de $150 \text{ MeV}/c^2$. Esto hace que el momento y la energía de cada muón seleccionado sean los adecuados al reconstruir la masa invariante del J/Ψ , a través del producto del cuadrimomento $P^{\mu^+} P_{\mu^-}$. Así se obtiene la masa invariante de los dos muones:

$$M_{J/\Psi}^2 = P^{\mu^+} P_{\mu^-} = m_{\mu^+}^2 + m_{\mu^-}^2 + 2(E_{\mu^+} E_{\mu^-} - \vec{P}_{\mu^+} \cdot \vec{P}_{\mu^-}).$$

donde m_{μ}^2 es la masa, E_{μ} la energía y P_{μ} es el momento de cada muón.

⁴ Es el ruido de fondo que tiene la resonancia estudiada, este puede contener decaimientos parecidos al estudiado.

⁵ El nivel de confianza es una cantidad asociada con el chi-cuadrado y este entrega una distribución de probabilidad para las trazas que provengan de un mismo vértice (dado que estas trazas no se interceptan). Esta variable es utilizada para limpiar la señal.

Así, encontramos la señal de la reconstrucción del espectro de los dimuones (Figura 4-2), donde la resolución es mejor dentro de una pseudorapidez (η) de -2.2 a 2.2 , para cada uno de los muones (Tabla 4-4).

Tabla 4-4: “*Offline cuts*”.

Variable	Corte aplicado
$ \eta _{\mu^+, \mu^-}$	< 2.2

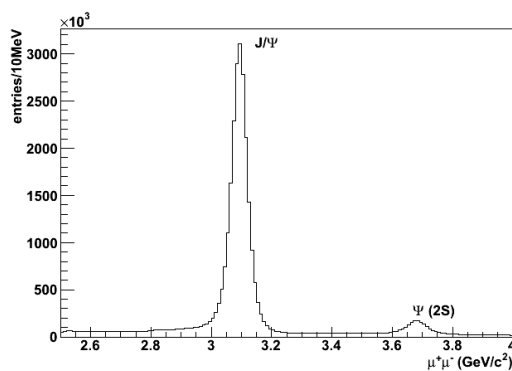


Figura 4-2: Espectro del Dimuón $\mu^+\mu^-$ (“Offline cuts”)

4.3 Reconstrucción del mesón B^+

Los candidatos a mesón B^+ son reconstruidos combinando un J/Ψ y una traza con al menos 6 “hits” en el “tracker” (cap. 2.2.5). Esta tercera traza se selecciona de una colección de trazas (*track collection*) y se asume que es un kaón (K^+). Esta traza no debe de ser identificada como muón. Así en los “*Baseline Cut*” diferenciamos la traza del K^+ con cada una de las trazas de los muones.

Esta traza debe responder a cortes de calidad (Tabla 4-5), uno de estos cortes es el momento transversal de la partícula (p_T), como punto de partida se impone un umbral mínimo de p_T para rechazar aquellas trazas con bajo momento y que no esten involucradas en el decaimiento.

El detector CMS al no tener un identificador de partículas para kaones, a este análisis ($B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$) se le asigna a priori, a la tercera traza, el valor nominal de la masa del

kaón extraído del PDG, que es $0.493 \text{ GeV}/c^2$ [1].

Tabla 4-5: Selección de cortes para el kaón.

Variable	Corte aplicado
<i>tracker hits</i>	> 6
p_T	$> 0.9 \text{ GeV}/c$
m_K	$= 0.493 \text{ GeV}/c^2$

Teniendo la tercera traza asumida como kaón, se encuentra la masa invariante de las tres partículas de todos los candidatos para reportar un candidato a mesón B^+ . Así se comienza del cuadrimomento de Lorentz para que se obtenga la masa:

$$P^\nu = (E, P_x, P_y, P_z)$$

$$m_{J/\Psi K}^2 = P^\nu P_\nu = (E_{J/\Psi} + E_K)^2 - (\vec{P}_{J/\Psi} + \vec{P}_K)^2$$

$$m_{J/\Psi K}^2 = m_{J/\Psi}^2 + m_k^2 + 2(E_{J/\Psi}E_k - \vec{P}_{J/\Psi} \cdot \vec{P}_K)$$

$$m_{J/\Psi K} = \sqrt{m_{J/\Psi}^2 + m_k^2 + 2(E_{J/\Psi}E_k - \vec{P}_{J/\Psi} \cdot \vec{P}_K)}$$

donde m^2 es la masa, E la energía y P es el momento del J/Ψ y del kaón respectivamente. Se analiza la topología del decaimiento del mesón B^+ (Figura 4-3) para determinar los requerimientos adicionales de su reconstrucción, dado que los cortes de calidad aplicado a la traza del K^+ no son suficientes.

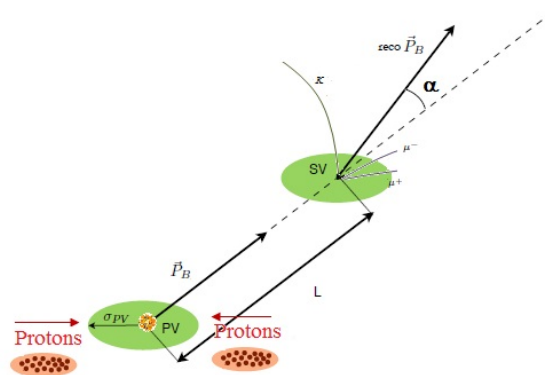


Figura 4-3: Topología del decaimiento $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$

Uno de los requerimientos principales en la reconstrucción de un candidato a B^+ se basa en obtener un buen vértice secundario que contenga las tres trazas formadoras de los dos muones más el K^+ . Los “*Baseline cuts*” realizados en el código de reconstrucción para identificar un vértice de las tres trazas, tratan de buscar el mejor. Para seleccionar el vértice se busca identificar que la traza del K^+ este cerca a las trazas de los muones, esto se realiza a través de la distancia de aproximación más cercana entre el kaón y cada uno de los muones ($dca_{\mu^{\pm}k} < 0.5 \text{ cm}$), también hay que encontrar el vértice que junta las tres trazas ($\mu^+\mu^-K^+$) y hay que aplicar un corte en la distribución del nivel de confianza del vértice ($CL > 1\%$), estos cortes se presenta en la Tabla 4-6.

Tabla 4-6: Selección de cortes para el mesón B^+ .

Variable	Corte aplicado
dca_{μ^+k}	$< 0.5 \text{ cm}$
dca_{μ^-k}	$< 0.5 \text{ cm}$
$CL_{vtx}^{B^+ \rightarrow J/\Psi K^+}$	$> 1\%$

Dado que la masa nominal del mesón B^+ es $M(B) = 5279.25 \pm 0.26 \text{ MeV}/c^2$, en la Figura 4-4 se observa un pico en la región entre 5 y 5.5 GeV/c^2 , que muestra la masa invariante inicial reconstruida.

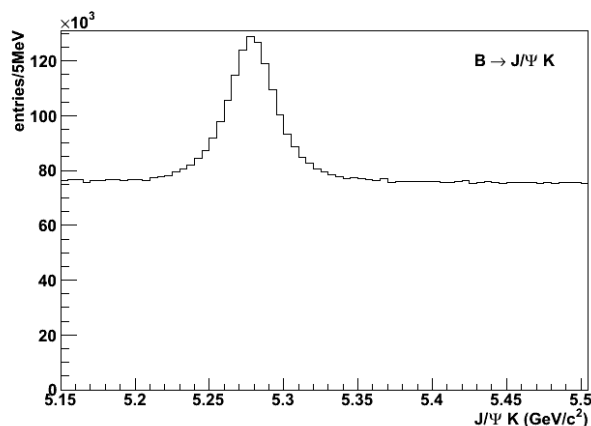


Figura 4-4: Espectro del $J/\Psi K^+$ con los cortes de la traza del K^+ .

4.4 Optimización de la señal

Para una mejor selección de los candidatos del B^+ se adicionan cortes para purificar el vértice, como se muestra en la Tabla 4-7. El $CL_{Prim\ vtx}$ y el $CL_{massC}^{B^+}$ son el nivel de confianza del vértice primario y del “mass constraint fit” del vertice del B^+ respectivamente. El $\Delta R_{\mu^+\mu^-K^+}$ es un criterio geométrico del vértice, que agrupa en un cono sólo las tres trazas del decaimiento, así:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$$

donde $\Delta\phi$ es la diferencia de los ángulos azimutales del dimuón y del kaón ($\phi_{\mu^+\mu^-} - \phi_k$), y $\Delta\eta$ es la diferencia entre la pseudorapidez también del dimuón y kaon ($\eta_{\mu^+\mu^-} - \eta_k$).

El P_T^B es el momento transversal de las tres partículas constituyentes del B^+ y $|y^B|$ es la rapidez (“rapidity”) que se ha estudiado en [33], mostrando a “y” como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E^B + P_Z^B}{E^B - P_Z^B}$$

donde E^B es la energía y P_Z^B el momento longitudinal de las tres trazas de los candidatos a mesón B^+ .

El $\cos\alpha_{prim-\mu^+\mu^-K}$, $(L/\sigma)_{prim-\mu^+\mu^-K}$ y el I (“isolation cut”) son descritos a continuación:

Tabla 4-7: Selección de cortes para el vértice del B^+ .

Variable	Corte aplicado
$CL_{Prim\ vtx}$	1%
$CL_{massC}^{B^+}$	1%
$\Delta R_{\mu^+\mu^-K^+}$	< 1
P_T^B	> 5
$ y^B $	< 2.4
$\cos\alpha_{prim-\mu^+\mu^-K}$	> 0.9
$(L/\sigma)_{prim-\mu^+\mu^-K}$	> 3
I	> 0.9

4.4.1 “Pointing angle”

El “Pointing back angle” es definido como el ángulo que se forma entre la proyección del vector que conecta el vértice primario y el secundario, con el vector del momento \vec{P} del candidato B^+ reconstruido (\vec{P}_B) (Figura 4-5).

$$\cos\alpha_{prim-\mu^+\mu^-K} = \frac{(\vec{V}_{\mu^+\mu^-K} - \vec{V}_{primary}) \cdot \vec{P}_B}{|\vec{V}_{\mu^+\mu^-K} - \vec{V}_{primary}| \cdot |\vec{P}_B|} > 0.9$$

dado que la proyección y el momento tienen que estar alineados para diferenciar la señal del ruido, necesitamos que el ángulo α sea el más cercano a cero ($\cos\alpha \approx 1$).

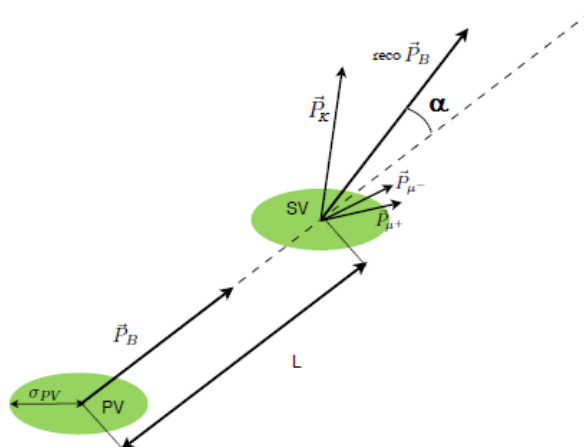


Figura 4-5: Esquema del decaimiento del mesón B^+

4.4.2 Corte de L/σ

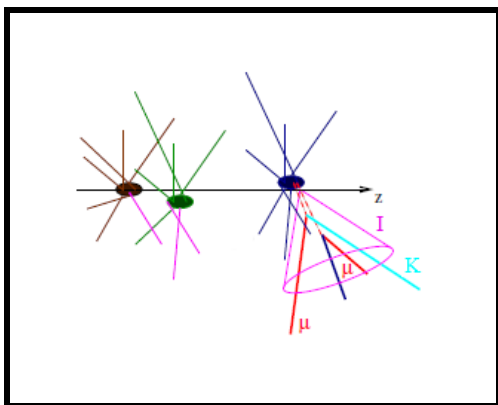
El mesón B^+ es creado en la colisión pp. Debido a que su tiempo de vida media es largo en comparación con otras partículas como el J/Ψ (varios ordenes de magnitud), este viaja una distancia L (Figura 4-5) para luego decaer en otras partículas (en nuestro estudio decae a $J/\Psi K^+$). Teniendo la longitud L como la distancia entre el vértice primario y el secundario, se utiliza esta como una variable para optimizar la señal y así poder rechazar eventos requiriendo una distancia mínima entre ambos vértices, esto se logra introduciendo el corte L/σ , donde σ es la resolución o error en la medida de L.

