



UNIVERSIDAD DE SONORA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
"El Saber de mis Hijos hará mi Grandeza"

“Medida de la producción
de J/ψ en jets usando colisiones
protón-protón a 5.02 TeV en el
experimento CMS del LHC”

T E S I S

Que para obtener el título de
LICENCIADA EN FÍSICA

P r e s e n t a

Michelle Contreras Cossio

DIRECTOR DE TESIS

Dr. Lizardo Valencia Palomo

Febrero 2021

Universidad de Sonora

Repositorio Institucional UNISON



**"El saber de mis hijos
hará mi grandeza"**



Excepto si se señala otra cosa, la licencia del ítem se describe como openAccess

Agradecimientos

Cuando le platiqué a mi abuela que me había graduado, me dijo «Este logro lo sentimos nuestro, de toda la familia», y tuvo mucha razón, no es solamente mío. Son tantas las personas que, tal vez sin darse cuenta, aportaron su granito de arena para que yo continuara y culminara mi licenciatura, que si las nombro una por una parecerán créditos de película. Aún así, quiero mencionar que aún de una contribución tan mínima como prestarme un lápiz cuando no traía, estoy agradecida, pues soy fiel creyente del efecto mariposa y por ello hoy estamos aquí.

En primer lugar y con quien eternamente estaré muy agradecida es con mi mamá y mi papá, porque mi mayor logro siempre ha sido que estén orgullosos de mí. Tengo grabadas en mi cabeza todas sus palabras, muy al estilo personal de cada uno, de felicitación y aliento. Gracias Yesenia y Chelin, por darme alas en lugar de cortármelas y dejarme volar hacia donde yo quiera, pero nunca dejando de guiarme.

A mis hermanos, por tantos raites a la escuela y por tenerme mucha paciencia. A mis abuelos, porque en cada uno de mis logros siempre estuvieron presentes y, por más mínimos que estos fueran, se encargaron de presumirlos. A mis tíos, mis primos, mi familia, gracias.

A mi director de tesis, profesor y mentor, Dr. Lizardo Valencia Palomo, por enseñarme un poco de lo que usted sabe de esta hermosa rama de la física y orientarme continuamente durante mi estudios y la realización de mi tesis.

A mis compañeros y grandes amigos físicos, por nunca hacer sentir la carrera como una competencia sino como un trabajo en equipo, hasta que por fin, los nueve lo logramos. Gracias por crear un ambiente de motivación y apoyo mutuo, pero a la vez divertido, hicieron estos 4 años y medio muy especiales.

A mis amigos, que a pesar de que no entienden ni tienen gusto por la física, siempre han estado al pie del cañón para aplaudir mis triunfos y brindarme la distracción que muchas veces necesité.

Al Dr. Daniel Tapia Takaki de la Universidad de Kansas, por ser un gran mentor durante mis primeros pasos en la investigación científica y ayudarme a construir mi camino profesional.

Al ex-coordinador de carrera y hoy Jefe del Departamento de Física, Dr. Armando Ayala Corona, por su incansable apoyo hacia los estudiantes y por hace 5 años convencerme de escoger esta bonita profesión.

Al comité revisor de la tesis, Dr. Adalberto Corella Madueño, Dr. Pedro González Zamora, y Dr. Luis Patricio Ramírez Rodríguez, por su tiempo y disposición, así como sus comentarios.

A mis excelentes profesores, porque ver cómo enseñan la física con tanta pasión fue un gran estímulo para continuar con este viaje.

Al Departamento y toda la Comunidad de Física de la Universidad de Sonora, por recibirme en un ambiente tan acogedor y formarme como Física.

Finalmente y de todo corazón digo,
Gracias.

Resumen

De acuerdo a la Cromodinámica Cuántica, a grandes densidades y temperaturas la materia nuclear ordinaria realiza una transición de fase hacia un estado en el que los quarks y gluones están desconfiados, conocido como Plasma de Quarks y Gluones (QGP). Se cree que este nuevo estado de la materia existió una millonésima de segundo después del Big Bang. Hoy en día se utilizan colisiones nucleares, por ejemplo de plomo-plomo ($PbPb$), en grandes aceleradores de partículas buscando reunir las condiciones necesarias para recrear este QGP en el laboratorio. Sin embargo, estudiar el QGP de forma directa es imposible ya que su tiempo de vida es demasiado corto. Por esta razón se utilizan métodos indirectos a través de los cuales podemos extraer diferente tipo de información: temperatura, viscosidad, vorticidad, etc.

Uno de estos métodos consiste en el estudio de la producción de partículas J/ψ , estados ligados de un quark “charm” y su correspondiente antiquark. La ventaja de estas partículas es que, al estar formadas por quarks pesados, se producen en los primeros instantes de la colisión, y por consiguiente experimentan la evolución completa del sistema termodinámico que se crea. Además, con el desconfinamiento los quarks sufren del Apantallamiento de Debye, razón por la cual el estado ligado se rompe ocasionando que se detecten menos J/ψ que las que uno esperaría sin la formación del QGP.

Para poder realizar el estudio de J/ψ en colisiones nucleares es necesario hacerlo primero en colisiones protón-protón, ya que esto nos proporciona una referencia. En este trabajo se presenta un estudio sobre la producción de J/ψ en su decaimiento a dos muones, para diferentes intervalos de momento transversal utilizando datos provenientes simulaciones de Monte Carlo. Con ello se determinan los parámetros de los ajustes que se realizan en datos reales con la finalidad de extraer el número de partículas que se producen.

Índice general

Índice de figuras	VII
Índice de cuadros	XI
1. Física de Partículas	1
1.1. Modelo Estándar	2
1.1.1. Partículas del Modelo Estándar	2
1.1.1.1. Fermiones	2
1.1.1.2. Bosones	3
1.1.2. Interacciones	4
1.1.2.1. Electrodinámica Cuántica (QED)	4
1.1.2.2. Cromodinámica Cuántica (QCD)	4
1.1.2.3. Teoría Electrodébil	6
1.2. Colisiones pp	7
1.2.1. El protón (p)	7
1.2.2. Producción de nuevas partículas	8
1.2.2.1. Datos a partir de la colisión	9
1.3. Mesón J/ψ	10
1.3.1. Propiedades de J/ψ	10
1.3.2. Historia	11
1.3.3. Importancia	12
1.3.3.1. Supresión de J/ψ	12
1.3.4. Detección de J/ψ	13
2. Física de Partículas Experimental	14
2.1. El Gran Colisionador de Hadrones	14
2.1.1. Historia	15
2.1.2. Diseño	16
2.1.2.1. Cadena de inyección	17
2.1.2.2. Detectores	18
2.2. Experimento CMS	19
2.2.1. Diseño	21
2.2.1.1. Tracker	21
2.2.1.2. Calorímetro electromagnético (ECAL)	21
2.2.1.3. Calorímetro hadrónico (HCAL)	22

2.2.1.4.	Solenoides Superconductor	22
2.2.1.5.	Cámaras de muones	22
2.2.1.6.	Detección de muones	22
2.2.2.	Observables experimentales	23
2.2.2.1.	Masa invariante	24
2.2.2.2.	Rapidez y	25
2.2.2.3.	Pseudorapidez η	26
3.	Metodología	28
3.1.	Esquema	28
3.1.1.	ROOT	31
3.1.2.	Crystal Ball	31
3.1.2.1.	Double Crystal Ball (DCB)	32
3.1.2.2.	Gaussian and Crystal Ball (GCB)	33
3.1.3.	Polinomios de Chebychev	34
3.2.	Ajuste de señal de J/ψ con datos de Monte Carlo y estudio de parámetros del ajuste	35
3.2.1.	Ajuste con parámetros libres	38
3.2.2.	Ajuste con n fija	43
3.2.3.	Ajuste con n y α fijas	48
3.3.	Estudio del background (ruido de fondo) para ajuste con datos reales	52
3.3.1.	Estudio del background en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c	53
3.3.2.	Estudio con Log Likelihood Ratio	57
3.4.	Ajuste de señal de J/ψ y background (ruido de fondo) con datos reales	58
3.5.	Obtención de $N_{J/\psi}$	60
4.	Resultados	61
4.1.	Resultados de ajustes de señal de J/ψ y background (ruido de fondo) con datos reales	61
4.1.1.	$10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c	61
4.1.2.	$30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c	64
4.1.3.	$40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c	66
4.2.	Producción de J/ψ ($N_{J/\psi}$)	69
4.2.1.	$10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c	69
4.2.2.	$30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c	70
4.2.3.	$40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c	71
5.	Conclusiones	73
5.1.	Trabajos a futuro	74
	Bibliografía	76
A.	Gráficas de parámetros de los ajustes con datos de Monte Carlo en función de z	80
A.1.	Parámetros del ajuste libres	80

A.1.1.	$10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$	80
A.1.1.1.	Double Crystal Ball	80
A.1.1.2.	Gaussian and Crystal Ball	81
A.1.2.	$30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$	82
A.1.2.1.	Double Crystal Ball	82
A.1.2.2.	Gaussian and Crystal Ball	83
A.1.3.	$40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$	84
A.1.3.1.	Double Crystal Ball	84
A.1.3.2.	Gaussian and Crystal Ball	85
A.2.	Fijando el valor de n	87
A.2.1.	$10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$	87
A.2.1.1.	Double Crystal Ball	87
A.2.1.2.	Gaussian and Crystal Ball	88
A.2.2.	$30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$	89
A.2.2.1.	Double Crystal Ball	89
A.2.2.2.	Gaussian and Crystal Ball	90
A.2.3.	$40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$	91
A.2.3.1.	Double Crystal Ball	91
A.2.3.2.	Gaussian and Crystal Ball	92
A.3.	Fijando el valor de n y α	93
A.3.1.	$10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$	93
A.3.1.1.	Double Crystal Ball	93
A.3.1.2.	Gaussian and Crystal Ball	94
A.3.2.	$30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$	95
A.3.2.1.	Double Crystal Ball	95
A.3.2.2.	Gaussian and Crystal Ball	96
A.3.3.	$40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$	97
A.3.3.1.	Double Crystal Ball	97
A.3.3.2.	Gaussian and Crystal Ball	98
B.	Gráficas de ajustes de masa invariante de J/ψ con datos reales	99
B.1.	$10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$	99
B.1.1.	Double Crystal Ball	99
B.1.2.	Gaussian and Crystal Ball	101
B.2.	$30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$	102
B.2.1.	Double Crystal Ball	102
B.2.2.	Gaussian and Crystal Ball	104
B.3.	$40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$	105
B.3.1.	Double Crystal Ball	105
B.3.2.	Gaussian and Crystal Ball	107

Índice de figuras

1.2.1.Nucleón.	8
1.2.2.Evento de dos jets en el detector CMS del LHC (2010).	8
1.2.3.Vértice primario y secundario.	9
1.3.1.Prompt y nonprompt J/ψ	13
2.1.1.Complejo de aceleradores de CERN	18
2.2.1.Plano transversal del detector CMS.	20
2.2.2.Vista de las capas del detector CMS	21
2.2.3.Histograma de masa invariante de $\mu^+\mu^-$	25
2.2.4.Sistema de coordenadas utilizado en CMS	26
2.2.5.Sistema de coordenadas del CMS vista por planos	27
3.1.1.Diagrama de flujo de la metodología realizada (Vista general)	28
3.1.2.Representación gráfica de $N_{J/\psi}$	29
3.1.3.Diagrama de flujo de la metodología realizada (Vista desplegada)	30
3.1.4.Gráficas de la función Crystal Ball	32
3.1.5.Gráfica de Double Crystal Ball	33
3.1.6.Gráfica de Gaussian and Crystal Ball	34
3.1.7.Gráfica de polinomios de Chebychev	35
3.2.1.Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo, generados para parámetros del ajuste libres usando DCB.	39
3.2.2.Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo, generados para parámetros del ajuste libres usando GCB	40
3.2.3.Evolución de parámetros del ajuste en función de z , para parámetros del ajuste libres, usando DCB en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.	41
3.2.4.Evolución de n en función de z , para parámetros del ajuste libres	42
3.2.5.Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo, generados con n fija, usando DCB	44
3.2.6.Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo, generados con n fija, usando GCB	45
3.2.7.Evolución de parámetros en función de z , para el valor n fijado, usando DCB en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.	46
3.2.8.Evolución de α en función de z , para n fija.	47

3.2.9.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo, generados con n y α fijas, usando DCB	49
3.2.10.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo, generados con n y α fijas, usando GCB	50
3.2.11.	Evolución de parámetros en función de z , para valores de n y α fijos, usando GCB en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.	51
3.3.1.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos reales, usando DCB para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev de orden 4 para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c	54
3.3.2.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos reales, usando DCB para la señal con n , α y σ_1 fijas, y Polinomios de Chebychev de orden 3 para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c	55
3.3.3.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos reales, usando DCB para la señal con n , α y f fijas, y Polinomios de Chebychev de orden 4 para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.	56
3.3.4.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos reales, usando DCB para la señal con n , α y σ_2/σ_1 fijas, y Polinomios de Chebychev de orden 4 para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.	56
4.1.1.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.220 < z < 0.376$, en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c	62
4.1.2.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.688 < z < 0.844$, en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c	63
4.1.3.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.220 < z < 1.000$, en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.	63
4.1.4.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.532 < z < 0.688$, en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.	64
4.1.5.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.688 < z < 0.844$, en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.	65
4.1.6.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.220 < z < 1.000$, en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c	66
4.1.7.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.376 < z < 0.532$, en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c	67
4.1.8.	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.844 < z < 1.000$, en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c	68

4.1.9. Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.220 < z < 1.000$, en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c	68
4.2.1. Producción inclusiva de J/ψ para datos reales de colisiones pp a 5.02 TeV, en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c	69
4.2.2. Producción inclusiva de J/ψ para datos reales de colisiones pp a 5.02 TeV, en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c	70
4.2.3. Producción inclusiva de J/ψ para datos reales de colisiones pp a 5.02 TeV, en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c	71
A.1.1. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para parámetros libres, usando DCB en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.	81
A.1.2. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para parámetros libres, usando GCB en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.	82
A.1.3. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para parámetros libres, usando DCB en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.	83
A.1.4. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para parámetros libres, usando GCB en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.	84
A.1.5. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para parámetros libres, usando DCB en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.	85
A.1.6. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para parámetros libres, usando GCB en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.	86
A.2.1. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para n fija, usando DCB en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.	87
A.2.2. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para n fija, usando GCB en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.	88
A.2.3. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para n fija, usando DCB en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.	89
A.2.4. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para n fija, usando GCB en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.	90
A.2.5. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para n fija, usando DCB en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.	91
A.2.6. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para n fija, usando GCB en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.	92
A.3.1. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para n y α fijas, usando DCB en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.	93
A.3.2. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para n y α fijas, usando GCB en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.	94
A.3.3. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para n y α fijas, usando DCB en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.	95
A.3.4. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para n y α fijas, usando GCB en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.	96
A.3.5. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para n y α fijas, usando DCB en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.	97
A.3.6. Evolución de parámetros del ajuste, con datos para n y α fijas, usando GCB en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.	98

B.1.1	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales, usando DCB para la señal con n , α y σ_2/σ_1 , y Polinomios de Chebychev grado N para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.	100
B.1.2	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales, usando GCB para la señal con n , α y σ_2/σ_1 fijas, y Polinomios de Chebychev grado N para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c	102
B.2.1	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales, usando DCB para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado N para el ruido de fondo en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.	103
B.2.2	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales, usando GCB para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado N para el ruido de fondo en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.	105
B.3.1	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales, usando DCB para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado N para el ruido de fondo en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.	106
B.3.2	Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales, usando GCB para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado N para el ruido de fondo en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.	108

Índice de cuadros

1.1.1.Propiedades de los Fermiones	3
1.1.2.Propiedades de los Bosones	4
3.2.1.Rangos de p_T^{jet}	36
3.2.2.Parámetros iniciales generales	37
3.2.3.Parámetros del ajuste libres	38
3.2.4.Valores de n a fijar en los ajustes.	43
3.2.5.Valores de α a fijar en los ajustes	48
3.2.6.Valores de n y α a fijar en los ajustes	52
3.3.1.Parámetros del ajuste para el ruido de fondo con polinomios de Chebychev	53
3.3.2.Resultados del estudio de Log Likelihood Ratio para el ruido de fondo	53
3.3.3.Resultados del estudio de Log Likelihood Ratio para el ruido de fondo fijando un nuevo parámetro del ajuste de la señal.	55
3.3.4.Resultados del estudio del ajuste más óptimo para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.	57
3.4.1.Parámetros del ajuste de la señal	59
3.4.2.Grados de polinomio de Chebychev utilizados en cada ajuste del ruido de fondo.	60

Capítulo 1

Física de Partículas

La Física de Partículas nace de la idea de que la materia está formada de partículas elementales. También es conocida como Física de Altas Energías, porque su estudio se realiza a partir de colisiones de partículas aceleradas a muy altas velocidades, es decir, muy energéticas, de las cuales se generan otras partículas.

Las partículas elementales se llaman así debido a que no están compuestas de ninguna otra, son la unidades más fundamentales de la materia. En un principio se creía que el átomo era esa partícula fundamental, hoy sabemos que no es así, pues existen partículas subatómicas incluso aún más pequeñas que los neutrones y protones que conforman al átomo.

El objetivo de la Física de Altas Energías es estudiar las propiedades de estas partículas como son su masa, carga, espín, decaimiento, así como las interacciones que rigen su comportamiento. A partir del estudio de física de partículas se pretende dar respuesta a cuestiones como la creación del universo con el Big Bang y cómo era este universo temprano, el cual se encontraba en condiciones muy altas de temperatura y presión. Estas condiciones no existen en nuestro universo actual, sin embargo, se han podido reproducir, a escalas subatómicas, gracias a los aceleradores de partículas, uno muy conocido es el Gran Colisionador de Hadrones (LHC), que como su nombre lo dice, colisiona hadrones, partículas formadas por quarks.

Los científicos experimentales que hacen física de altas energías se dedican a trabajar con los datos que se producen a partir de millones de colisiones de partículas. Logrando así estudiar sus propiedades y descubrir o comprobar su

existencia. Otra de las tareas de los científicos es el mantenimiento y mejora del hardware de los colisionadores o detectores.

La física de altas energías también tiene su parte teórica, que descansa actualmente en el Modelo Estándar, aunque existen otras teorías. La idea general es crear modelos, predicciones o cálculos, que posteriormente puedan darse validez en los laboratorios de altas energías.

1.1. Modelo Estándar

Como se mencionó anteriormente, la teoría que predomina en esta área de la física es el Modelo Estándar, que unifica la descripción de las partículas y sus interacciones. Las interacciones fundamentales son electromagnética, nuclear fuerte, nuclear débil y gravitatoria, sin embargo, esta última no es descrita por el Modelo Estándar.

El Modelo Estándar ha logrado explicar el comportamiento de las interacciones e incluso ha sido comprobado experimentalmente. Sin embargo, existen cuestiones que no ha podido resolver o no encajan con el Modelo Estándar como son la materia oscura, energía oscura, la asimetría de materia y antimateria, entre otros. Por ello, se continúa estudiando y haciendo aparatos y laboratorios cada vez más capaces y precisos.

1.1.1. Partículas del Modelo Estándar

El Modelo Estándar divide a las partículas en dos clases según sus propiedades: Fermiones y Bosones

1.1.1.1. Fermiones

Propiedades

- Tienen espín con valor semientero.
- Obedecen la estadística de Fermi-Dirac.
- Satisfacen el Principio de Exclusión de Pauli [1].
- Su función de onda es antisimétrica [2].

- Se dividen en tres familias, de menos a más masivas. La materia que conocemos está compuesta de la primer familia.
- Se subdividen en quarks y en leptones
 - Los quarks tienen carga de color y eléctrica. Se encuentran confinados en hadrones gracias a la interacción fuerte. Existen seis quarks y sus correspondientes antiquarks organizados en tres familias.
 - Los leptones son fermiones sin carga de color, pero sí carga eléctrica, a excepción de los neutrinos. Existen seis leptones y sus correspondientes antipartículas.

	Quarks			Leptones		
	Partícula	Masa (MeV)	q (e)	Partícula	Masa (MeV)	q (e)
1ra Familia	Up (u) Down (d)	1.7-3.1 4.7-5.2	+2/3 -1/3	Electrón (e) Neutrino (ν_e) electrónico	0.510 < 2×10^{-3}	-1 0
2da Familia	Charm (c) Strange (s)	1.27×10^3 0.101×10^3	+2/3 -1/3	Muón (μ) Neutrino (ν_μ) muónico	105.65 < 2×10^{-3}	-1 0
3ra Familia	Top (t) Bottom (b)	1.7×10^5 4.2×10^3	+2/3 -1/3	Tauón (τ) Neutrino (ν_τ) tauónico	1.77×10^3 < 2×10^{-3}	-1 0

Cuadro 1.1.1: Propiedades de los Fermiones [3]

1.1.1.2. Bosones

Propiedades

- Tienen espín entero.
- No obedecen el Principio de Exclusión de Pauli.
- Satisfacen la estadística de Bosé-Einstein [1].
- Su función de onda es simétrica [2].

Los bosones mediadores de las interacciones fundamentales de las partículas se denominan bosones de gauge y sus propiedades se presentan en la siguiente tabla

Bosones			
Interacción	Partícula	Masa(GeV)	q (e)
Electromagnética	Fotón (γ)	0	0
Fuerte	Gluón (g)	0	0
Débil	Bosón W^\pm	80.40	± 1
Débil	Bosón Z^0	91.18	0

Cuadro 1.1.2: Propiedades de los Bosones de gauge [3]

1.1.2. Interacciones

La teoría clásica del electromagnetismo, no es suficiente para describir los fenómenos estudiados en física de altas energías, por lo que se hace uso de la Teoría Cuántica de Campos (QFT) para estudiar cada una de las interacciones fundamentales de las partículas.

1.1.2.1. Electrodinámica Cuántica (QED)

La Electrodinámica Cuántica (QED) es la Teoría Cuántica de Campos del electromagnetismo. Esta describe la interacción entre partículas con carga eléctrica, es decir, los fermiones a excepción de los neutrinos, mediadas por fotones.