4.4.3 Aislamiento para el Vértice Secundario (“Isolation cut (I)”)

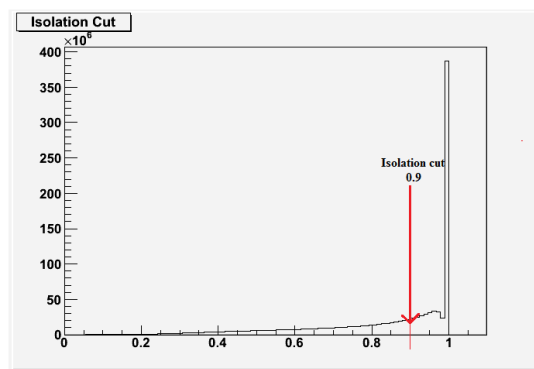
Este criterio representa el aislamiento del vértice del mesón B^+ a través de la relación del momento transversal de las trazas que contiene este vértice, de otras que puedan estar contenidas en el por decaimientos parcialmente reconstruidos (como en $B^0 \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^-$, donde el π^- puede aparecer perdido, o sea no reconstruido), se trabaja con el ΔR del vértice primario (Figura 4-6(a)) con un valor de $\Delta R_{prim} < 0.7$ y sumamos el P_T de todas las trazas que esten dentro de este cono, excluyendo las tres trazas que forman el B^+ . Así, para formar la variable I se relaciona el momento transversal del B^+ (P_T^B) dividido por la suma de este más el momento de otras trazas que puedan estar contenidas en el cono ($\sum_{\Delta R_{prim} < 0.7} P_T$), con este corte se espera descartar trazas no asociadas a la formación del vértice. Se analiza la dispersión de la variable I (Figura 4-6(b)).

$$I = \frac{P_T^{B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+}}{P_T^{B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+} + \sum_{\Delta R_{prim} < 0.7} P_T} > 0.9$$

donde $\Delta R_{prim} = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = \sqrt{(\phi_{prim} - \phi_{tracks})^2 + (\eta_{prim} - \eta_{tracks})^2}$, para el vértice primario y las trazas dentro del cono. El valor que se toma nos permite mantener señal.



(a) Descripción gráfica para el aislamiento del vértice secundario (B^+).



(b) Dispersión de la variable I (“isolation”).

Figura 4-6: “Isolation cut”

La obtención de la señal del mesón B^+ a través de la optimización se muestra en la Figura 4-7.

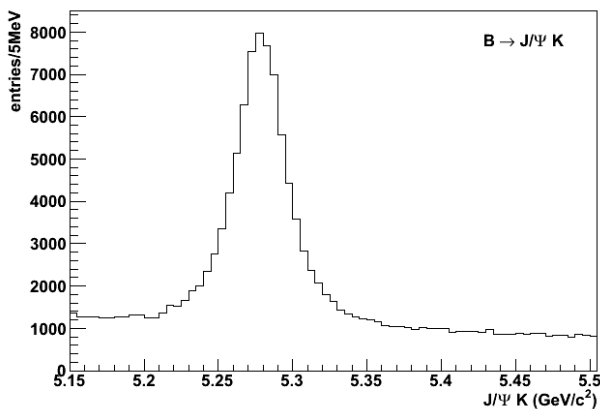


Figura 4-7: Señal del mesón B^+ reconstruido con los cortes de la Tabla 4-7.

4.4.4 “Displaced J/Ψ Trigger”

En este estudio el mesón B^+ decae a un $J/\Psi K^+$, y el J/Ψ decayendo a dos muones es el punto de referencia para el análisis de este canal de desintegración del B^+ , entonces se considera los “triggers” basados en la identificación de muones, en particular, los que requieren al menos dos muones. Los “triggers” utilizados en este análisis requieren un corte de P_T de cada muón mayor de 3.5 o 4 GeV/c (Tabla 4-2). Una vez aplicado este corte, se utiliza el “mass constraint fit” del J/Ψ , ajustando el momento de cada muón dentro de su error mediante $P^\mu P_\mu = M_{J/\Psi}$ para obtener el dimuón ajustado a un J/Ψ . Incluyendo el corte de los “triggers”, la masa invariante de las tres partículas que forman candidatos del mesón B^+ se muestra en la Figura 4-8, donde también se muestra el ajuste que se hace a la masa reconstruida del candidato a B^+ , usando la suma de dos funciones Gaussianas para la señal y un polinomio de Chebychev de segundo orden para describir el ruido. Los resultados obtenidos en el ajuste del espectro de la masa se presentan a continuación (Tabla 4-8). También se estudia la diferencia entre la masa con su error

del resultado obtenido y el valor nominal que se extrae del PDG, el cual genera una diferencia pequeña de $0.85 \text{ MeV}/c^2$.

Tabla 4–8: Resultado preliminar del ajuste de la Figura 4–8 del $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$, complementando con la diferencia entre este resultado y la masa nominal del PDG.

Número de eventos	Masa (MeV/c^2)	Desviación Estandar (MeV/c^2)		Diferencia (MeV/c^2)
		σ_1	σ_2	
42446 ± 339	5278.4 ± 0.116	12.55 ± 0.41	27.4 ± 0.85	0.85 ± 0.28

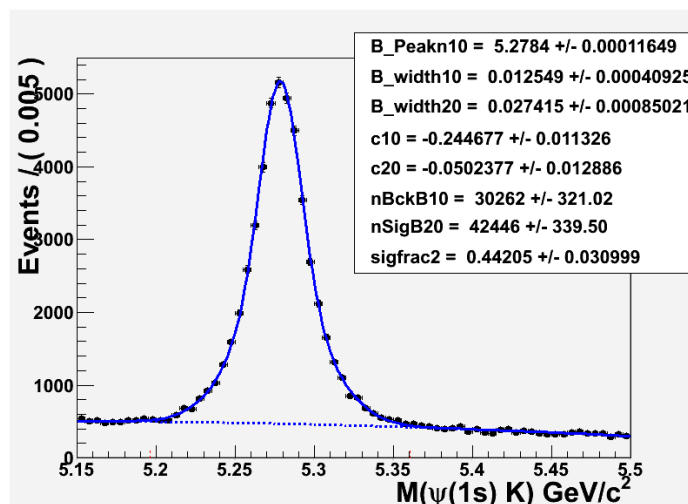


Figura 4–8: Reconstrucción de la masa de $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$. El resultado del fit describe la superposición de la señal (línea continua) con el ruido (línea punteada).

4.4.5 Verificación del resultado por distintos métodos

Para verificar el resultado de la medida de la masa (Tabla 4–8), se contrasta este resultado con otros trabajos con el mismo procedimiento del ajuste anterior para diferentes sub conjuntos de los datos (Tabla 4–9):

- * Los sub conjuntos “run11a” (Figura 4–10(a)) vs “run11b” (Figura 4–10(b)).
- * Se extiende el estudio a un nuevo modo de decaimiento que es el $B^+ \rightarrow \Psi(2S)K^+$, donde el $\Psi(2S)$ es el estado excitado del modo charmonium ($c\bar{c}$). Este estudio también se realiza para los sub conjuntos, “run11a” vs “run11b” (Figuras 4–10(h), (i), (j)).

- * Se incluye el estudio de una muestra oficial de señal simulada en Monte Carlo (MC)⁶ del CMS, incluyendo estudio de partícula vs antipartícula (Figuras 4–10(e), (f) y (g)).
- * Se realiza un estudio de forma individual de la partícula (Figura 4–10(c)) y antipartícula (Figura 4–10(d)) usando los datos.

Tabla 4–9: Resultados del ajuste de la Figura 4–10, incluimos la diferencia de cada medida de la masa con la medida preliminar $M_B = 5278.4 \pm 0.116 \text{ MeV}/c^2$.

Sub conjunto	Modo	Número de Eventos	Masa (MeV/c^2)	Desviación Estandar (MeV/c^2)		Diferencia (MeV/c^2)
				σ_1	σ_2	
run11a	$J/\Psi K^+$	23987 ± 289	5278.3 ± 0.16	13.88 ± 0.54	30.45 ± 1.62	0.1 ± 0.20
run11b	$J/\Psi K^+$	18640 ± 205	5278.6 ± 0.17	11.40 ± 0.54	25.53 ± 0.90	0.2 ± 0.21
Run2011	$J/\Psi K^{+1}$	21420 ± 239	5279.3 ± 0.17	13.12 ± 0.54	27.76 ± 1.21	0.9 ± 0.21
Run2011	$J/\Psi K^{-2}$	21001 ± 239	5277.6 ± 0.16	11.77 ± 0.61	26.80 ± 1.14	0.8 ± 0.20
MC	$J/\Psi K^+$	8669 ± 100	5279.6 ± 0.20	12.73 ± 0.66	26.15 ± 1.50	1.2 ± 0.23
MC	$J/\Psi K^{+1}$	4271 ± 71	5281 ± 0.28	11.80 ± 1.24	24.52 ± 2.12	2.6 ± 0.30
MC	$J/\Psi K^{+2}$	4393 ± 70	5278.2 ± 0.28	13 ± 0.66	27 ± 1.68	0.2 ± 0.30
Run2011	$\Psi(2S)K^+$	3788 ± 95	5278.8 ± 0.30	10.85 ± 0.76	24.83 ± 2.89	0.4 ± 0.32
run11a	$\Psi(2S)K^+$	2311 ± 78	5279.2 ± 0.39	11.29 ± 1.04	25.23 ± 4.48	0.8 ± 0.41
run11b	$\Psi(2S)K^+$	1480 ± 56	5278.3 ± 0.45	24.75 ± 3.55	10.25 ± 1.03	0.1 ± 0.46

¹ Corresponde a la partícula del mesón B^+ . ² Corresponde a la antipartícula del mesón B^+ .

De los datos obtenidos de los ajustes (Tabla 4–9), se hace una comparación con las diferentes mediciones realizadas, notando que las medidas están de acuerdo con la medida principal. Estas medidas son comparadas con la extraída del PDG del mesón B^+ y su respectivo error (Figura 4–9).

4.4.6 Estudio de la estabilidad de la masa reconstruida del $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$

Con el fin de estudiar la estabilidad de la medición de la masa del B^+ (Tabla 4–8) se analizó la señal obtenida de la masa en pequeños segmentos de pseudorapidez (η) y del momento transversal P_T del kaón. Este estudio se realiza a través del método de [34].

⁶ /BuToJPsiK_K2MuFilter_7TeV – pythia6 – evtgen/Fall11 – HLTBPh2011.START42.V14B – v2/AODSIM

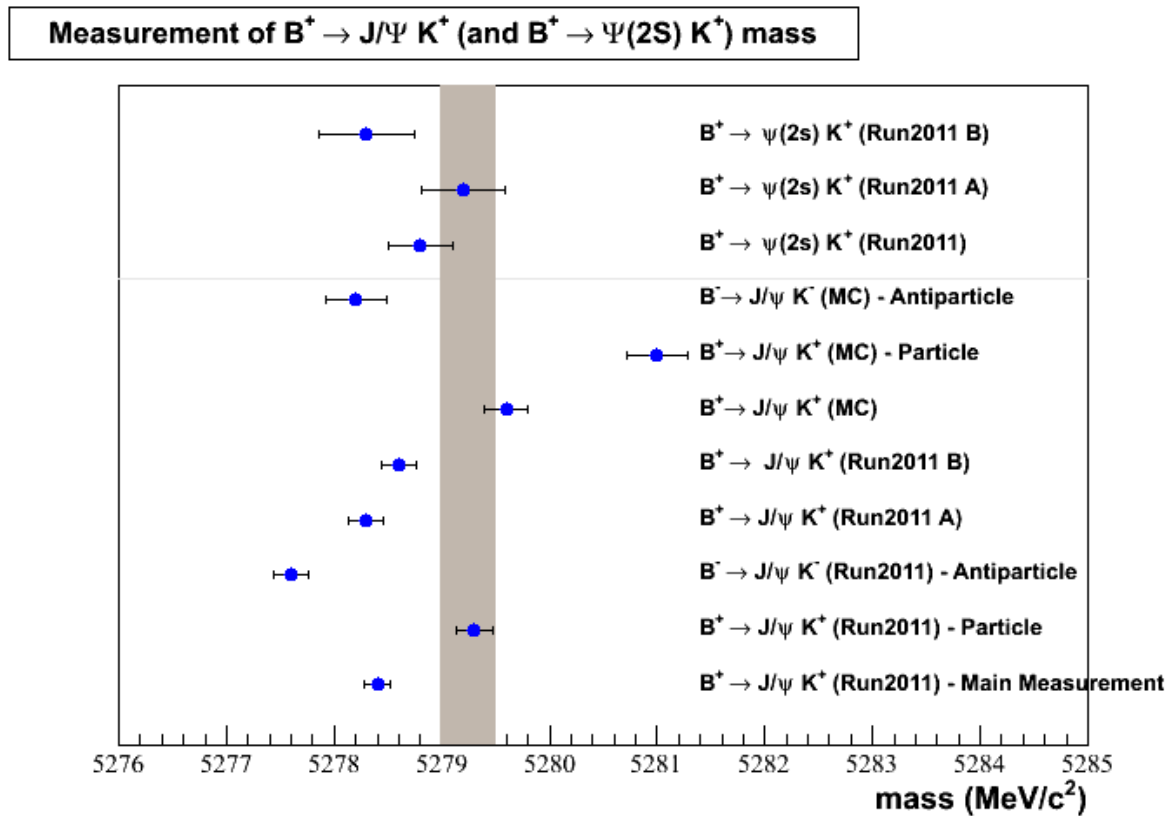
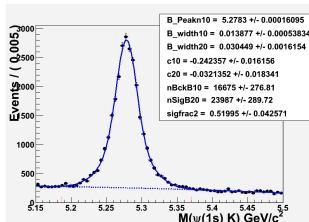
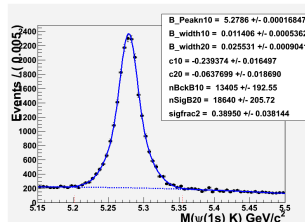


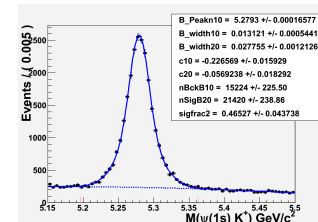
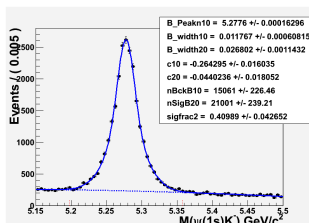
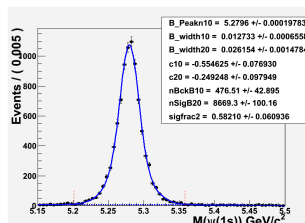
Figura 4–9: Medidas y comparación de los resultados de los diferentes procedimientos. El área sombreada corresponde a la masa nominal con su correspondiente error.



(a) Ajuste de la muestra “run11a”.



(b) Ajuste de la muestra “run11b”.

(c) Ajuste de de la partícula B^+ en la muestra Run2011.(d) Ajuste de la antipartícula B^- , en la muestra Run2011.

(e) Ajuste de la muestra de MonteCarlo.

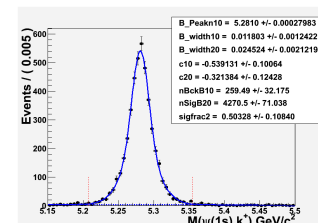
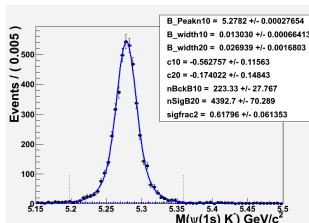
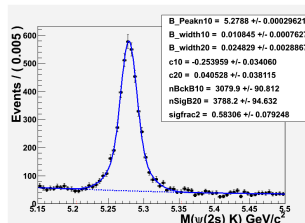
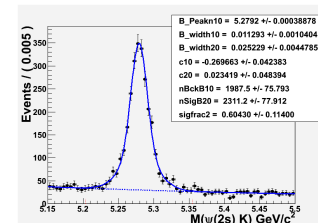
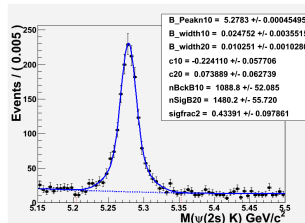
(f) Ajuste de la muestra de MonteCarlo de la partícula B^+ .(g) Ajuste de la muestra de MonteCarlo de la antipartícula B^- .(h) Ajuste de $B^+ \rightarrow \Psi(2S)K^+$ de la muestra Run2011.(i) Ajuste de $B^+ \rightarrow \Psi(2S)K^+$ de la muestra “run11a”.(j) Ajuste de $B^+ \rightarrow \Psi(2S)K^+$ de la muestra “run11b”.

Figura 4–10: Ajustes de los diferentes procedimientos.

Estabilidad en función de la Pseudorapidez (η_K) del kaón:

La pseudorapidez (η) se define como la rapidez de una partícula cuando su momento transversal es mucho mayor que su masa ($m \ll P_T$). Esta propiedad es usada para describir las coordenadas espaciales del ángulo de dispersión (“scattering”) de una partícula y el eje del haz (para el detector CMS por conveniencia es el eje Z), ya que es invariante a las transformaciones de Lorentz [35]. Así tenemos que:

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]$$

La división de η_k se hizo en intervalos iguales de 0.3, donde esta comprendía al rango de $-2.4 < \eta < 2.4$, estas particiones se muestran en la Figura 4-11. La Tabla 4-10 muestra las 16 particiones que se hace para el η_k .

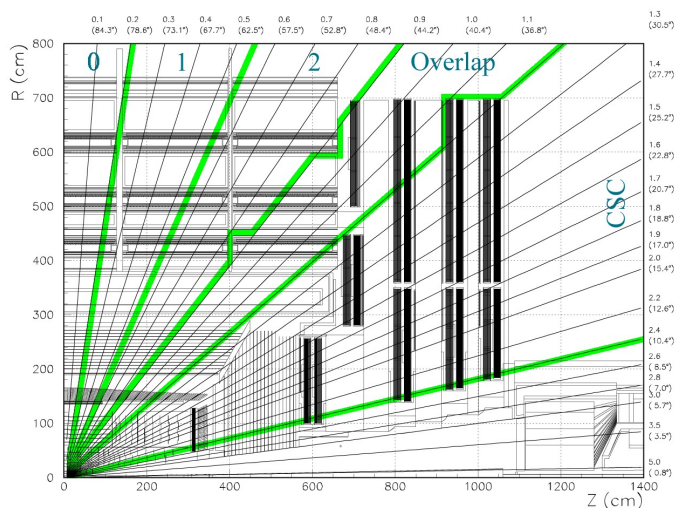


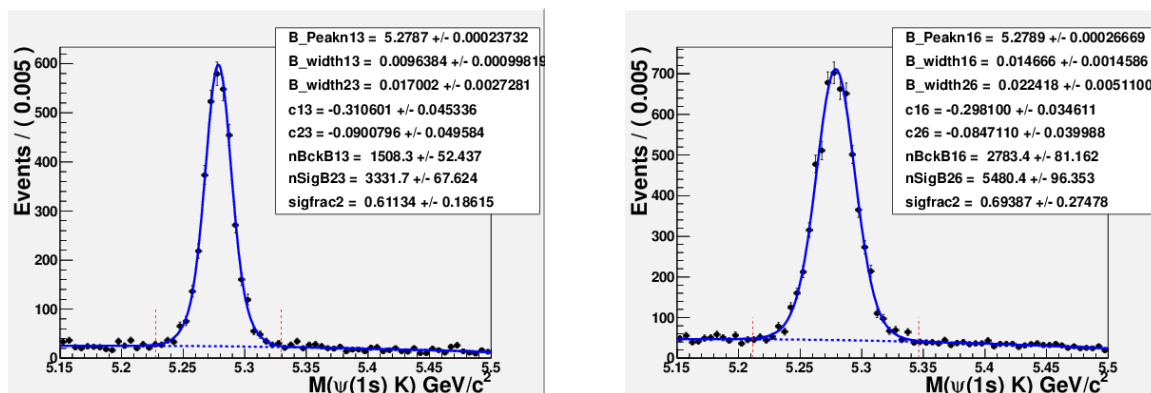
Figura 4-11: Vista de la división estudiada del η en el detector [7].

El análisis para extraer el valor de la masa reconstruida del mesón B^+ y sus parámetros a las distribuciones de los candidatos, se da a través del mismo ajuste (*fits*), donde la señal es descrita por la suma de dos funciones Gaussianas y el ruido es modelado por un polinomio de Chebychev de segundo orden, como se ejemplifica en la Figura 4-12 para

Tabla 4–10: Rango para la división del η_k .

EndCap	$-2.4 \leq \eta < -2.1$
EndCap	$-2.1 \leq \eta < -1.8$
EndCap	$-1.8 \leq \eta < -1.5$
EndCap	$-1.5 \leq \eta < -1.2$
Barrel	$-1.2 \leq \eta < -0.9$
Barrel	$-0.9 \leq \eta < -0.6$
Barrel	$-0.6 \leq \eta < -0.3$
Barrel	$-0.3 \leq \eta < 0$
Barrel	$0 \leq \eta < 0.3$
Barrel	$0.3 \leq \eta < 0.6$
Barrel	$0.6 \leq \eta < 0.9$
Barrel	$0.9 \leq \eta < 1.2$
EndCap	$1.2 \leq \eta < 1.5$
EndCap	$1.5 \leq \eta < 1.8$
EndCap	$1.8 \leq \eta < 2.1$
EndCap	$2.1 \leq \eta < 2.4$

dos diferentes rangos. Este mismo procedimiento se realiza para los 16 rangos en los que η_k se divide.



(a) Masa invariante de $J/\Psi K^+$ en el rango de $-0.3 \leq \eta_k < 0$.

(b) Masa invariante de $J/\Psi K^+$ en el rango de $0.9 \leq \eta_k < 1.2$.

Figura 4–12: Distribución de los candidatos de la masa invariante de $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$. El resultado del ajuste describe la superposición de la señal (línea continua) con el ruido (línea punteada).

Los parámetros extraídos, como son la media de la masa y su desviación estándar (σ) con sus respectivos errores en función de η_k , como se muestra en la Figura 4–13. Aquí se aprecia que en la región central del “Barrel” la desviación que se obtiene en la señal de la

masa tiene mejor resolución que en la región del “*EndCap*”, que es la región compuesta por las capas laterales del detector CMS.

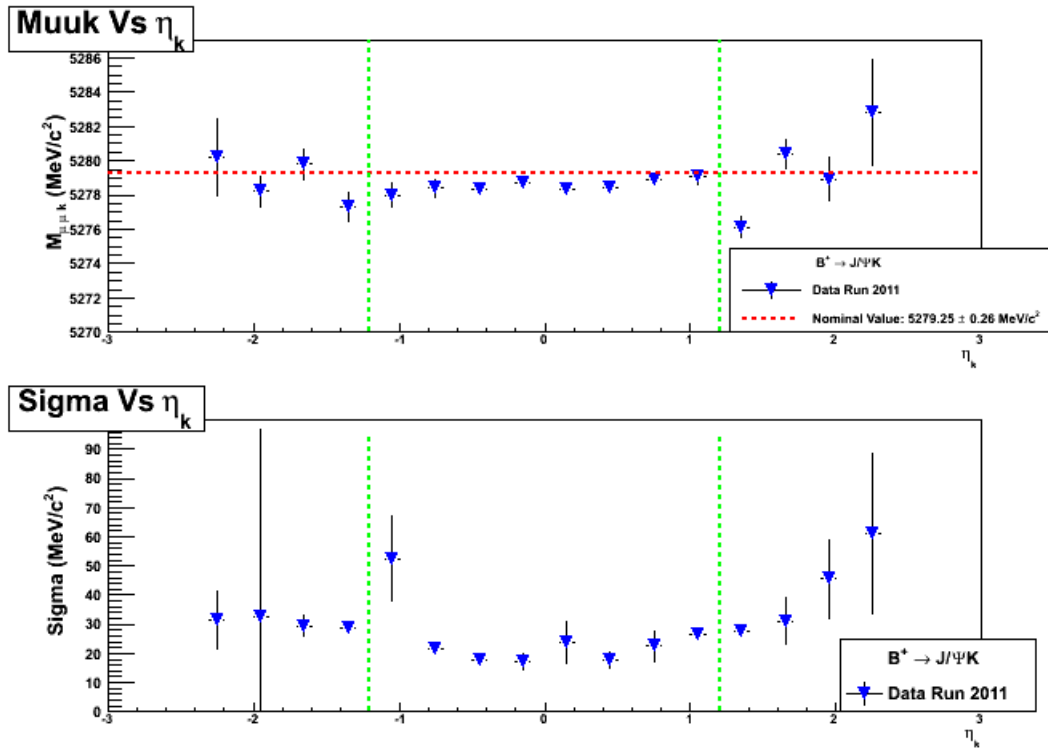


Figura 4–13: La Figura superior muestra la relación de la masa y su error en los diferentes intervalos de η_k , frente a la masa nominal extraída del PDG (línea punteada horizontal). La Figura inferior muestra la desviación estandar de la masa de cada intervalo de η_k . Las líneas punteadas verticales limitan η_k ($|\eta_k| < 1.2$) correspondiente a la sección del “barrel”.

Estabilidad en función del Momento Transversal P_{T_k} del Kaón:

La división del momento transversal del kaón (P_{T_k}) se hizo en intervalos iguales de $1 \text{ GeV}/c$, dentro de un rango de $0 < P_{T_k} < 16 \text{ GeV}/c$ para el espectro de la Figura 4–14, así mismo la Tabla 4–11 muestra las 16 particiones con las que se trabajó.