Los fotones son partículas sin masa ni carga eléctrica, y que tampoco interactúan consigo mismos, únicamente con fermiones cargados eléctricamente. [9]

1.1.2.2. Cromodinámica Cuántica (QCD)

La interacción nuclear fuerte es descrita por la Cromodinámica Cuántica (QCD) donde las partículas que interactúan son los quarks y gluones, y solo estos tienen carga de color, el análogo a una carga eléctrica en QED. Además, los quarks nunca

se encuentran libres sino confinados en hadrones, partículas formadas por quarks. El mediador de la interacción fuerte es el gluon, partículas sin masa, pero con carga de color, por lo que pueden interaccionar consigo mismos.

En QCD existen tres campos para cada sabor de quark y se organizan en tripletes de colores $q_j^T = (q_1, q_2, q_3)$ donde el subíndice representa los tres campos de color. El lagrangiano de QCD se obtiene a partir de una transformación de fase local SU(3), pidiendo que se respete la invarianza del lagrangiano de quarks libres, dado por [5]:

$$\mathcal{L} = \bar{q}_j(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q_j \quad (1.1.1)$$

Donde q representa el campo de los quarks, que por simplicidad únicamente se muestra un sabor, m su masa, y γ^μ las matrices de Dirac. Esta ecuación debe permanecer invariante ante la transformación local

$$q(x) \rightarrow Uq(x) \equiv e^{i\alpha_a(x)T_a}q(x), \quad (1.1.2)$$

Donde U es una matriz unitaria 3×3 arbitraria, α_a los parámetros del grupo, y T_a con $a = 1, \dots, 8$ los generadores de SU(3), un grupo de matrices 3×3 linealmente independientes con traza igual a cero, conocidas como matrices de Gell-Mann.

Como no todos los conmutadores conmutan consigo mismos, como se muestra a continuación, este grupo es no abeliano,

$$[T_a, T_b] = if_{abc}T_c, \quad (1.1.3)$$

Donde f_{abc} son las constantes de estructura del grupo.

Para que se cumpla con la invarianza del lagrangiano de quarks libres, se introduce la derivada covariante, dada por,

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_aG_\mu^a \quad (1.1.4)$$

Donde g es la constante de acoplamiento para el campo de color y G_μ^a es el campo del gluon de color a , que se transforma como:

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha_a - f_{abc} \alpha_b G_\mu^c \quad (1.1.5)$$

Y añadiendo el término cinético del gluón, representado por $-\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$, donde

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.1.6)$$

Donde $G_{\mu\nu}^a$ es el tensor de campo gluónico, análogo a $F_{\mu\nu}$ de QED.

El Lagrangiano de QCD queda:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q} i \gamma^\mu \partial_\mu q - \bar{q} m q - g \bar{q} \gamma^\mu T_a q G_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.1.7)$$

El primero y segundo término de la ecuación 1.1.7 representan a los quarks, el tercer término a la interacción de estos con los gluones, y el último es el término de energía cinética de los gluones.

Una aportación muy importante de esta teoría es que predice la ocurrencia de una transición de fase de materia hadrónica (quarks confinados) a un estado de quarks y gluones libres llamada Plasma de Quarks y Gluones (QGP). Según la teoría del origen del Universo, microsegundos después del Big Bang el Universo estaba compuesto de QGP y evolucionó enfriándose y expandiéndose. Por ello, estudiando este estado podemos responder preguntas sobre el universo temprano.

1.1.2.3. Teoría Electrodébil

La Teoría Electrodébil unifica la interacción electromagnética y la débil.

La fuerza débil es la responsable de los decaimientos donde intervienen quarks o leptones. La interacción débil puede ser cargada, mediada por los bosones W^+ y W^- ; o neutral, mediada por el bosón Z . Estos bosones tienen masa, a diferencia del fotón y gluón [8].

1.2. Colisiones pp

Como ha sido mencionado, la forma en que se estudia en esta rama de la física es haciendo colisiones de partículas, en este caso estudiaremos colisiones de protón-protón (pp).

El estudio de las colisiones pp es importante pues se utilizan como referencia comparativa al estudiar colisiones de iones pesados usando el factor de modificación nuclear R_{AA} , este es el cociente de la producción por evento en colisiones de núcleos entre la producción esperada en colisiones pp , esta multiplicada por el promedio de colisiones nucleón-nucleón [23].

$$R_{AA} = \frac{d^2 N_{AA}/dp_T d\eta}{\langle N_{coll} \rangle d^2 N_{pp}/dp_T d\eta} \quad (1.2.1)$$

El factor de modificación nuclear nos puede dar información sobre la supresión de charmonium, mencionada en la Sección 1.3.3.1. Si este factor es diferente de 1, puede ser una señal de que el medio esta produciendo la supresión.

La idea general de un colisionador de partículas, utilizado en laboratorios de Altas Energías, es acelerarlas a grandes velocidades, para posteriormente hacerlas chocar y que a partir de la relación de energía y masa, se produzcan otras partículas por estudiar.

1.2.1. El protón (p)

Los protones son hadrones, es decir, partículas formadas de quarks ligados por gluones. El modelo de un protón es de dos quarks up y un quark down y gluones que los ligan. Aunque esta idea no es completamente incorrecta, pues estos son sus quarks de valencia, un panorama más completo de un protón es de un “mar” de quarks (q) y antiquarks (\bar{q}), como se muestra en la Figura 1.2.1. Así pues, la mayoría de la masa del protón se debe a la fuerza de enlace que produce pares $q\bar{q}$, mientras que los quarks de valencia se encargan de otras propiedades, como son los números cuánticos.

Debido a la composición del protón, al hacer colisionar dos protones, en realidad los que colisionan son los quarks que los componen.

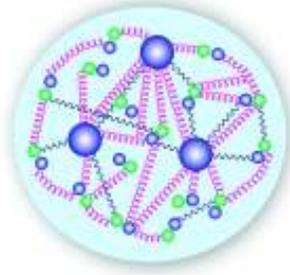


Figura 1.2.1: Representación ilustrada de un nucleón (protón o neutrón). Las esferas grandes son sus tres quarks de valencia rodeados de un “mar” de gluones y pares quark-antiquark [16].

1.2.2. Producción de nuevas partículas

Cuando los protones colisionan a energías muy altas, se generan miles de partículas debido a la relación $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$, la energía y momento que contenían los protones se convierte en materia, es decir, nuevas partículas, incluso algunas que únicamente existieron en el universo temprano después del Big Bang.

Las nuevas partículas pueden ser más masivas que las que los generaron, no obstante, la colisión y producción deben respetar las leyes de conservación de energía y momento.

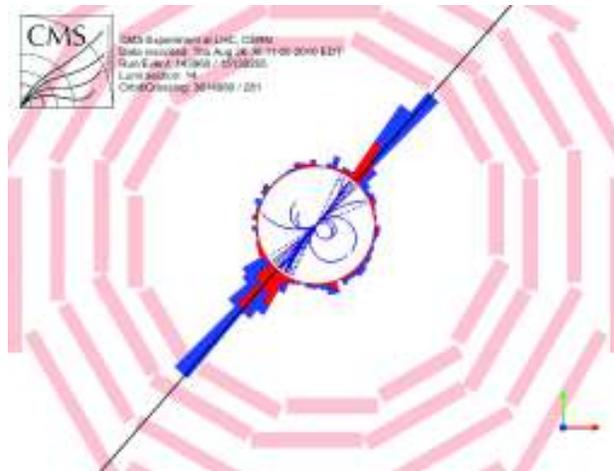


Figura 1.2.2: Evento de dos jets en el detector CMS del LHC (2010).

Tras una colisión se pueden producir pares quark-antiquark. Debido a su energía y momento, estos se comienzan a separar hasta llegar a una distancia igual al diámetro de un hadrón, aproximadamente 10^{-15}m [11]. Como los quarks deben

estar siempre confinados y su interacción fuerte es muy grande, se producen nuevos pares quark-antiquark. Esto se repite y se forman docenas de hadrones llevando a cabo el proceso conocido como hadronización.

En el detector se observan dos conos, en ocasiones tres debido a la presencia de un gluón, que van en sentido contrario (back-to-back), conocidos como jets, una ilustración de estos se muestra en la Figura 1.2.2

El punto en el que colisionan dos partículas se conoce como vértice principal, en este se producen partículas nuevas. Posteriormente, estas partículas pueden decaer en otras nuevas, generando vértices secundarios (Figura 1.2.3).

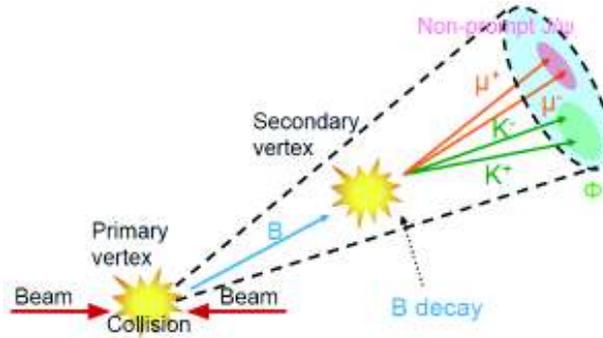


Figura 1.2.3: Colisión de dos partículas que genera un vértice primario del cual se produce la partícula B. El mesón B decae creando un vértice secundario y nuevos productos [17].

Sin embargo, en un acelerador de partículas, no todos los protones que son emitidos, colisionan e incluso si lo hacen, no siempre se producen partículas, pues para ello las colisiones deben ser elásticas.

1.2.2.1. Datos a partir de la colisión

Son múltiples los factores que influyen para que a partir de un detector de partículas en un acelerador obtengamos datos y que sean útiles.

Primeramente, no son dos protones los que se lanzan, son dos haces, compuestos por paquetes (bunches) que van en sentido contrario y se busca que se crucen en los detectores. En el LHC, según datos del 2017, cada haz contiene 2556 paquetes cada uno con 1.15×10^{11} protones [18].

Ambos paquetes tienen un tamaño longitudinal y otro transversal. Se busca que

esta área sea lo más compacta posible, para que las colisiones sean más probables. Además, al momento de que estos paquetes se crucen, se forma un ángulo entre ellos, el objetivo es que las colisiones sean lo más frontales posibles para que el ángulo de cruce sea menor y que el traslape entre ambos paquetes sea el máximo posible. Así pues, estos factores influyen en el número de colisiones que se llevarán a cabo.

La probabilidad de que dos protones provenientes de paquetes de sentido opuesto choquen guarda relación con el tamaño del protón y el de la sección traslapada [19]. Sin embargo, aun cuando ocurra una colisión, no siempre se producirán partículas, esto se debe a que los choques pueden ser elásticos e inelásticos.

Debido a que se emiten paquetes de protones continuamente, poniendo como ejemplo el LHC, en este se llevan a cabo alrededor de mil millones de colisiones por segundo [20].

No obstante, muchos de los datos producidos por estas colisiones son desechados haciendo uso de los “triggers” que seleccionan los datos relevantes para su posterior análisis.