El análisis para extraer los parametros de cada división del P_{T_k} se da a través de una gaussiana para la señal y un polinomio de grado uno para el ruido, en cada intervalo.

En la Figura 4–15 se muestra la relación de los parámetros obtenidos del ajuste, y son examinados en función del P_{T_k} , de este estudio se obtiene que tanto la masa media como

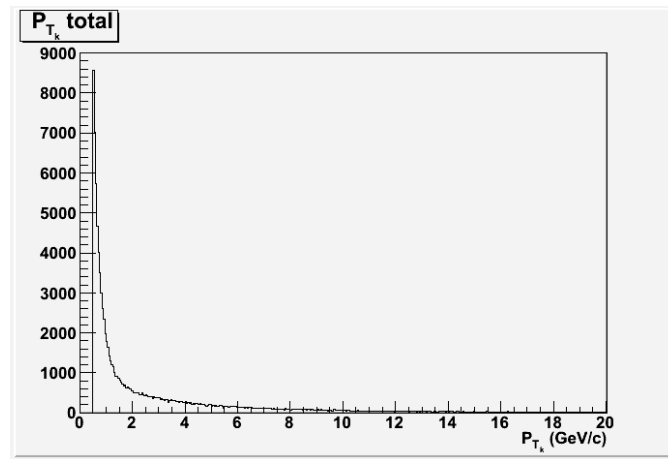
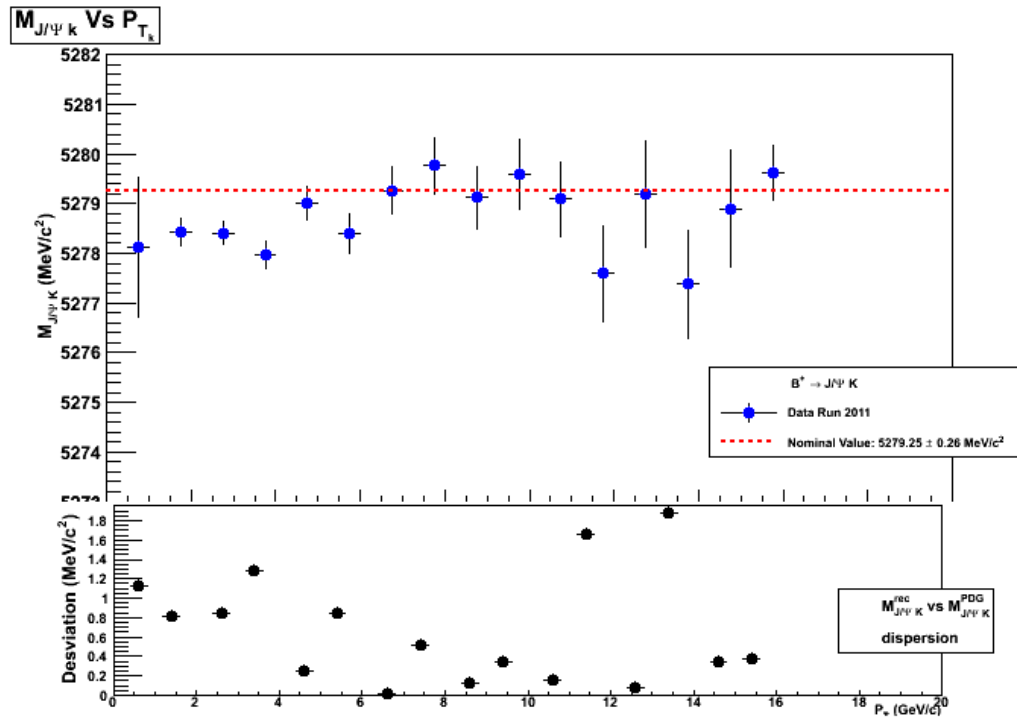


Figura 4–14: Momento Transversal de los candidatos a kaón (P_{T_k}).

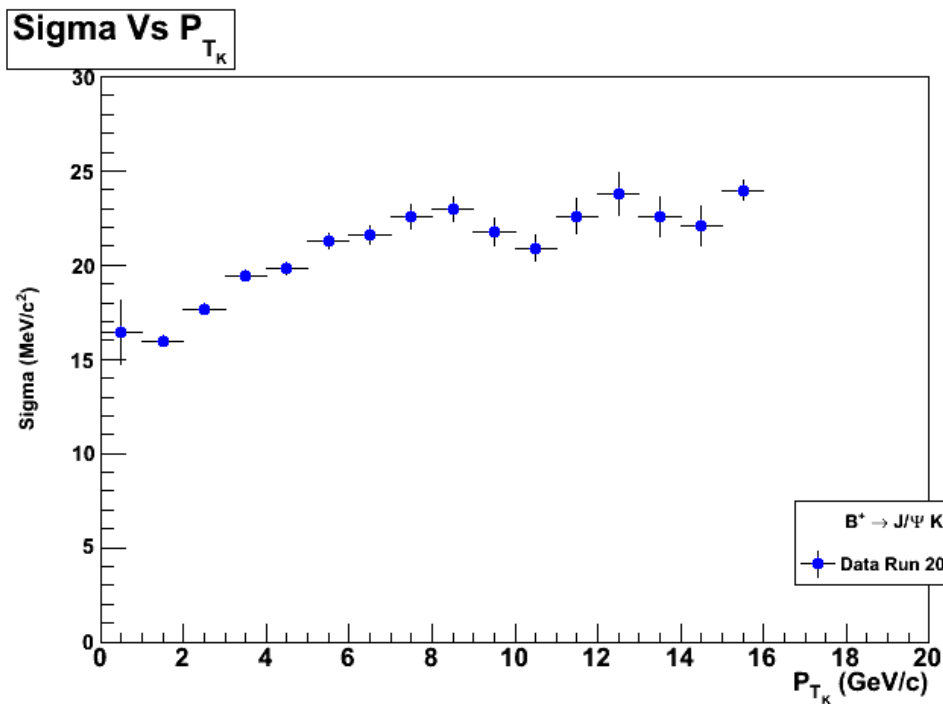
Tabla 4–11: Rango para la división del P_{T_k} (GeV/c).

$0 \leq P_{T_k} < 1$
$1 \leq P_{T_k} < 2$
$2 \leq P_{T_k} < 3$
$3 \leq P_{T_k} < 4$
$4 \leq P_{T_k} < 5$
$5 \leq P_{T_k} < 6$
$6 \leq P_{T_k} < 7$
$7 \leq P_{T_k} < 8$
$8 \leq P_{T_k} < 9$
$9 \leq P_{T_k} < 10$
$10 \leq P_{T_k} < 11$
$11 \leq P_{T_k} < 12$
$12 \leq P_{T_k} < 13$
$13 \leq P_{T_k} < 14$
$14 \leq P_{T_k} < 15$
$15 \leq P_{T_k}$

la desviación estandar mantienen un valor constante a lo largo del intervalo del P_{T_k} estudiado, dado que no tienen una variación muy significativa.



(a) B^+ reconstruido como función del P_T del kaón. La línea punteada de la grafica superior es la medida nominal de la masa del B^+ , la parte inferior se presenta la dispersión de la masa de cada ajuste con relación a la masa nominal del B^+ .



(b) Desviación estandar de la masa en cada rango del P_T .

Figura 4–15: Relación de los parámetros de la masa y la desviación estandar obtenidos en cada ajuste gaussiano como función del P_T del kaón.

4.4.7 Estudio de la estabilidad de la masa reconstruida del mesón J/Ψ

Estabilidad en función de la Pseudorapidez η de cada muón:

Este estudio se basa en extraer, mediante un ajuste gaussiano la medida media de la masa del mesón J/Ψ y la desviación estandar (σ), para muones en el mismo intervalo de η ($\eta_{\mu^+} = \eta_{\mu^-}$) (Tabla 4-10), como parámetros de dispersión de la medida de la masa. Estos parámetros son graficados a través de η para estudiar la resolución de la masa en el detector CMS.

En la Figura 4-16 se muestra la relación de los parámetros extraídos del ajuste como función de la pseudorapidez (η). La gráfica superior muestra dos distintivos, el triángulo derecho (rojo) y el triángulo invertido (azul), muestra de simulación Monte Carlo y muestra de los datos extraídos del CMS respectivamente.

La comparación que se realiza entre datos simulados y datos reales se ve precisa, así también se encuentra la relación del valor medio de la masa con su error, a lo largo de η , con una estabilidad cercana al valor nominal del mesón J/Ψ , además se nota que en la región central ($-1.2 < \eta < 1.2$), que es la región del “Barrel” el valor de la masa es más precisa. Para la Figura inferior, que es la distribución de la desviación estandar como función del η se obtiene la misma apreciación.

Estabilidad en función del Momento Transversal (P_T) de cada muón:

La división del $P_{T\mu}$ se hizo en intervalos iguales a 5 GeV/c, con un rango del momento transversal de $0 < P_{T\mu} < 40$ GeV/c para cada muón, como se muestra en la Figura 4-17. Así mismo como se trabajo para la Pseudorapidez, aquí son utilizados intervalos iguales de P_T para cada uno de los muones, la Tabla 4-12 muestran las 8 particiones.

Con los muones dentro de un mismo rango de P_T , se analiza la masa de la señal del J/Ψ , que se extraen con el ajuste gaussiano los parámetros de la medida media de la masa, su error y la desviación estandar.

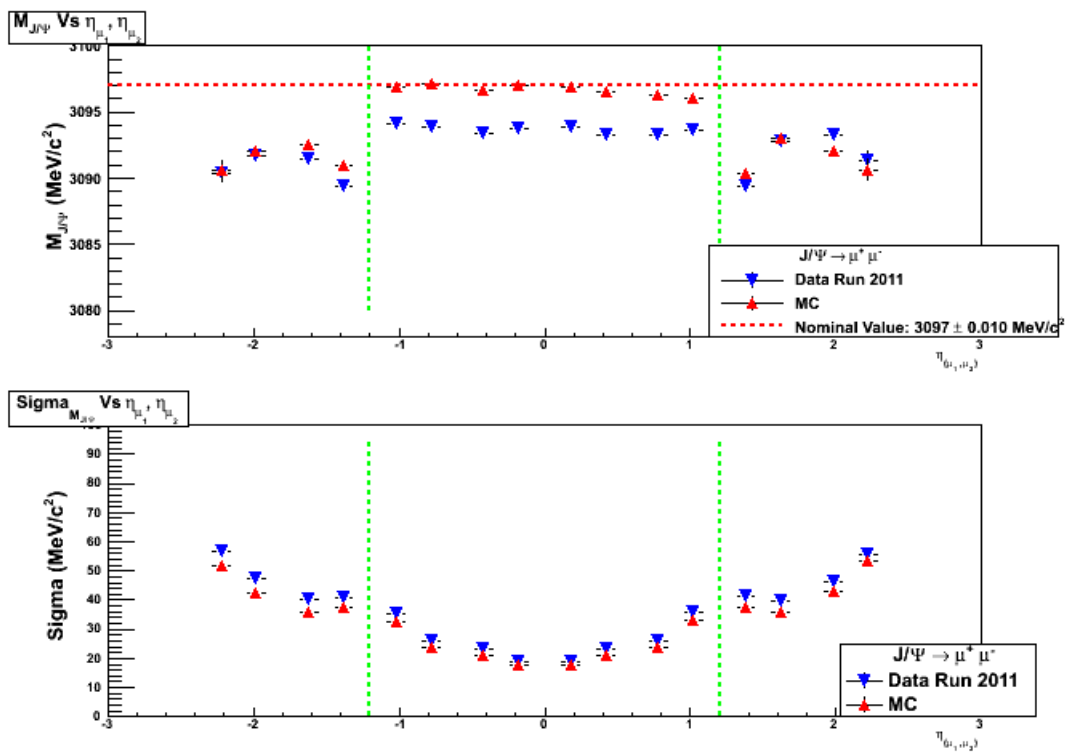


Figura 4–16: La Figura muestra la relación de los parámetros obtenidos en cada ajuste gaussiano como función de η . La Figura superior muestra la distribución de la masa con sus errores, también la relación de los valores medios entre los datos simulados (triángulo rojo) y los datos reales (triángulo invertido azul). La Figura inferior muestra la distribución del valor de la desviación estándar, donde se aprecia con más claridad que en la región del “Barrel” hay menos dispersión al momento de obtener el valor medio de la masa.

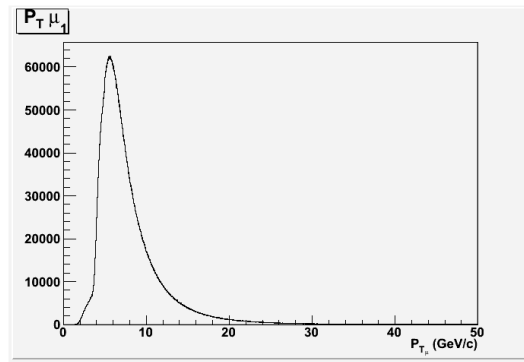
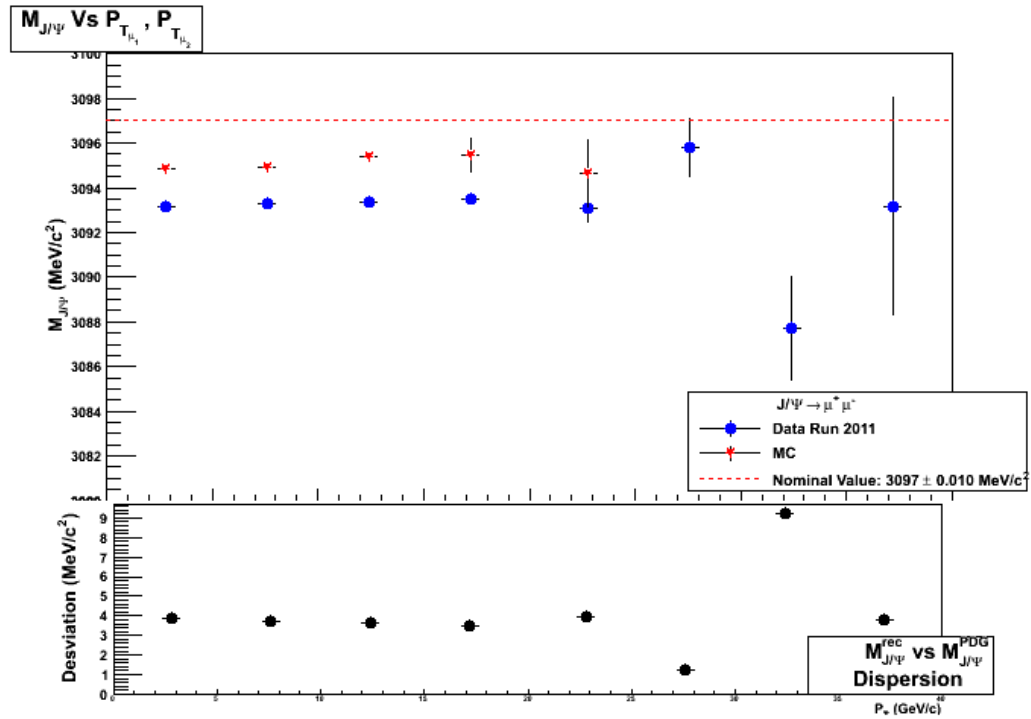


Figura 4–17: Espectro estudiado del momento transversal de los muones.

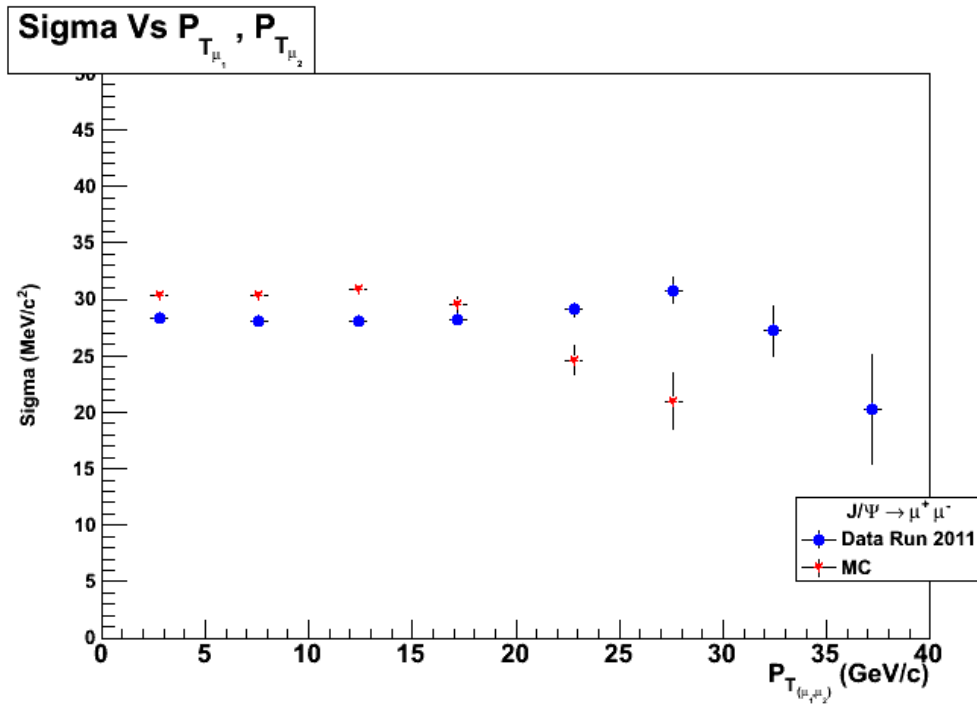
Tabla 4–12: Rango para la división del P_T de cada muón.

$0 \leq P_T < 5$
$5 \leq P_T < 10$
$10 \leq P_T < 15$
$15 \leq P_T < 20$
$20 \leq P_T < 25$
$25 \leq P_T < 30$
$30 \leq P_T < 35$
$35 \leq P_T < 40$

En la Figura 4–18 se muestra la relación de los parámetros obtenidos del ajuste en función del P_T . La Figura 4–18(a) representa la relación de los valores promedios de la masa junto con la dispersión que se genera alrededor de la masa nominal. De este estudio se obtiene que tanto la masa media como la desviación estandar (Figura 4–18(b)) se mantiene constante o no tiene una variación muy significativa a la largo del intervalo del P_T estudiado. Esto indica que el estudio de la señal de la masa invariante del di-muón a lo largo del P_T tiene una influencia pequeña del 0.13% en promedio, que se asignara después como una contribución al error sistemático de la medida del mesón B^+ . Para la muestra de Monte Carlo, no se incluyeron dos puntos, los que corresponden a los dos últimos intervalos de P_T , esto debido a que no se encontró estadística.



(a) J/Ψ reconstruido como función del P_T de cada muón. En la parte inferior de la Figura se presenta la dispersión de la masa de cada ajuste con relación a la masa nominal del J/Ψ .



(b) Desviación estándar de la masa en cada rango del P_T .

Figura 4-18: Relación de los parámetros obtenidos en cada ajuste gaussiano como función del P_T de cada muón. Comparación entre los datos del 2011 (punto) y datos simulados (flecha)

4.5 Resultados del análisis

De los resultados finales de la señal de la masa reconstruida del mesón B^+ , tenemos:

$$M(B^\pm \rightarrow J/\Psi K^\pm) = 5278.4 \pm 0.116 \text{ MeV}/c^2$$

con 42449 ± 339 eventos en la señal. La comprobación se realiza a través de diferentes métodos como son los sub conjuntos de la data total (run11a vs run11b), extender a otro decaimiento ($B \rightarrow \Psi(2S)K$) y analizar una muestra oficial de Monte Carlo (Tabla 4-9), provee resultados cercanos, todos dentro de la resolución de la masa del detector CMS. El estudio que se hace a la estabilidad de las masas del J/Ψ y del B^+ en función de η y el P_T de cada partícula, muestra que se puede obtener una mejor precisión en un η que abarca la región del “barrel” del detector. Así también, se puede observar que el estudio a lo largo del P_T (Figura 4-15(a)) mantiene un valor constante de la masa cercana al valor nominal del B^+ .

4.5.1 Estudio del B^+ en el “Barrel”

En el estudio de la estabilidad para los mesones B^+ y J/Ψ , se pudo notar que en la región del “Barrel”, que es la parte central del detector, la precisión de la media de la masa y su resolución tienen mejores resultados, por lo que es de interés estudiar esta zona y así determinar si se puede obtener una mejor precisión con los datos.

En esta área del detector se trabajó con la masa reconstruida $J/\Psi K^+$ ($\mu^+ \mu^- K^+$), donde cada una de las trazas debe estar contenida en el “barrel” ($|\eta| < 1.2$), de modo que solo los candidatos con esas características se toman para el siguiente estudio, presentando los resultados del ajuste de la Figura 4-19 en la Tabla 4-13.

Tabla 4–13: Resultado del ajuste de la Figura 4–19 en el barrel, complementando con la diferencia entre este resultado y la masa nominal del PDG.

Número de Eventos	Masa (MeV/c^2)	Desviación Estandar (MeV/c^2)		Diferencia (MeV/c^2)
		σ_1	σ_1	
25524 ± 230	5278.4 ± 0.12	23.36 ± 1.04	11.4 ± 0.43	0.85 ± 0.29

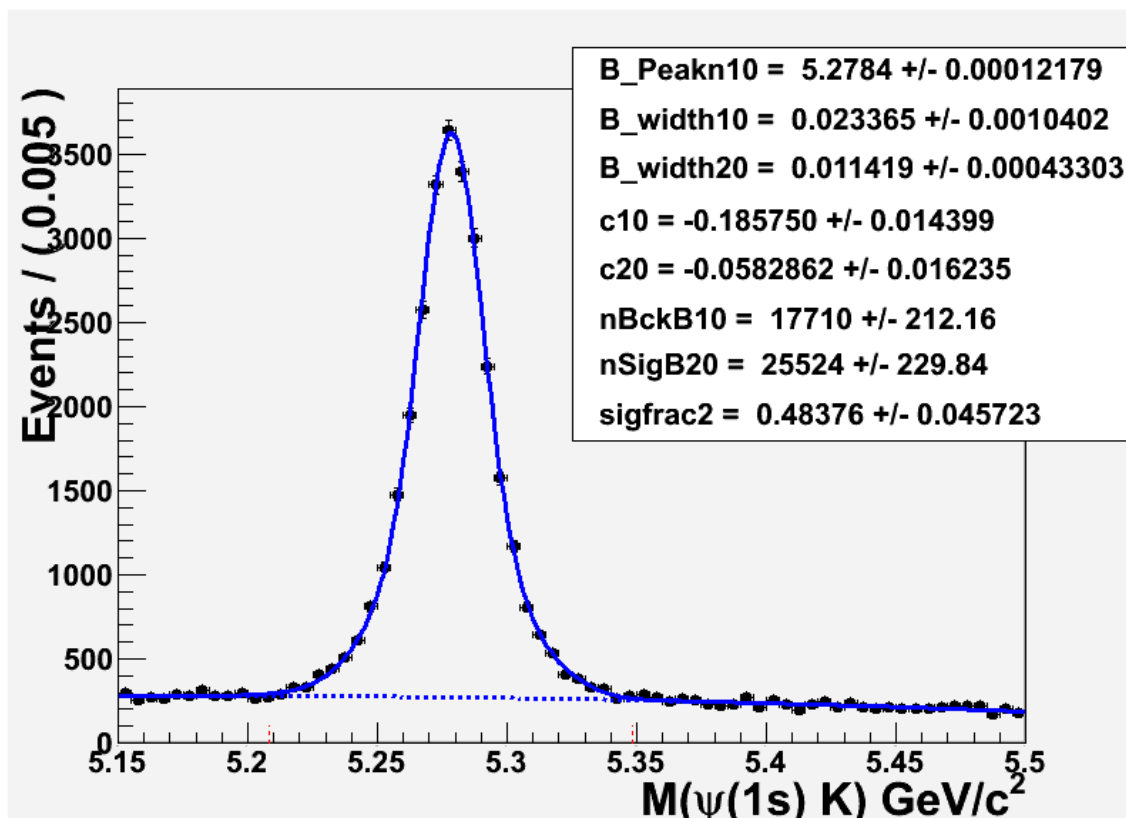


Figura 4–19: Señal del B^+ en la sección del “barrel” del detector CMS. El fit describe la superposición de la señal (línea continua) con el ruido (línea punteada).

Así también se presenta los estudios realizados con la η que cubre la región del “barrel” para los sub conjuntos (“run11a” y “run11b”, Figura 4–21(a) y (b)), el decaimiento de $B^+ \rightarrow \Psi(2S)K^+$ en la muestra del 2011 y la muestra de Monte Carlo (Figura 4–21(e) y (h)), como también el estudio de la partícula y antipartícula en los dos modos de decaimiento y muestra Monte Carlo (Figura 4–21(c) y (d), (i) y (j), (f) y (g)). Los resultados de detallan en la Tabla 4–14 y Figura 4–20.

Tabla 4–14: Resultados del ajuste de la Figura 4–21, se incluye la diferencia de cada medida de la masa del barrel $M_B = 5278.4 \pm 0.12 \text{ MeV}/c^2$.