1.3. Mesón J/ψ

La partícula J/ψ es un mesón, los mesones son partículas formadas por un estado ligado de un quark y un antiquark $q\bar{q}$. El mesón J/ψ está compuesto por el quark charm (c) y, su antipartícula, anticharm (\bar{c}). Además, esta partícula es un mesón sin sabor mejor conocido como quarkonium, estos son mesones formados por un quark y su propio antiquark. Específicamente, al estar compuesto por el par $c\bar{c}$, es un charmonium. [8]

1.3.1. Propiedades de J/ψ

- Composición: $c\bar{c}$
- Masa = 3.096 GeV
- Carga (e) = 0
- Espín = 1
- Es su propia antipartícula

- Tiene una vida media de $7.2 \times 10^{-21} s$
- En el caso de quarkonium, el potencial de QCD es [7]:

$$V_{QCD}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s \hbar c}{r} + F_0 r \quad (1.3.1)$$

Donde α_s es el análogo de la constante de estructura fina en QCD, $\frac{4}{3}$ es el factor de color y F_0 es una fuerza de alrededor de 16 toneladas que hace al potencial creciente para r grandes, siendo esto consistente con el confinamiento de los quarks.

- Existe una familia de charmonium, estados ligados de $c\bar{c}$ que difieren en su estado cuántico [24].

1.3.2. Historia

En la década de los 60s empezó a surgir el modelo de los quarks, el cual proponía que partículas como los protones y neutrones estaban compuestas de partículas aun más pequeñas llamadas quarks.

Para 1970, gracias al trabajo teórico y experimental, ya se sabía de la existencia de tres quarks. Sin embargo, se contaba con un problema con la Teoría Electrodébil, pues no encajaba con lo que se observaba experimentalmente, los cálculos predecían que el bosón Z mediaba decaimientos de cambio de sabor, pero esto no es posible, únicamente el bosón W^\pm tiene esa propiedad. Por ello Sheldon Lee Glashow, John Iliopoulos y Luciano Maiani propusieron un modelo que eliminaba este problema, pero sugería un cuarto quark. Este modelo es conocido como el mecanismo de GIM (Glashow–Iliopoulos–Maiani). [8]

No fue hasta noviembre de 1974 que se encontraron datos experimentales que comprobaban la existencia de J/ψ que se validó la propuesta del cuarto quark “charm”. El descubrimiento de esta partícula fue curiosamente realizado por dos grupos completamente independientes. El primero liderado por Burton Richter en el Centro del Acelerador Lineal de Stanford (SLAC) en California y el segundo por Samuel Ting en el Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL). [21]

Ambos equipos encontraron simultáneamente una resonancia correspondiente a una masa invariante de aproximadamente 3.1 GeV, descubriendo así esta partícula. El equipo de Richter la nombró ψ y el equipo de Ting la nombró J . Este periodo

se conoce como “Revolución de Noviembre”, pues desató grandes cambios en la física de altas energías. El logro se les adjudicó a ambos, galardonándolos con el Premio Nobel de Física en 1976 por “su trabajo pionero en el descubrimiento de una nueva clase de partículas elementales pesadas” [22].

1.3.3. Importancia

Desde su descubrimiento la partícula J/ψ ha sido muy estudiada y cuenta con una gran importancia en la física de partículas. Su señal es usada para la calibración en experimentos como CMS y ATLAS, pues se encuentra bien medida al no tener muchos modos de decaimiento debido a su pequeña masa. Así pues, la señal de J/ψ es un pico muy delgado, sin mucho ruido, con anchura y ubicación bien conocidas.

Por otro lado, esta partícula nos permite estudiar el comportamiento de la fuerza entre quarks y la producción de quarkonium, como es J/ψ , es crítica para validar modelos en QCD. A pesar de que han pasado más de 40 años desde su descubrimiento, no se ha concretado un modelo consistente que logre demostrar el mecanismo de producción de quarkonium.

1.3.3.1. Supresión de J/ψ

Los mesones J/ψ son una herramienta para entender como es el medio que se produjo a partir de colisiones. Una prueba muy importante de que se formó Plasma de Quarks y Gluones (QGP) es la supresión de quarkonium J/ψ .

En QGP la materia hadrónica llevada a condiciones extremas de temperatura y energía pasa por una transición de estar confinada a tener quarks y gluones libres.

Al encontrarse los quarks y gluones libres en QGP, es decir, un sistema desconfinado, este desconfinamiento afecta a la partícula J/ψ , o cualquier quarkonium que se encuentre en este medio.

A cierta temperatura muy elevada el estado ligado de quark-antiquark, en este caso, $c\bar{c}$ es apantallado por los quarks y gluones desconfinados a su alrededor, fenómeno llamado apantallamiento Debye, lo que provoca que dicho estado ligado desaparezca dándose así la supresión de J/ψ que funciona como señal de que se formó Plasma de Quarks y Gluones.

La supresión de los estados excitados de J/ψ , como pueden ser χ_c y $\psi(2S)$, se da a temperaturas menores a las de esta, pues las energías de confinamiento de los estados excitados son menores. De esta forma charmonium funciona como un termómetro de QGP, pues dependiendo de los estados que se logren detectar se puede inferir la temperatura.

1.3.4. Detección de J/ψ

La detección de J/ψ se logra a través de “observar su rastro” es decir, analizando los productos de sus diferentes modos de decaimiento, que pueden ser hadrones o pares de leptones cargados.

Modos de decaimiento (tasa de decaimiento)[12]:

- $5.94 \pm 0.06\%$ en e^+e^-
- $5.93 \pm 0.06\%$ en $\mu^+\mu^-$
- $87.7 \pm 0.5\%$ en hadrones

La producción de J/ψ puede ser Prompt (inmediata), cuando estas partículas se producen directamente en la colisión inicial, es decir, en el vértice primario; y Non-prompt (no inmediata), cuando se producen en vértices secundarios a partir de decaimientos, ilustrado en la Figura 1.3.1.

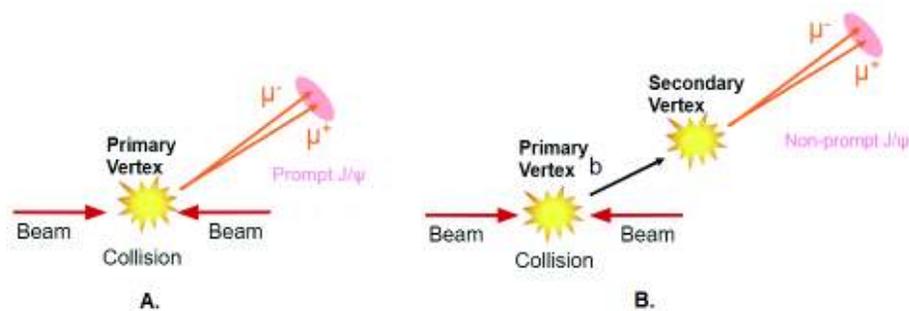


Figura 1.3.1: **A.** Producción de Prompt J/ψ a partir de colisión de dos partículas en vértice primario. **B.** Producción Non-prompt J/ψ a partir de decaimiento de b en vértice secundario [17].

Capítulo 2

Física de Partículas Experimental

La física de partículas es una rama de esta ciencia que se puede estudiar desde un punto de vista teórico, postulando hipótesis y modelos, así como realizar simulaciones, para dar respuesta a los enigmas presentes en este ámbito; por otra parte, su estudio experimental permite comprobar, descartar teorías o incluso crear nuevas.

La física de partículas Experimental se lleva a cabo en grandes laboratorios que cuentan con detectores de partículas creadas a partir de colisiones o provenientes del espacio. Un ejemplo de estos es el experimento CMS que se encuentra en el Gran Colisionador de Hadrones, mencionados a continuación en este capítulo.

2.1. El Gran Colisionador de Hadrones

El Gran Colisionador de Hadrones, conocido como LHC por sus siglas en inglés (Large Hadron Collider) es el acelerador de partículas más grande del mundo, diseñado para acelerar protones y iones pesados, como el plomo, a velocidades cercanas a la de la luz, para después colisionarlos.

Operado por la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN), el LHC se ubica en un túnel de 45 a 175 m de profundidad con una circunferencia de 26.7 km en la frontera entre Francia y Suiza, cerca de Geneva, Suiza, donde anteriormente fue construido el LEP (Large Electron-Positron Collider) que estuvo activo de 1989 hasta el año 2000.

Como se comentó en la Sección 1.1, el modelo estándar está incompleto, aún

hay cuestiones que resolver y el LHC busca encontrar estas respuestas. Temas como el origen de la masa, información sobre materia oscura o energía oscura, el desbalance entre materia y antimateria, así como el plasma de quarks y gluones, son objeto de estudio en los experimentos del LHC. Con este se busca dar un soporte experimental a las teorías, descartarlas o incluso crear nuevas para poder complementar el panorama de la física de partículas.

2.1.1. Historia

Después de varios años de planeación y de solucionar diferentes desacuerdos el proyecto del LHC fue aprobado por el consejo del CERN en 1994 con la idea original de construirlo en dos etapas debido a dificultades en el presupuesto, en la primera, la máquina aceleraría partículas hasta energías de centro de masa del orden de $\sqrt{s} = 10$ TeV y posteriormente esta se mejoraría para lograr 14 TeV. Sin embargo, en 1996 cambiaron los planes gracias a la contribución de países no miembros del CERN y el proyecto se convirtió en la creación de una máquina que pudiera llegar a $\sqrt{s} = 14$ TeV en una sola etapa [32].

La energía de centro de masa (\sqrt{s}) es la energía total disponible en el marco de referencia del centro de masa y es invariante. En colisiones de dos partículas depende de la energía y el ángulo de cruce de los haces y se define como [30]:

$$\sqrt{s} = E_{CM} = 2E^2(1 + \cos\theta) \quad (2.1.1)$$

Donde E es la energía que portan los dos haces y θ el ángulo con el cual se cruzan.

Cuando se construyó LEP se consideró que la manera más económica y viable de lograr un anillo de 27 km era haciéndolo bajo tierra. Era mucho más barato construir el túnel bajo tierra que comprar el equivalente de espacio usado a nivel de tierra, pues en Suiza, si cuentas con una propiedad, eres dueño del suelo hasta unos pocos metros bajo este; en Francia por su parte, eres dueño del suelo y todo bajo este hasta llegar al centro de la Tierra, aun así, el gobierno puede adquirir este volumen [29].

Años después, la decisión de construir LHC en el túnel donde anteriormente se encontraba LEP significó una enorme reducción en los costos. El costo total de construcción fue de aproximadamente £3.74 billones para construir los tres

componentes mayores: el acelerador (£3 billones), los detectores (£728 millones) y las computadoras (£17 millones) [31].

LEP cerró en el año 2000, logró llegar a un máximo de energía de 209 GeV [35], y la construcción de LHC inició en el 2001 tras desmantelarlo. En su diseño y construcción se involucraron científicos e ingenieros de más de 100 países [31], a pesar de que a CERN solamente pertenecían en ese entonces 19 naciones.

Finalmente, después de varios años de construcción y pruebas, el 10 de septiembre del 2008 circuló dentro del anillo el primer haz de protones. Nueve días después, el 19 de septiembre del 2008 ocurrió una falla eléctrica que ocasionó un daño a 53 imanes superconductores, esto significó un retraso de más de un año. Fue hasta el 20 de noviembre del 2009 que nuevamente circularon haces de protones en el LHC y el 23 de noviembre del mismo año se dieron las primera colisiones a energías $\sqrt{s} = 900$ GeV [23].

En su primera corrida “Run 1” en el periodo de 2009 a 2013 se lograron colisiones de hasta $\sqrt{s} = 8$ TeV al final del periodo, rompiendo un nuevo récord en colisiones pp , a pesar de que durante los primeros años, debido al incidente, tuvo que trabajar a energías bajas. Además, en el 2010 se llevaron a cabo las primeras colisiones plomo-plomo $PbPb$ en LHC con una energía de centro de masa de $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [33]. También durante este periodo, el 4 de julio del 2012 se dio el famoso hallazgo de una partícula que apuntaba a ser el bosón de Higgs.

De 2013 a 2015 se dio el primer apagado “Long Shutdown 1” para su actualización y mantenimiento. La Run 2 inició en 2015 hasta 2018 y durante esta etapa se alcanzaron energías de colisiones pp de $\sqrt{s} = 13$ TeV, la energía más alta hasta la fecha y de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV en colisiones núcleos de plomo ($PbPb$) [34].

Desde el 2018 el LHC está en su etapa de Long Shutdown 2 para actualizaciones y preparación para la Run 3 prevista para el 2021. Y en 2027 se espera implementar el proyecto de High Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) como una mejora al LHC.

2.1.2. Diseño

El LHC es un sincrotrón y es el acelerador más poderoso hasta la fecha. Tiene la capacidad de acelerar protones a una energía máxima de $\sqrt{s} = 14$ TeV y iones

de plomo a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV. La luminosidad máxima es de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en pp y $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en $PbPb$ [12]. La luminosidad es un parámetro del acelerador que nos indica el número de partículas, por unidad de tiempo y de área, que cruzan una sección del acelerador, pero no necesariamente colisionan, depende de parámetros del haz de partículas y matemáticamente se expresa como [23]:

$$\mathcal{L} = \frac{fnN^2}{A} \quad (2.1.2)$$

Donde f es la frecuencia de revolución, N es el número de partículas por paquete, n el número de paquetes por haz y A es la sección eficaz de los haces. Además, el número de eventos generados por segundo se puede escribir en términos de la luminosidad y la sección eficaz del evento σ_{evento} [29]:

$$N_{evento} = \mathcal{L}\sigma_{evento} \quad (2.1.3)$$

Antes de que un haz de partículas entre al LHC, este pasa por una cadena de máquinas donde cada una lo acelera a cierta energía y lo entrega a la siguiente máquina, así sucesivamente acelerando las partículas a velocidades cercanas a la de la luz, hasta que finalmente el haz ingresa al LHC. Dentro de este viajan dos haces de partículas en direcciones opuestas en tuberías separadas a un ultra vacío; electroimanes superconductores de NbTi, enfriados a 1.9 K por un sistema de helio líquido, con su campo magnético guían a los haces a través del anillo hasta que los hacen colisionar en cuatro puntos de interacción donde se ubican los detectores.

2.1.2.1. Cadena de inyección

Como se muestra en la Figura 2.1.1, el CERN cuenta con un avanzado complejo de aceleradores de partículas que funciona en cadena donde en cada eslabón se aumenta la energía del haz y finalmente se inyecta este al LHC.

Para el caso pp , el haz de protones producido por ionización del hidrógeno ingresa a un acelerador lineal (LINAC2) de 30 metros acelerando el haz a 50 MeV, posteriormente este es ingresado a un Síncroton de Protones (BOOSTER) de 157 m de circunferencia que lo acelera a 1.4 GeV. El haz pasa a otro Síncroton de Protones (PS) de 628 m de circunferencia llegando a 25 GeV, finalmente este es

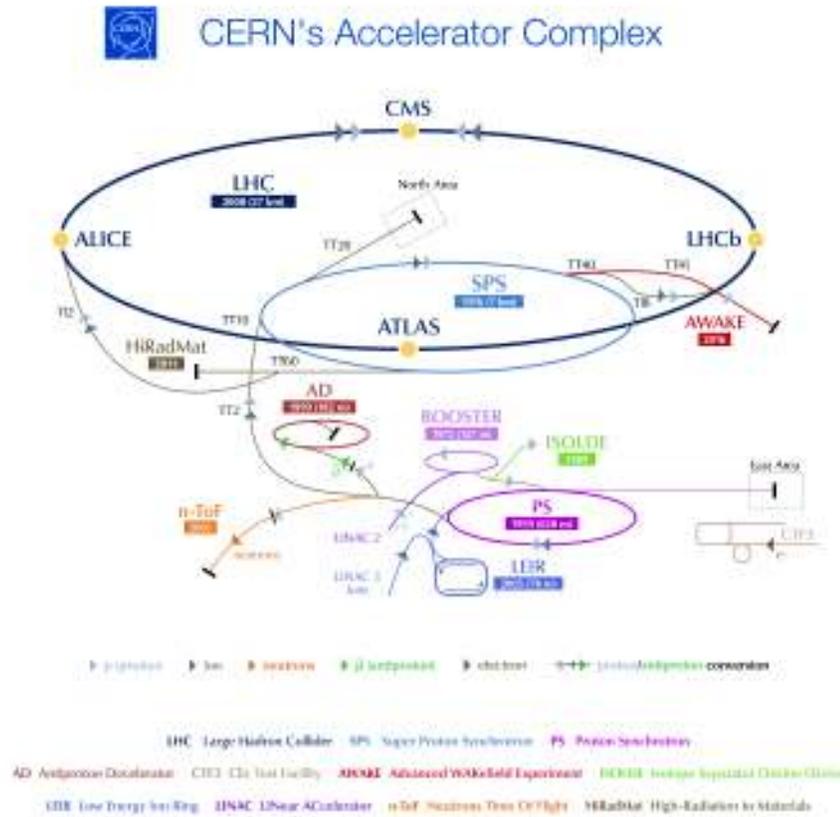


Figura 2.1.1: Complejo de aceleradores de CERN (Imagen: CERN)

transportado a un Super Sincrotrón de Protones (SPS) de 7 km de circunferencia que impulsa el haz hasta 450 GeV y finalmente es inyectado al LHC [36].

Por otro lado, en colisiones de núcleos de plomo ($PbPb$), el haz producido ingresa al acelerador lineal (LINAC3) acelerando el haz hasta 4.2 MeV/n, este entra al Low Energy Ion Ring (LEIR) que compacta los paquetes y acelera a 72.2 MeV/n. Similar al caso de pp , el haz ingresa al PS llegando a 5.9 GeV y finalmente al SPS para ser acelerado hasta 177 GeV/n y después inyectado al LHC [37].

2.1.2.2. Detectores

En los cuatro puntos de interacción de los haces se encuentran los experimentos de detección de partículas cada uno con sus propios objetivos de investigación en física de altas energías. Los cuatro más grandes se ubican cada uno en un punto [38]:

- **ATLAS** (**A** Toroidal LHC Apparatu**S**): detector de uso general, investiga nueva física y el bosón de Higgs.
- **ALICE** (**A** Large Ion Collider **E**xperiment): estudia las colisiones de iones pesados y el plasma de quarks y gluones.
- **CMS** (**C**ompact **M**uon **S**olenoid): detector de uso general, estudia el bosón de Higgs y busca nuevas partículas.
- **LHCb** (**L**arge **H**adron Collider **b**eauty): se enfoca en el estudio del quark bottom para analizar la violación CP.

Y existen otros tres detectores más pequeños

- **LHCf** (**L**arge **H**adron Collider **f**orward): localizado en el mismo punto de interacción que ATLAS. Estudia los rayos cósmicos simulando su creación en condiciones de laboratorio.
- **TOTEM** (**T**OTAL and **E**lastic **M**easurement): localizado en el mismo punto de interacción que CMS. Se dedica a la medición precisa de la sección eficaz en colisiones pp , así como del estudio a profundidad del protón.
- **MoEDAL** (**M**onopole and **E**xotics **D**etector at the **L**H**C**): localizado en el mismo punto de interacción que LHCb. Tiene como objetivo buscar la existencia del monopolio magnético.

2.2. Experimento CMS

El Compact Muon Solenoid, conocido como CMS, es uno de los detectores del LHC de propósito general, se encuentra localizado en una caverna 100 m bajo tierra cerca de Cessy, Francia.

El proyecto de CMS fue propuesto desde 1990, incluso antes de que se aprobara la construcción del LHC, pues se buscaba una máquina que cumpliera con los siguientes requerimientos [41]:

- Un sistema de muones que cuente con buena resolución del momento de los muones, así como en la masa de dimuones e identificación de la carga.
- El mejor posible calorímetro electromagnético (ECAL) con buena resolución del momento de partículas cargadas.

- Un sistema de rastreo (tracking system) de gran resolución para el momento
- Un calorímetro de hadrones hermético (HCAL)

Con esta tecnología, además del solenoide superconductor alrededor del cual está construido, el CMS puede detectar varios tipos de partículas emergentes de las colisiones a través de la traza que dejan en el detector y que permite recolectar información necesaria para poder reconstruir la imagen completa de lo sucedido en la colisión.

El CMS está formado de diferentes capas que permiten detener a las partículas, así como medir su energía y momento. Las partículas que se logran detectar, son estables y ligeras, sin embargo, haciendo reconstrucción de energías y momentos, se pueden descubrir nuevas partículas que fueron producidas pero decayeron en estos productos más estables.

Además el detector identifica el tipo de partícula según la capa donde son detectados (ver Figura 2.2.1), las partículas que tienen interacción electromagnética, como fotones y electrones, se detectan en los calorímetros electromagnéticos (ECAL); los hadrones que interactúan fuertemente son detectados en los calorímetros hadrónicos (HCAL); los muones y neutrinos logran pasar estas capas sin ser identificados, los muones son detectados en las cámaras de muones y los neutrinos no pueden ser detectados, pero su presencia se infiere a partir de la reconstrucción del momento.