Sub conjunto	Modo	Número de Eventos	Masa (MeV/c^2)	Desviación Estandar (MeV/c^2)		Diferencia (MeV/c^2)
				σ_1	σ_2	
run11a	$J/\Psi K^+$	13356 ± 18	5278.4 ± 0.17	12.30 ± 0.53	26.08 ± 2.04	0.0 ± 0.21
run11b	$J/\Psi K^+$	12235 ± 15	5278.5 ± 0.17	10.67 ± 0.60	22 ± 1.05	0.1 ± 0.21
Run2011	$J/\Psi K^{+1}$	13523 ± 17	5279.2 ± 0.17	12.08 ± 0.54	24.42 ± 1.47	0.8 ± 0.21
Run2011	$J/\Psi K^{-2}$	13420 ± 16	5277.6 ± 0.17	10.42 ± 0.65	22.1 ± 1.1	0.8 ± 0.21
MC	$J/\Psi K^+$	7296 ± 90	5279.5 ± 0.20	12.66 ± 0.60	25.41 ± 1.71	1.1 ± 0.23
MC	$J/\Psi K^{+1}$	3791 ± 68	5281.1 ± 0.28	12.72 ± 1.39	25 ± 3.58	2.7 ± 0.30
MC	$J/\Psi K^{+2}$	3920 ± 66	5278.1 ± 0.28	13 ± 0.58	26 ± 1.81	0.3 ± 0.30
Run2011	$\Psi(2S)K^+$	2308 ± 64	5278.5 ± 0.30	18.98 ± 3.12	8.86 ± 1.2	0.1 ± 0.32
Run2011	$\Psi(2S)K^{+1}$	1183 ± 46	5279.3 ± 0.42	21.09 ± 4.44	9.25 ± 1.07	0.9 ± 0.44
Run2011	$\Psi(2S)K^{-2}$	1126 ± 44	5277.8 ± 0.44	17.21 ± 3.9	8.4 ± 2.4	0.6 ± 0.46

¹ Corresponden a la partícula del mesón B^+ . ² Corresponden a la antipartícula del mesón B^+ .

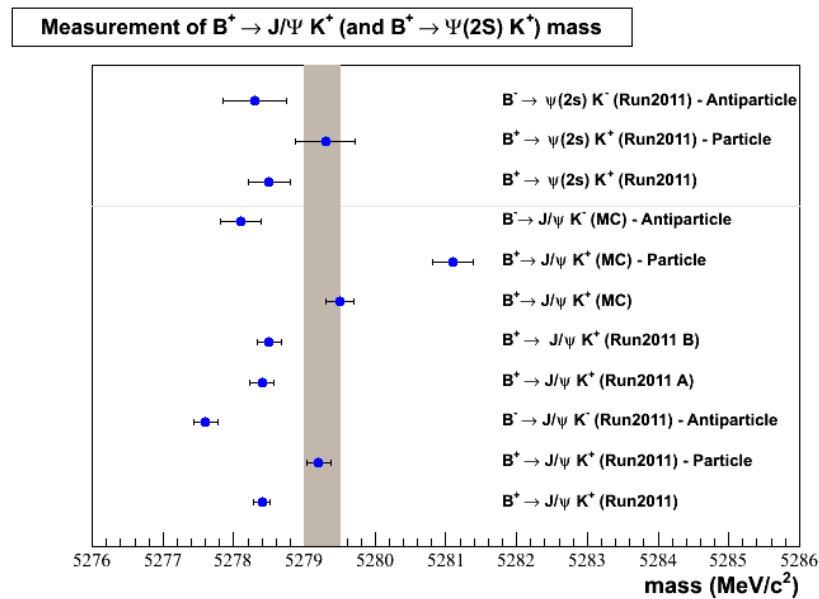
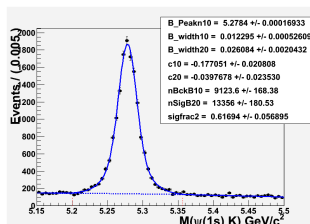
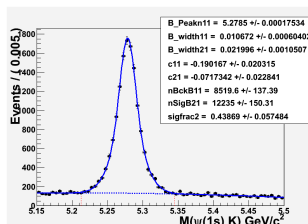


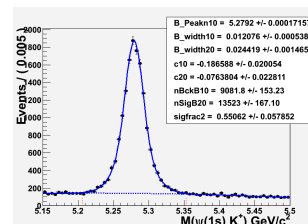
Figura 4–20: Medidas y comparación de los resultados de los diferentes procedimientos en el “barrel”. El área sombreada corresponde a la masa nominal con su correspondiente error.



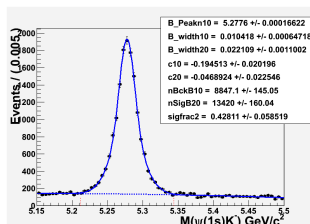
(a) Ajuste de la muestra “run11a” en el “barrel”.



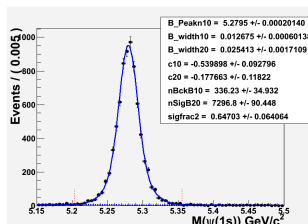
(b) Ajuste de la muestra “run11b” en el “barrel”.



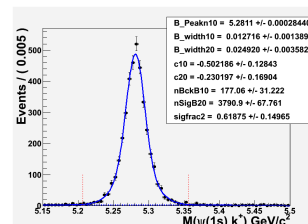
(c) Ajuste de la partícula B^+ para la muestra total en el “barrel”.



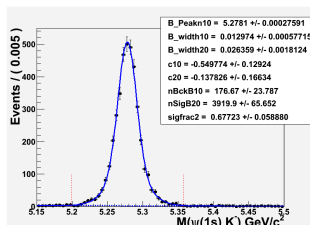
(d) Ajuste de la antipartícula B^- para la muestra total en el “barrel”.



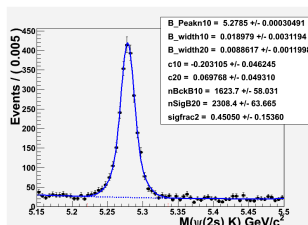
(e) Ajuste de la muestra de Monte Carlo en el “barrel”.



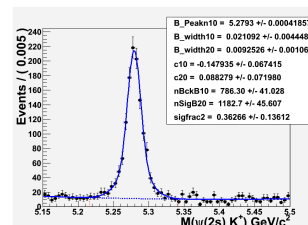
(f) Ajuste de la partícula B^+ para la muestra de Monte Carlo en el “barrel”.



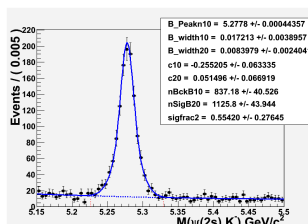
(g) Ajuste de la antipartícula B^+ para la muestra de Monte Carlo en el “barrel”.



(h) Ajuste del decaimiento $B \rightarrow \Psi(2S)K$ de la muestra Run2011 en el “barrel”.



(i) Ajuste de la partícula B^+ en la muestra total en el “barrel” para el decaimiento $B^+ \rightarrow \Psi(2S)K^+$.



(j) Ajuste de la antipartícula B^- en la muestra total en el “barrel” para el decaimiento $B^- \rightarrow \Psi(2S)K^-$.

Figura 4–21: Ajustes de los diferentes métodos estudiados en el análisis para el “barrel”.

4.5.2 Estudio de la dispersión partícula y antipartícula del mesón B^+

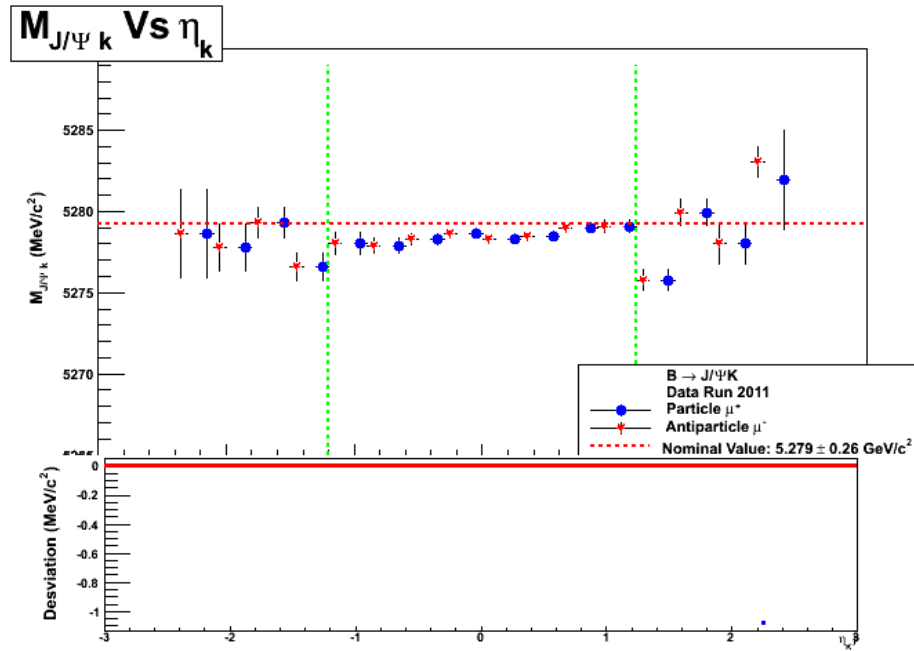
En los resultados se encontró que la medida del mesón B^+ para sus modos de conjugación de carga (partícula y antipartícula), en los diferentes modos de decaimiento del B^+ en la data y para la simulación Monte Carlo (solo $B \rightarrow J/\Psi K$), hay una dispersión de masa una de otra y también con respecto al resultado general. Para un mejor entendimiento de este alejamiento de datos se analiza la masa del B^+ en función de la partícula y antipartícula del kaón y del muón.

Estudio de la masa del mesón B^+ a partir de la partícula y antipartícula del μ

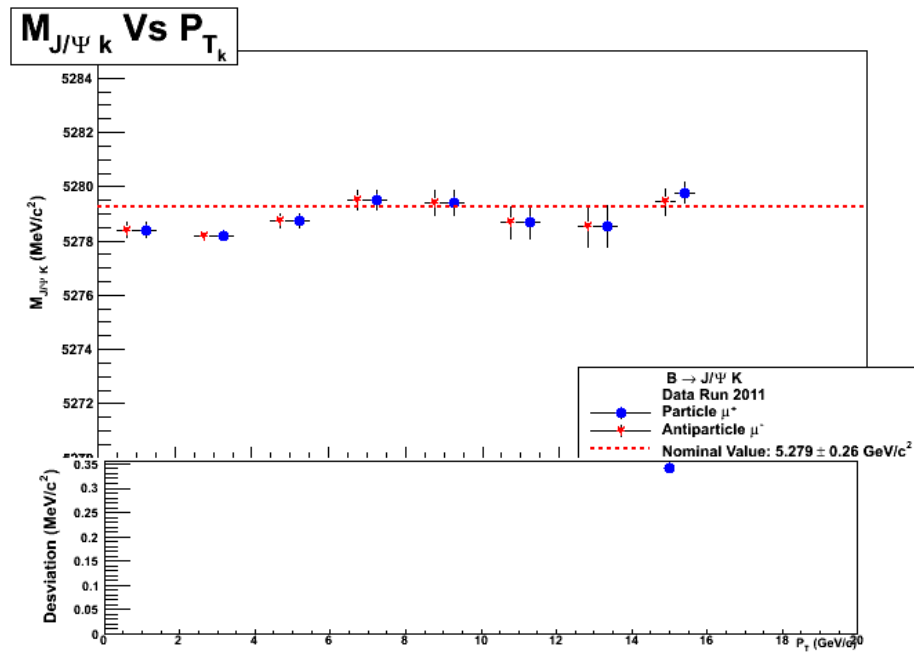
El estudio que se realiza esta en relación a tomar uno de los muones del J/Ψ , primero como μ^+ y luego como μ^- . Para la obtención de la masa del B^+ se trabaja en función de la pseudorapidez (η) y del momento transversal (P_T) del kaón, como se trabajo en el cap. 4.4.6. La Figura 4-22 muestra la correlación que hay en la masa reconstruida del B^+ para el μ^+ y μ^- , para ambos estudios de η_k y P_{T_k} . Se realiza un análisis para la muestra Monte Carlo (Figura 4-23).

Estudio de la masa del mesón B^+ a partir de la partícula y antipartícula del kaón

Este estudio se desarrolla en correspondencia al análisis anterior de los μ^+ y μ^- , aquí se trabaja con los modos de conjugación de carga del kaón (K^+ y K^-). La Figura 4-24 muestra una disociación de la masa del B^+ en el estudio de partícula y antipartícula del kaón a través de η_k y P_{T_k} , y que también esta presente en la muestra de simulación Monte Carlo (Figura 4-25), esto implica ampliar el estudio para desarrollar una corrección de alineamiento a nivel del “tracker system” y ver detalles del campo magnético (\vec{B}). Este estudio está en progreso.