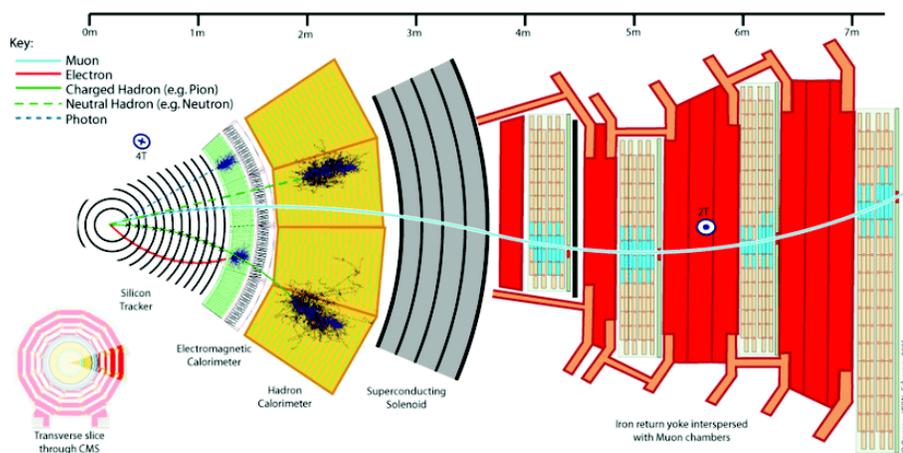


Figura 2.2.1: Plano transversal del detector CMS. Se muestra la trayectoria que seguirían diferentes tipos de partículas

2.2.1. Diseño

El detector CMS tiene forma cilíndrica con una longitud total de 28.7 m y un diámetro de 15 m, pesando aproximadamente 14,000 toneladas. Como se mencionó anteriormente, está formado de diferentes capas que cumplen funciones específicas [39] [40] (ver Figura 2.2.2):

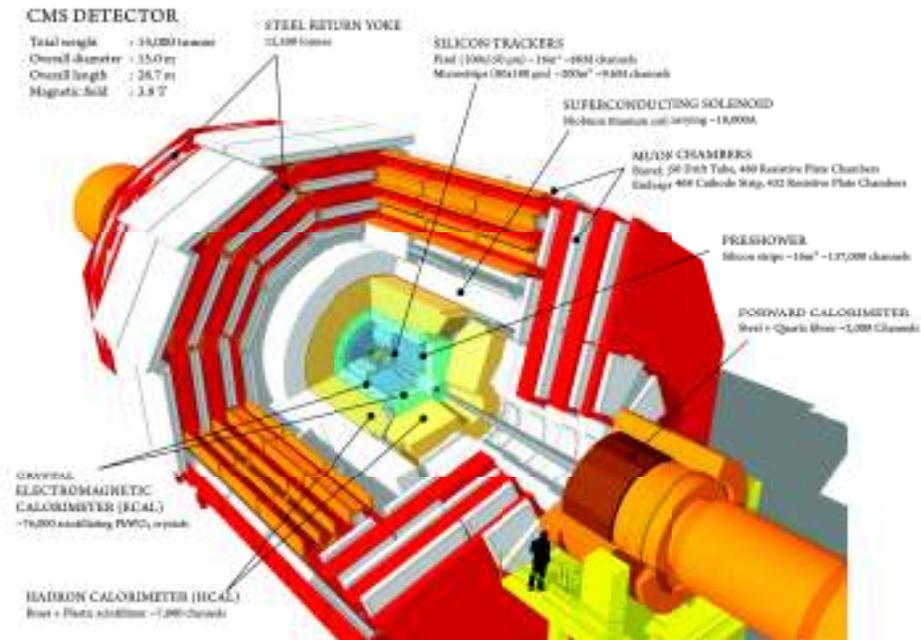


Figura 2.2.2: Vista de las capas del detector CMS. Los haces de partículas viajan en el LHC en direcciones opuestas y colisionan en centro del detector

2.2.1.1. Tracker

Después de la colisión, las partículas entran al tracker (rastreador) que guarda sus posiciones, lo cual permite reconstruir su traza. Debido al campo magnético, las partículas cargadas siguen una trayectoria espiral y su curvatura permite obtener el momento que tienen. El tracker está hecho de sensores de silicón que producen una señal eléctrica cuando la partícula pasa y consiste en dos etapas: 3 capas de pixeles de silicón y 10 capas de bandas o tiras de silicón.

2.2.1.2. Calorímetro electromagnético (ECAL)

Diseñado para medir la energía de partículas que tienen interacción electromagnética, fotones y electrones. Está fabricado de cristales centelleadores

de tungstato de plomo que cuando las partículas pasan a través de él, produce luz proporcional a la energía que llevan, la cual es detectada por fotodiodos.

2.2.1.3. Calorímetro hadrónico (HCAL)

Diseñado para detectar hadrones y sus energías. Está formado por capas alternadas de materiales densos como bronce o acero que absorben las partículas y de materiales centelleadores. Además, nos brinda información para detectar indirectamente neutrinos cuando se da un desbalance de la energía o momento total.

2.2.1.4. Solenoide Superconductor

Mide aproximadamente 12.5 m de longitud y 6 m de diámetro. Al igual que los imanes del LHC, está compuesto de NbTi superconductor produciendo un campo magnético uniforme de 4 T que dobla la trayectoria de las partículas permitiendo medir su momento, si estas poseen mayor momento, la curvatura de su trayectoria será menor.

2.2.1.5. Cámaras de muones

Estas se encuentran incrustadas en una estructura de acero conocida como “yoke” que confina el campo magnético y detiene todas las partículas restantes, a excepción de los muones y neutrinos. Este sistema de detección consiste en cuatro capas de 3 tipos de detectores de muones: tubos de deriva (DT), cámara de tiras catódicas (CSC) y cámaras de tiras resistivas (RPC) y se explica más a fondo en la Sección 2.2.1.1.

2.2.1.6. Detección de muones

Los muones pueden penetrar metros de materia sin interactuar con ella, así pues, son fáciles de detectar pues son las únicas, aparte de los neutrinos, que llegan hasta donde se ubican las cámaras de muones. Debido a que son partículas cargadas su trayectoria también se curva lo que nos permite reconocer su momento.

Además, los muones se producen en el decaimiento de partículas interesantes para el estudio de la física de partículas, por ejemplo, el bosón de Higgs decae en cuatro muones y la partícula J/ψ decae en dos muones.

Las trayectorias, carga y momento de los muones son medidas por un sistema de cuatro capas de detectores de muones que utiliza tres tipos de detectores [39] [40]:

- Tubos de deriva (DT): ubicados en las capas internas del yoke, estos detectores consisten en una colección de tubos que contienen un cable y gas en su volumen, cuando un muon eléctricamente cargado pasa a través de un tubo, desprende los electrones del gas y estos se adhieren al cable. Así pues, los cables cargados positivamente son muestra de que un muon pasó a través del tubo y teniendo una colección de tubos, se puede medir la trayectoria que siguió el muon.
- Cámaras de tiras catódicas (CSC): se localizan en las capas externas del yoke y consiste en una malla de cables cargados positivamente cruzados con tiras de cobre cargadas negativamente rodeados por un gas. Cuando los muones pasan, arrancan los electrones de los átomos del gas y estos se dirigen al ánodo, mientras que los iones positivos se dirigen al cátodo, esto genera un pulso de carga que puede ser medido e identifica donde pasó el muon en un espacio de dos dimensiones.
- Cámaras de tiras resistivas (RPC): se encuentran en las capas internas y externas, paralelos a los DTs y CSCs. Consisten en dos placas paralelas cargadas, un ánodo y un cátodo, con el volumen entre ellas cubierto por un gas. Cuando un muon pasa a través de un RPC, los electrones de los átomos del gas son desprendidos y crean una avalancha de electrones, posteriormente son recolectados por bandas metálicas, a través de estos se puede reconocer el momento de los muones. Esta medida rápida del momento funciona como Trigger, pues permite tomar decisiones sobre qué eventos son interesantes para su estudio.

Antes de trabajar y analizar los datos, estos pasan por el Trigger, un sistema avanzado y de varios niveles, tanto en hardware como software que desecha los datos que no brindan información nueva o interesante.

2.2.2. Observables experimentales

En física de altas energías existen diferentes variables, algunas ya conocidas como la masa invariante o la carga, que nos brindan información de lo ocurrido en la colisión. En esta sección se da una revisión de algunas de ellas.

2.2.2.1. Masa invariante

Una cantidad muy utilizada en el estudio de física de altas energías es la masa invariante que nos brinda información muy importante para identificar a las partículas.

En el espacio tridimensional Euclideo \mathbf{r} es un vector y su magnitud se encuentra definida como

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2, \quad (2.2.1)$$

que nos indica la distancia entre dos puntos, además el vector \mathbf{r} se mantiene invariante ante transformaciones Galileanas.

Al pasar al espacio de Minkowski, cuatridimensional tras agregar la coordenada temporal, tenemos

$$\Delta s^2 = (c\Delta t)^2 - [(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2] \quad (2.2.2)$$

Donde Δs es el análogo a \mathbf{r} en cuatro dimensiones, este se conoce como el intervalo de espacio-tiempo y es un cuatrivector con componentes Δx , Δy , Δz y $c\Delta t$, además de ser invariante ante transformaciones de Lorentz. Cualquier cantidad que se transforme como Δs será un cuatrivector.

Ahora, de la ecuación para la masa y energía

$$E^2 = (\mathbf{p}c)^2 + (mc^2)^2 \quad (2.2.3)$$

Reacomodando obtenemos

$$(mc^2)^2 = E^2 - (\mathbf{p}c)^2 \quad (2.2.4)$$

Comparando con 2.2.2, sabiendo que \mathbf{p} es el vector de momento (p_x, p_y, p_z) y que tanto E como \mathbf{p} , que forman el cuatrivector de energía y momento, se transforman con transformaciones de Lorentz, se concluye que la cantidad invariante ante transformaciones de Lorentz es la energía en reposo mc^2 . Así pues, sabiendo que c

es una constante, la masa invariante m es una cantidad que tendrá el mismo valor al ser medida en cualquier marco de referencia inercial [42].

Como se mencionó antes, en física de altas energías esta cantidad es muy importante pues puede indicar la presencia de las partículas y es utilizada para descubrir nuevas. Con los datos obtenidos a partir de colisiones, se gráfica un histograma de la masa invariante donde el eje vertical representa el número de eventos, como se muestra en la Figura 2.2.3

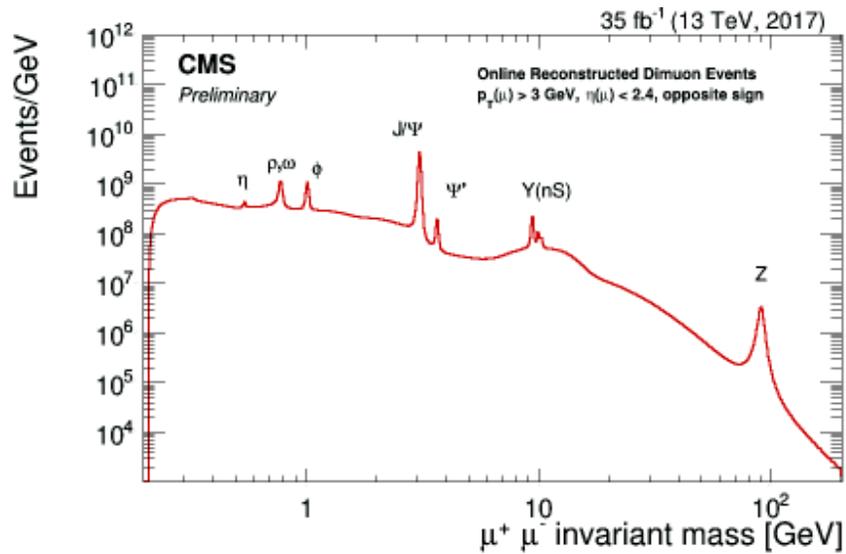


Figura 2.2.3: Histograma de masa invariante de $\mu^+\mu^-$

Cada pico, llamado resonancia, se forma por la presencia de partículas de cierto tipo, por ejemplo, en la figura se logra ubicar J/ψ alrededor del valor de su masa invariante $m_{J/\psi} \approx 3$ GeV.

2.2.2.2. Rapidez y

En el LHC el sistema de coordenadas tiene origen en el centro de masa de la colisión, el eje x apunta radialmente al centro del LHC, el eje y verticalmente hacia arriba y el eje z está delimitado por la dirección del haz de partículas (ver Figura 2.2.4)

Si tomamos en cuenta una partícula producto, podemos expresar su cuadrimomento como

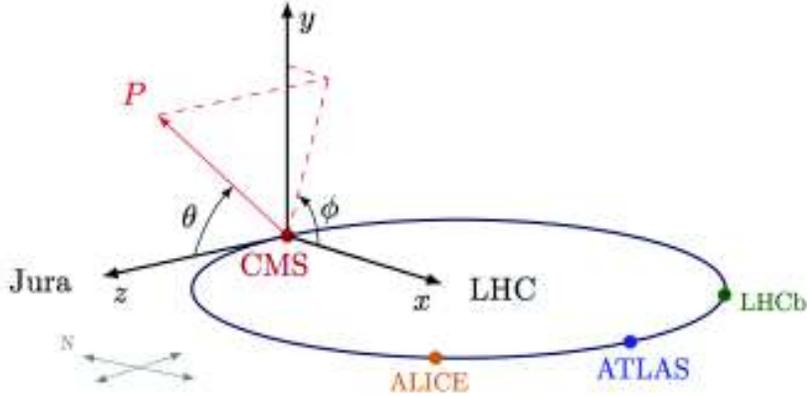


Figura 2.2.4: Sistema de coordenadas utilizado en CMS

$$p^i = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z \right) \quad (2.2.5)$$

Que usando $\mathbf{p}_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ como el momento transversal al eje longitudinal z , tenemos [43]

$$p^i = (p_0, \mathbf{p}_t, p_z) \quad (2.2.6)$$

La rapidez de una partícula es una cantidad adimensional depende de su energía y momento longitudinal de la siguiente manera [43]

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right) \quad (2.2.7)$$

La rapidez está relacionada al ángulo entre el plano XY y la dirección de la partícula que se generó tras la colisión, es decir, funciona como coordenada. Además esta cantidad es más fácil de trabajar debido a que su adición (o resta) es invariante ante transformaciones de Lorentz, necesario para medir distancias.

2.2.2.3. Pseudorapidez η

De la ecuación 2.2.3, se puede observar que para conocer la rapidez es necesario contar con la energía y momento de la partícula, lo cual no resulta posible para algunos detectores, por ello es conveniente usar la pseudorapidez que depende únicamente del ángulo θ de la partícula detectada con el eje longitudinal, esta se

encuentra definida por [44]:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.2.8)$$

Con valores entre $(-\infty, \infty)$

Y utilizando este sistema, el momento de una partícula se puede expresar con

$$p = (p_T, \eta, \phi) \quad (2.2.9)$$

Con ϕ como el ángulo azimutal medido desde el eje x en el plano XY

Como se muestra en la Figura 2.2.5, en CMS la dirección de la partícula se especifica con estos dos ángulos que funcionan como coordenadas, sin embargo, es común usar la ecuación 2.2.4 en lugar del ángulo θ .

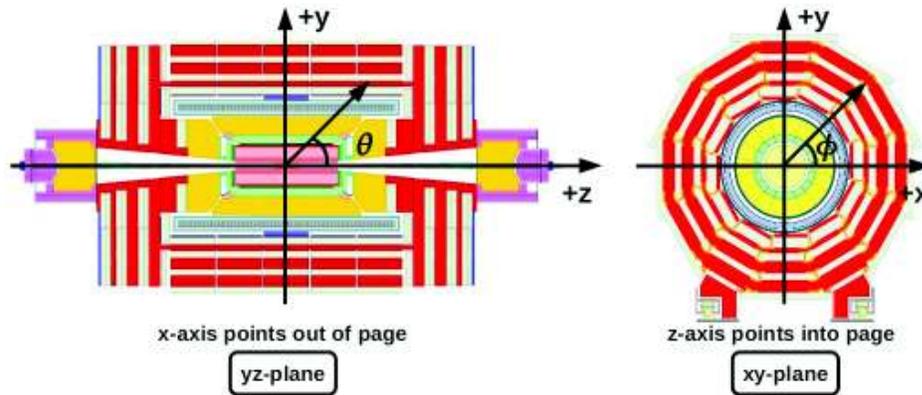


Figura 2.2.5: Sistema de coordenadas del CMS vista por planos

Capítulo 3

Metodología

El propósito de este proyecto es hacer un estudio para medir la producción de partículas J/ψ en jets originados en colisiones protón-protón utilizando datos del experimento CMS del LHC para energías de $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. Con tal objetivo en mente, el presente capítulo expone la metodología, así como las herramientas, en su mayoría computacionales y matemáticas, que se emplearon.

3.1. Esquema

El proceso metodológico llevado a cabo se divide en cinco etapas, en la Figura 3.1.1 se puede observar, a manera de diagrama de flujo, una vista general de este.

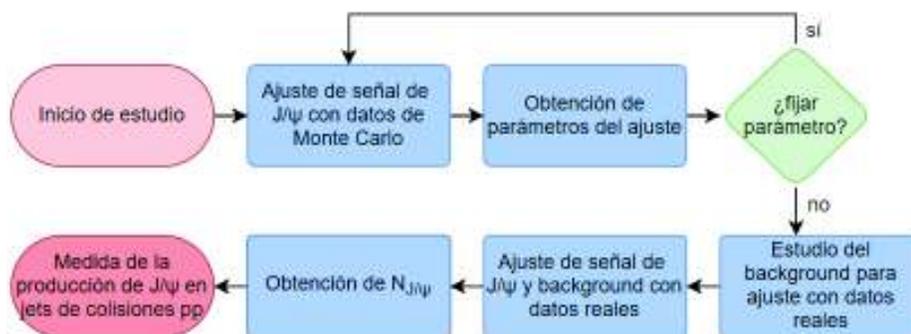


Figura 3.1.1: Diagrama de flujo de la metodología realizada (Vista general)

Como se puede observar en el diagrama, antes de realizar el estudio con datos reales, primero es necesario utilizar datos de la señal de J/ψ obtenidos a partir de simulaciones de Monte Carlo, con ellos se hacen ajustes de la masa invariante con

dos tipos de funciones: Double Crystal Ball (DCB) y Gaussian and Crystall Ball (GCB) (ver Sección 3.1.2) para diferentes valores de z , donde z es:

$$z = \frac{p_T^{J/\psi}}{p_T^{jet}} \quad (3.1.1)$$

De donde se deriva que si z es cercana a 1, estamos hablando de que J/ψ es la leading particle (partícula principal) dentro del jet. Dividiendo el rango de z de 0.220–1.000 en cinco bins (intervalos):

$$0.220 - 0.376, 0.376 - 0.532, 0.532 - 0.688, 0.688 - 0.844, 0.844 - 1.000 \quad (3.1.2)$$

Las funciones DCB y GCB contienen parámetros que inicialmente se dejaron libres. Se hace un estudio que muestra el comportamiento de estos parámetros en función de z , para encontrar el valor al cual fijar algunos y repetir el proceso de ajuste con estos fijos.

Posteriormente, se realiza un análisis para encontrar la función que mejor se ajusta al background (ruido de fondo) de nuestros datos reales utilizando el método de Log Likelihood Ratio (razón de funciones de verosimilitud logarítmicas) (ver Sección 3.3.2) sobre polinomios de Chebychev (ver Sección 3.1.3). Una vez obtenidos los valores de los parámetros pertenecientes a las funciones que ajustan a la señal de J/ψ y las funciones para el ruido de fondo, se realiza el ajuste con datos reales haciendo uso de los mismos intervalos de z .

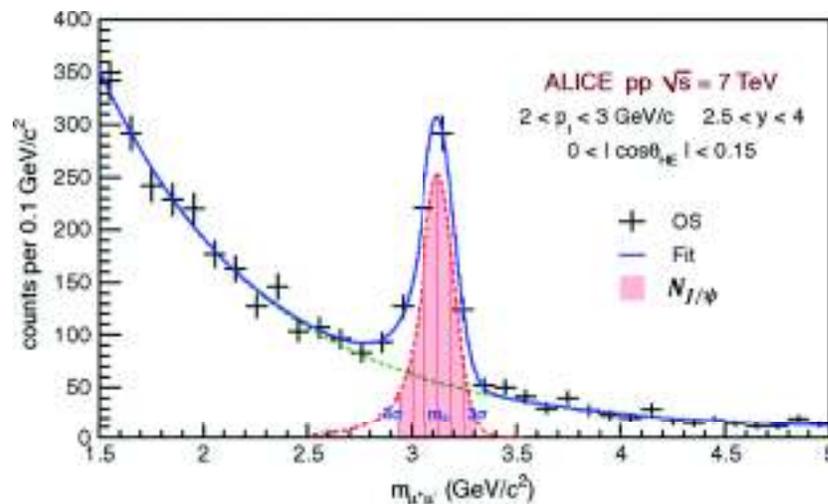


Figura 3.1.2: Representación gráfica de $N_{J/\psi}$

Finalmente, de estos ajustes de masa invariante se extrae la producción de J/ψ , conocida como $N_{J/\psi}$, siendo esta la integral de la curva de la señal en un rango de $\pm 3\sigma$ a partir de su media, como se observa en la Figura 3.1.2

Una vista más desarrollada del proceso realizado se observa en la Figura 3.1.3, este diagrama se abordará a fondo en las Secciones 3.2, 3.3, 3.4 y 3.5.

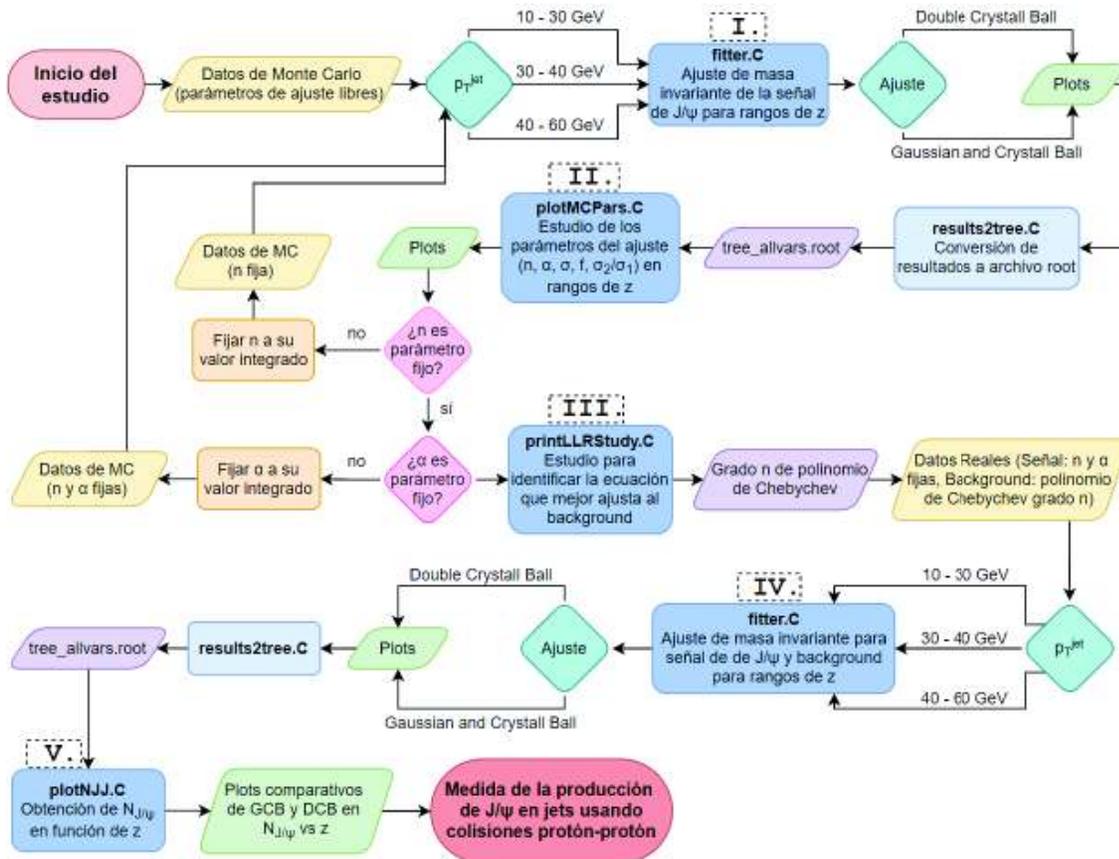


Figura 3.1.3: Diagrama de flujo de la metodología realizada (Vista desplegada)

Para entrar más en contexto con el método, a continuación se hace una revisión de las herramientas matemáticas y software utilizado.