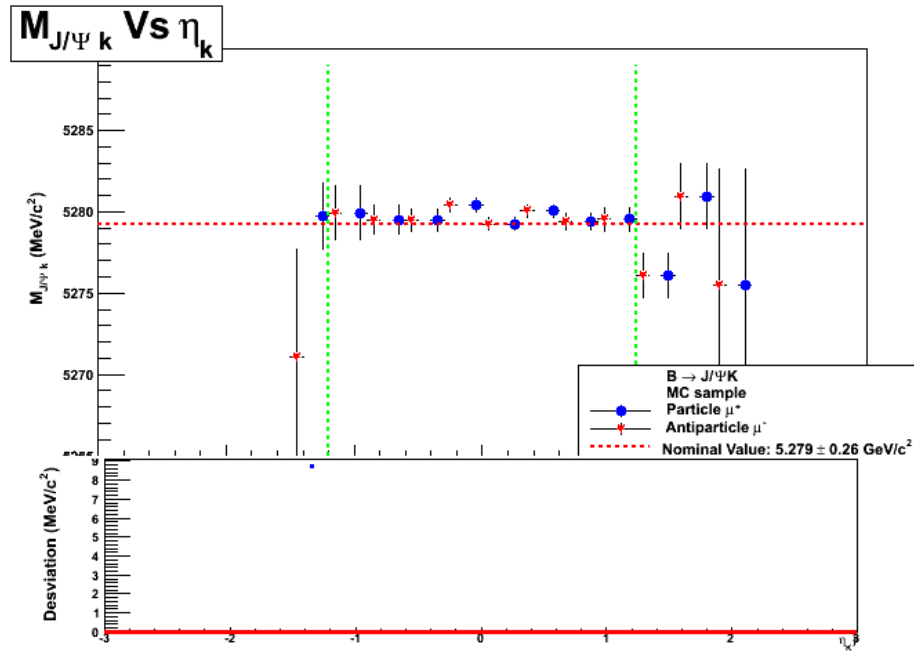


(a) Dispersión de la masa del B^+ para μ^+ y μ^- en función de η_k . Muestra de datos 2011.

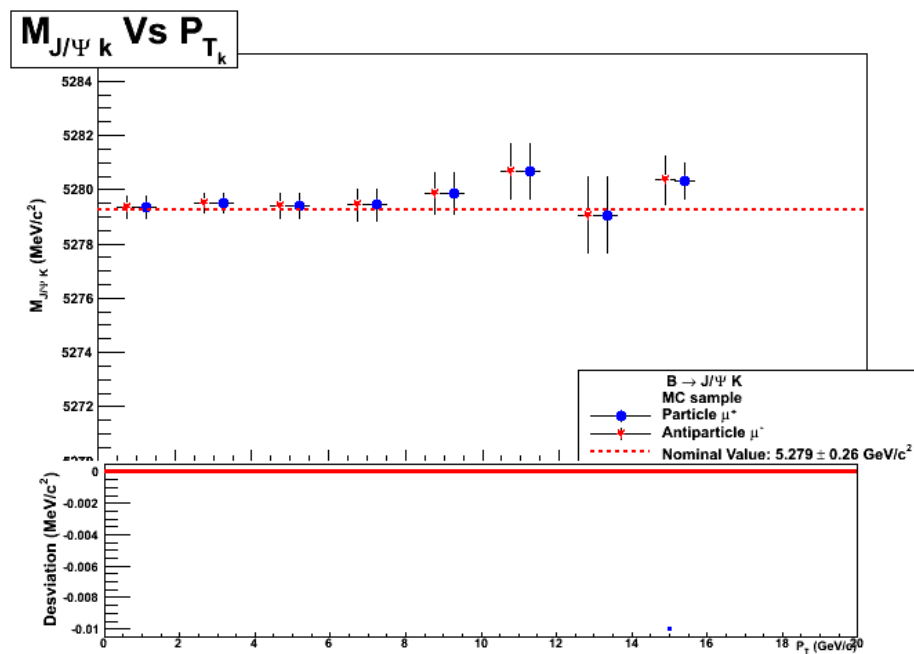


(b) Dispersión de la masa del B^+ para μ^+ y μ^- en función de P_T . Muestra de datos 2011.

Figura 4-22: Estudio de la dispersión de la masa del mesón B^+ , donde se nota una correlación de masa en la partícula y antipartícula del μ para la muestra de datos 2011.

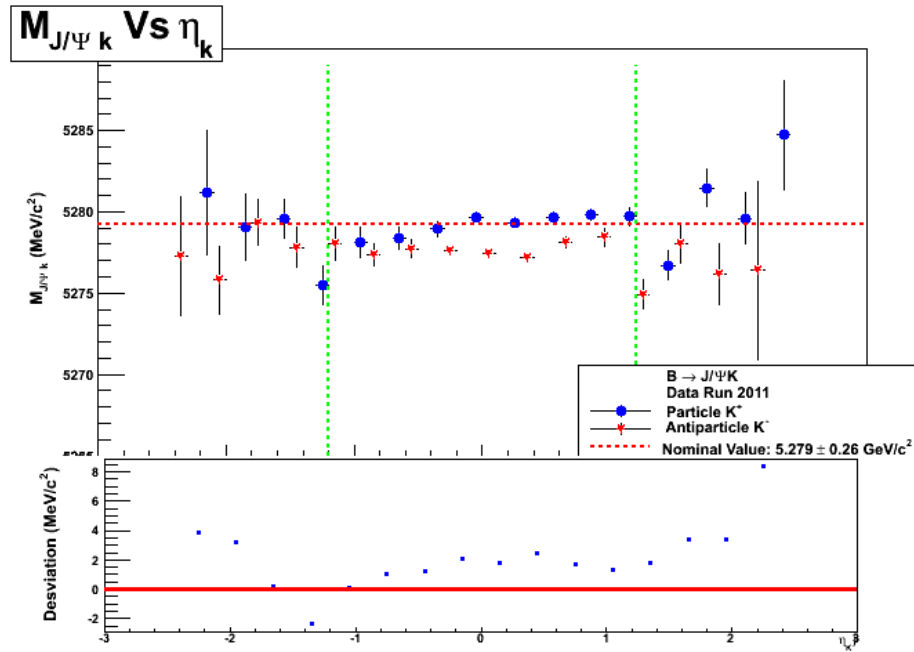


(a) Dispersión de la masa del B^+ para μ^+ y μ^- en función de η_k . Muestra de simulación Monte Carlo.

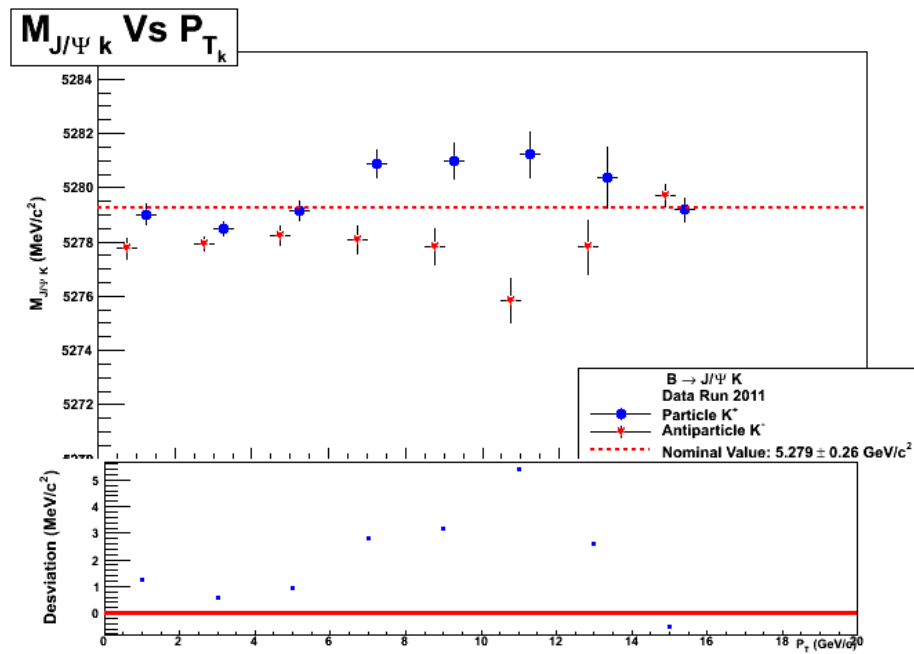


(b) Dispersión de la masa del B^+ para μ^+ y μ^- en función de P_T . Muestra de simulación Monte Carlo.

Figura 4-23: Estudio de la dispersión de la masa del mesón B^+ , donde se nota una correlación de masa en la partícula y antipartícula del μ para la muestra de simulación Monte Carlo.

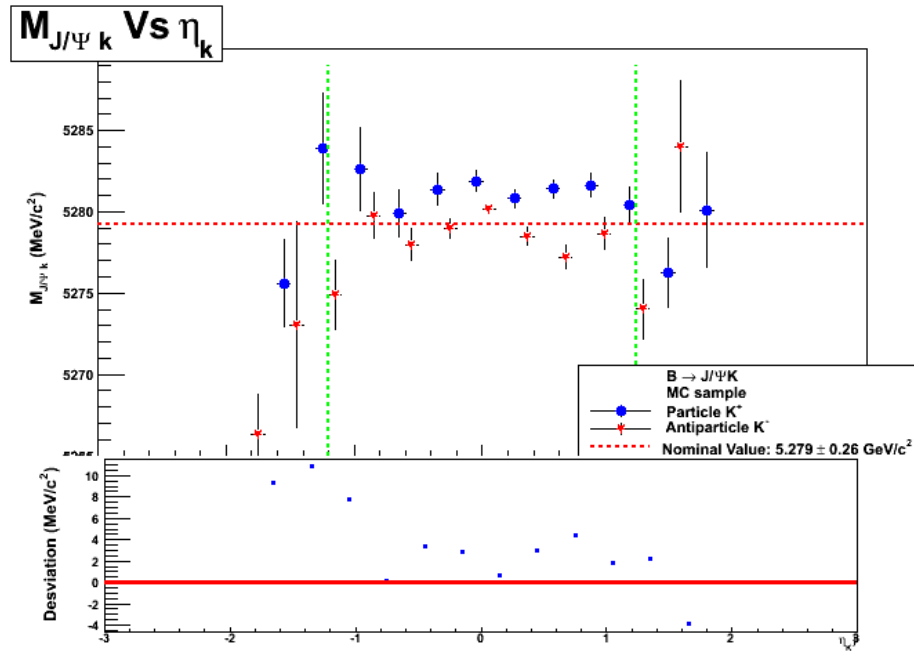


(a) Dispersión de la masa del B^+ para K^+ y K^- en función de η_k . Muestra de datos 2011.

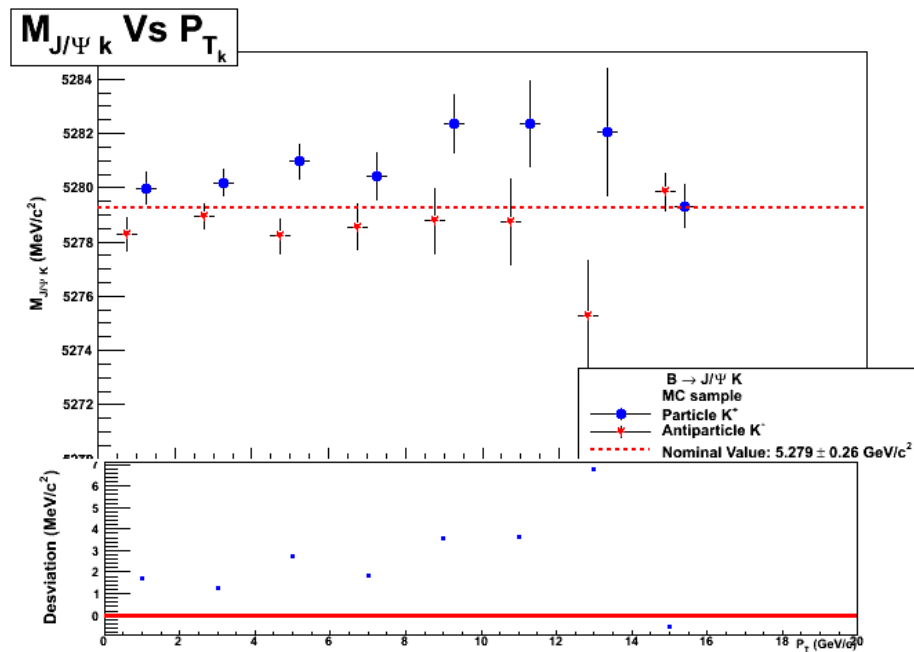


(b) Dispersión de la masa del B^+ para K^+ y K^- en función de P_T . Muestra de datos 2011.

Figura 4–24: Estudio de la dispersión de la masa del mesón B^+ , aquí se encontró una disociación de masa en la partícula y antipartícula del kaón para la muestra de datos 2011.



(a) Dispersión de la masa del B^+ para K^+ y K^- en función de η_k . Muestra de simulación Monte Carlo.



(b) Dispersión de la masa del B^+ para K^+ y K^- en función de P_T . Muestra de simulación Monte Carlo.

Figura 4–25: Estudio de la dispersión de la masa del mesón B^+ , aquí se encontró una disociación de masa en la partícula y antipartícula del kaón para la muestra de simulación Monte Carlo.

CAPÍTULO 5

CONCLUSIÓN

La masa del mesón B^+ ha sido medida en este trabajo usando el conjunto de datos del 2011, recogida por el detector CMS, a una energía de colisión de centro de masa de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, con un modo de decaimiento $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$, donde el estado final del J/Ψ es a dos muones. El resultado de la medida de la masa se contrastó mediante diferentes métodos de estudios, para los cuales estos resultados produjeron medidas dentro de lo normal para nuestra medida.

* El valor preliminar medido para la masa del mesón B^\pm es:

$$M(B^\pm \rightarrow J/\Psi K^\pm) = 5278.4 \pm 0.116 \text{ MeV}/c^2$$

con 42446 ± 339 eventos en la señal.

* Del valor que se ha obtenido del B^+ , se compara la masa respecto al valor nominal que se extrae del PDG (Tabla 5–1).

Tabla 5–1: Medida del CMS y comparación de su masa con la masa nominal del PDG para el modo de decaimiento $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$.

Medida del CMS (MeV/c^2)	Medida promedio PDG (MeV/c^2)	Diferencia (MeV/c^2)
5278.4 ± 0.116	5279.25 ± 0.26	0.85 ± 0.28

* Del estudio de la muestra partícula/antipartícula del mesón B^+ a partir del kaón, se concluye que se necesita hacer una corrección a nivel del sistema de trazas (“Tracker System”) para el momento del kaón.

5.1 Medidas Previas

* Se comparará la medida realizada en este estudio con las medidas obtenidas en diferentes grupos experimentales (Tabla 5-2) y se grafican para tener una mejor percepción de los resultados (Figura 5-1).

Tabla 5-2: Masa medida del mesón B^+ en los diferentes grupos experimentales y su diferencia con la medida en este estudio.

Experimento	M (MeV/c^2)	Entradas	Diferencia (MeV/c^2)
CMS ¹	5278.4 ± 0.116	42446	
PDG	5279.2 ± 0.260		0.8 ± 0.28
LHCb	5279.4 ± 0.110	11151	1.0 ± 0.16
CDF (2006)	5279.1 ± 0.410	2264	0.7 ± 0.43
CLEO (2000)	5279.1 ± 0.400	526	0.7 ± 0.42
CDF (1996)	5279.1 ± 1.700	147	0.7 ± 1.18
CLEO (1994)	5278.8 ± 0.540	362	0.4 ± 0.55
CLEO (1992)	5278.8 ± 0.400		0.4 ± 0.42
ARGUS (1990)	5280.5 ± 1.000		2.1 ± 1.00
ARGUS (1987)	5275.8 ± 1.300	32	2.6 ± 1.31
ARGUS (1987)	5278.2 ± 1.800	12	0.2 ± 1.80
CLEO (1987)	5278.6 ± 0.800		0.2 ± 0.81

¹ Medida hecha en este estudio

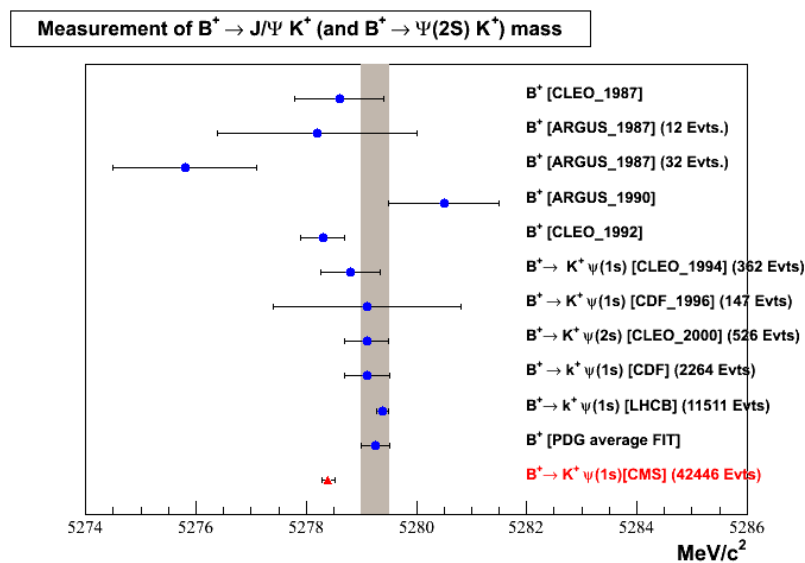


Figura 5-1: Comparación de la masa medida del mesón B^+ en diferentes experimentos.

5.2 Trabajos Futuros

* Realizar un estudio de la simetría que se genera a partir de la diferencia del momento transversal, entre el J/Ψ y la tercera traza, para los decaimientos:

$$B^+ \rightarrow J/\Psi\pi^+$$

$$B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$$

Este estudio se da a partir de ambos decaimientos, donde se analizarán primero en muestras de simulación Monte Carlo.

* En forma análoga al estudio de la estabilidad del muón B^+ en función del momento transversal (P_T) y de la pseudorapidez (η) del kaón, se propone estudiar la estabilidad de la partícula ϕ a través de su decaimiento en kaones ($\phi \rightarrow K^+ K^-$). Otra variable que se propone examinar son los decaimientos en vuelo (“kink”) del kaón ($K^+ \rightarrow \mu^+ \gamma$).

* Para el decaimiento $B^+ \rightarrow J/\Psi\pi^+$, se hace un estimado de la influencia que puede producir este decaimiento en el decaimiento $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$. Así tenemos que las tazas de decaimiento para $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$ y $B^+ \rightarrow J/\Psi\pi^+$ son medidas como:

$$B(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+) = \frac{N_{J/\Psi K^+}}{\varepsilon_{J/\Psi K^+}^{rec} * \mathcal{L} * B(J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)}$$

$$B(B^+ \rightarrow J/\Psi\pi^+) = \frac{N_{J/\Psi\pi^+}}{\varepsilon_{J/\Psi\pi^+}^{rec} * \mathcal{L} * B(J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)}$$

donde N es el número de partículas observadas a través de la eficiencia de reconstrucción ε , \mathcal{L} la luminosidad. Dividiendo estas dos tazas de decaimiento, eliminamos \mathcal{L} y $B(J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$, donde nos queda que la tasa de decaimiento relativo es:

$$\frac{B(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+)}{B(B^+ \rightarrow J/\Psi\pi^+)} = \frac{N_{J/\Psi K^+} \varepsilon_{J/\Psi\pi^+}^{rec}}{N_{J/\Psi\pi^+} \varepsilon_{J/\Psi K^+}^{rec}}.$$

Asumiendo que las eficiencias de reconstrucción para ambos decaimientos son iguales, se puede encontrar el número de eventos aproximados del decaimiento $B^+ \rightarrow J/\Psi\pi^+$ que

genera la contaminación en el estudio, esto sería:

$$N_{J/\Psi\pi^+} = N_{J/\Psi K^+} * \frac{B(B^+ \rightarrow J/\Psi\pi^+)}{B(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+)}$$

donde $N_{J/\Psi K^+} = 42446 \pm 339$ eventos (Figura 4-8) y usando los valores de las tazas de decaimiento extraído del PDG como son $B(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+) = (1.028 \pm 0.031) \times 10^{-3}$ y $B(B^+ \rightarrow J/\Psi\pi^+) = (4.1 \pm 0.4) \times 10^{-5}$, se obtiene 1693 ± 173 eventos para el decaimiento $B^+ \rightarrow J/\Psi\pi^+$. Estos eventos equivalen al 4% de los candidatos obtenidos en este estudio. Esta estimación de la relación entre el número de eventos de este decaimiento ($B^+ \rightarrow J/\Psi\pi^+$) con el decaimiento estudiado ($B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$) es pequeña por lo que no influiría substancialmente en este trabajo.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] J. Beringer et al. Review of Particle Physics (RPP). *Phys.Rev.*, D86:010001, 2012.
- [2] Narciso Román Roy. Sobre las Interacciones Fundamentales, Las Partículas Elementales y Las Teorías de Campos, 1997.
- [3] David Griffiths. “*Introduction to Elementary Particles*”. WILEY-VCH, second edition, 2008.
- [4] C Lefevre. Lhc: the guide. Jan 2008.
- [5] Pseudo-Rapidity, Azimuthal Angle, and Transverse Momentum. <http://www.phys.ufl.edu/~rfield/cdf/chgjet/etaphi.html>, 2005.
- [6] CMS Collaboration. Precise mapping of the magnetic field in the CMS barrel yoke using cosmic rays. *JINST*, 5, March 2010.
- [7] CMS Collaboration. *CMS Physics Technical Design Report Volume I: Detector Performance and Software*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2006. There is an error on cover due to a technical problem for some items.
- [8] Wayne State University. CDF/CMS Experimental Particle Physics Group. <http://physics.clas.wayne.edu/research/particle-cms.php>.
- [9] Sara Fiorendi. *STUDY OF THE $B_c \rightarrow J/\Psi\pi$ and $B \rightarrow J/\Psi K$ decay channels in the CMS experiment at LHC*. Disertacion, The University of Milan, 2011.
- [10] Xabier Cid Vidal and Ramon Cid Manzano. Taking a closer look at LHC. <http://www.lhc-closer.es/1/5/8/0>.
- [11] Paulina Troncoso y Sergio Curilef. El Fascinante Mundo de las Partículas e Interacciones fundamentales. <http://www.uta.cl/charlas/volumen17/Indice/curilef.pdf>, 2006.
- [12] David Griffiths. “*Introduction to Quantum Mechanics*”. Prentice Hall, 1995.
- [13] Universidad Complutense de Madrid. Fuerzas de la naturaleza. <http://www.gae.ucm.es/movilfis/material/fuerzas.pdf>, 2005.
- [14] J. A. Montiel Tosso. Fuerzas Fundamentales en la Naturaleza. *El Rinón de la Ciencia*, (57), enero 2011.
- [15] Wikipedia. Lepton number. http://en.wikipedia.org/wiki/Lepton_number.
- [16] Javier Rubio Peña. Violación de cp. <http://www.ft.uam.es/personal/rubio/cp.pdf>, 2008.
- [17] S. F. Novaes. Standard model: An introduction. 2000.

- [18] The Higgs Boson. <http://www.exploratorium.edu/origins/cern/ideas/higgs.html>.
- [19] Brian R Martin. “*Nuclear and Particle Physics: An Introduction*”. Wiley, first edition, 2006.
- [20] Abdelhak Djouadi. The Anatomy of ElectroWeak Symmetry Breaking. I: The Higgs Boson in the Standard Model. *Phys. Rept.*, 79:1–216, 2008.
- [21] CERN. The Large Hadron Collider. <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/LHC-en.html>.
- [22] ALICE Collaboration. ALICE: Physics Performance Report, Volume I. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 30:1517, 2004.
- [23] ATLAS Collaboration. ATLAS Detector and Physics Performance: Technical Design Report. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 001, 1999.
- [24] CMS Collaboration. CMS Physics Technical Design Report Volume II: Physics Performance. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 34:995, 2007.
- [25] LHCb Collaboration. LHCb Technical Design Report. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 001, 2003.
- [26] TOTEM Collaboration. Total cross-section, elastic scattering and diffraction dissociation at the Large Hadron Collider at CERN: TOTEM Technical Design Report. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 001, 2004.
- [27] LHCf Collaboration. LHCf experiment: Technical Design Report. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 001, 2006.
- [28] Eric Prebys. Lhc status and plans. *Fermi National Accelerator Laboratory*, page 6, 2012.
- [29] F Zimmermann. Cern upgrade plans for the lhc and its injectors. *PoS, EPS-HEP2009(sLHC-PROJECT-Report-0016. CERN-sLHC-PROJECT-Report-0016):140*. 5 p, Jul 2009.
- [30] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08004, 2008.
- [31] Quantum Diaries. Why B physics? Why not A physics? <http://www.quantumdiaries.org/2011/08/28/why-b-physics/>, 2012.
- [32] How to work with files for Good Luminosity Sections in JSON format. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuideGoodLumiSectionsJSONFile>, 2011.

- [33] CMS Collaboration. Measurement of the b^+ Production Cross Section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev. *Phys. Rev. Lett.*, 106:112001, Mar 2011.
- [34] Soraya Flores Chalco. *STUDY OF THE MASS INVARIANT FOR J/Ψ AND Z IN THE UPGRADE CMS EXPERIMENT*. Disertacion, University of Puerto Rico, may 2013.
- [35] Xabier Cid Vidal and Ramon Cid Manzano. Taking a closer look at LHC. <http://www.lhc-closer.es/1/4/3/0>.