3.1.1. ROOT

ROOT es un framework (esquema que estructura el código y permite ahorrar tiempo al programar) basado en el lenguaje de programación C++, utilizado en el estudio de física de altas energías para el análisis de datos, pues cuenta ya con funciones específicas en el área incluidas. Está orientado para trabajar con sets de datos de gran tamaño, facilitando la realización de mediciones, ajustes, así como la generación y edición de gráficas. [45]

Los archivos ROOT (.root) se organizan en Trees (árboles), donde se pueden alojar sets de datos, visualizados como gráficas en la interfaz de ROOT, de una manera muy ordenada. Los trees se dividen en branches (ramas) y estos a su vez en leafs (hojas), cada una de estas puede representar una variable del set de datos. [45]

En este estudio se accedió a ROOT de manera remota haciendo uso del servidor LXPLUS (LinuX Public Login User Service) del CERN. Además se hace uso de una librería llamada RooFit que agrega las herramientas matemáticas y funciones necesarias para realizar los ajustes.

3.1.2. Crystal Ball

Las formas de los ajustes para la masa invariante de J/ψ utilizados en el estudio son Double Crystal Ball (DCB) y Gaussian and Crystal Ball (GCB). Donde la Crystal Ball $g_{CB}(m)$ es una función que combina una Gaussiana con colas dadas por una ley de potencias y se encuentra definida como [47]:

$$g_{CB}(m) = \begin{cases} \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma_{CB}} \exp\left(-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma_{CB}^2}\right), & \text{si } \frac{m-m_0}{\sigma_{CB}} > -\alpha \\ \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma_{CB}} \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - \frac{m-m_0}{\sigma_{CB}}\right)^{-n}, & \text{si } \frac{m-m_0}{\sigma_{CB}} \leq -\alpha \end{cases}, \quad (3.1.3)$$

Donde

N , es la producción de partículas.

σ_{CB} , es la desviación estándar de la Crystal Ball y representa su anchura.

m_0 , es la masa de la partícula.

n , es el exponente de la ley de potencias, que representa la energía perdida debido a la radiación de final-state (estado final) del fotón.

α , es otro parámetro de las colas que define la transición entre la Gaussiana y la ley de potencias.

En la Figura 3.1.4 se puede observar gráficamente la función Crystal Ball para diferentes parámetros.

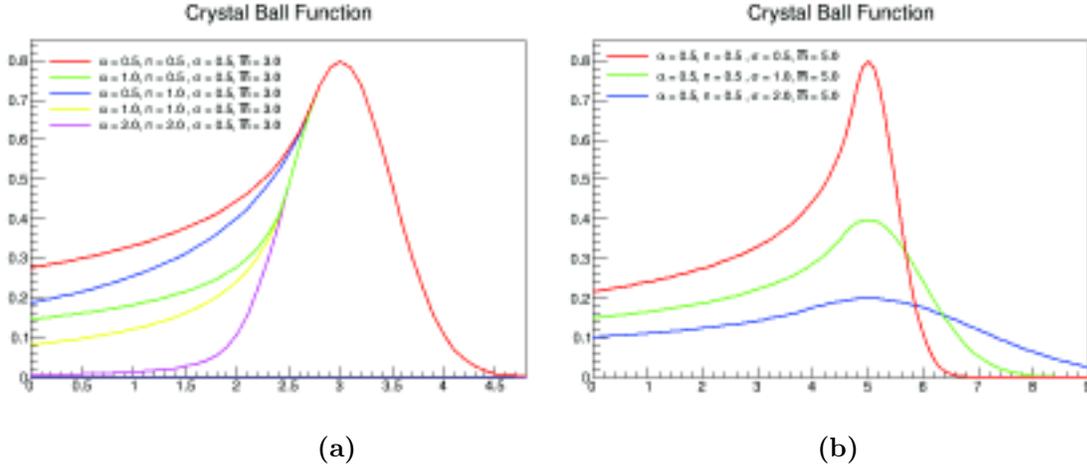


Figura 3.1.4: Gráficas de la función Crystal Ball. (a) Variación de los parámetros de cola α y n . (b) Variación del parámetro σ .

3.1.2.1. Double Crystal Ball (DCB)

Como ha sido señalado, los ajustes se hicieron de dos formas, una de ellas es una Double Crystal Ball (g_{DCB}) que no es más que la suma ponderada de dos Crystal Ball (g_{CB_1} y g_{CB_2}), la DCB se define como [47]:

$$g_{DCB}(m_{\mu^+\mu^-}) = (f \cdot g_{CB_1}(m_{\mu^+\mu^-})) + (g_{CB_2}(m_{\mu^+\mu^-})) \quad (3.1.4)$$

Para este estudio, la variable de masa invariante es específica a los dimuones $m \rightarrow m_{\mu^+\mu^-}$, así como la producción $N \rightarrow N_{J/\psi}$ y la masa de la partícula $m_0 \rightarrow m_{J/\psi}$.

Los parámetros de la DCB son heredados de las dos Crystal Ball que la componen, añadiendo uno nuevo: f , el peso o ponderación de la g_{CB_1} en la suma.

Los parámetros de las colas α y n son iguales para ambas Crystal Balls, pero las desviaciones σ_{CB_1} y σ_{CB_2} no son necesariamente iguales, por lo que se utiliza su razón $\sigma_{CB_2}/\sigma_{CB_1}$ (en las gráficas se le refiere como σ_2/σ_1) como parámetro para la DCB.

En la Figura 3.1.5 se observa gráficamente un ejemplo de una Double Crystal Ball.

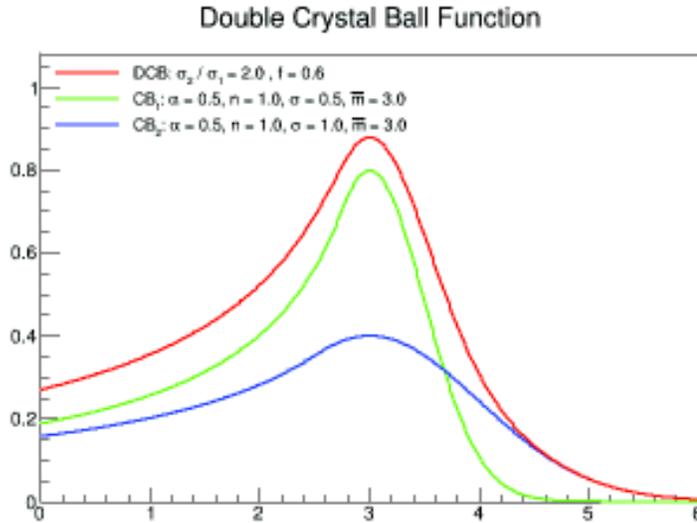


Figura 3.1.5: Gráfica de Double Crystal Ball (rojo) y de las dos Crystal Ball que la conforman (azul y verde).

3.1.2.2. Gaussian and Crystal Ball (GCB)

La otra forma en que se van a ajustar los datos a la señal de J/ψ es la Gaussian and Crystal Ball que consiste en una suma ponderada de una Crystal Ball con una Gaussiana normal $g_G(m) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma_G} \exp\left(-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma_G^2}\right)$. La GCB se define como [47]:

$$g_{GCB}(m_{\mu^+\mu^-}) = (f \cdot g_{CB}(m_{\mu^+\mu^-})) + (g_G(m_{\mu^+\mu^-})) \quad (3.1.5)$$

Para este estudio, la variable de masa invariante es específica a los dimuones $m \rightarrow m_{\mu^+\mu^-}$, así como la producción $N \rightarrow N_{J/\psi}$ y la masa de la partícula $m_0 \rightarrow m_{J/\psi}$.

Al igual que en el caso de la DCB, los parámetros de la GCB son heredados de la Crystal Ball y la Gaussiana que la componen, añadiendo uno nuevo: f , la ponderación de la g_{CB} en la suma.

Las desviaciones σ_{CB} y σ_G no son necesariamente iguales, por lo que se utiliza su

razón σ_G/σ_{CB} (en las gráficas se le refiere como σ_2/σ_1) como parámetro para la GCB.

En la Figura 3.1.6 se observa gráficamente un ejemplo de una Gaussian and and Crystal Ball.

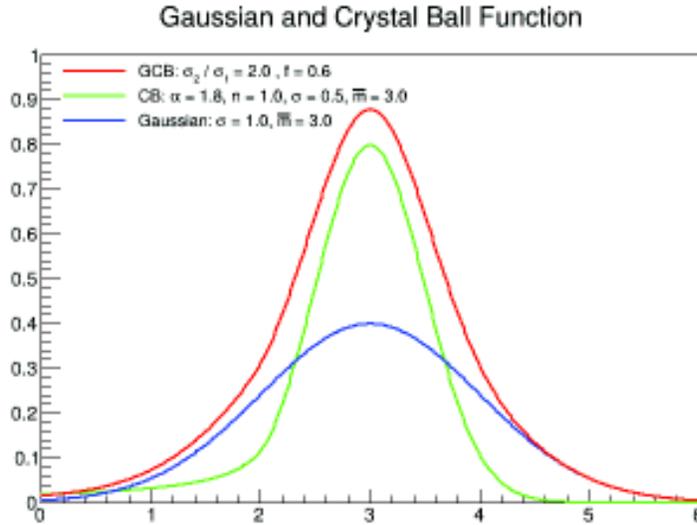


Figura 3.1.6: Gráfica de Gaussian and Crystal Ball (rojo), así como de la Crystal Ball (verde) y la Gaussiana (azul) que la conforman.

3.1.3. Polinomios de Chebychev

El ajuste del background (ruido de fondo) en datos reales utiliza polinomios de Chebychev de grado N (con $N \geq 0$) de primer tipo, definidos mediante la siguiente relación de recurrencia:

$$\begin{aligned} T_0(x) &= 1 \\ T_1(x) &= x \\ T_N(x) &= 2xT_{N-1}(x) - T_{N-2}(x) \end{aligned} \tag{3.1.6}$$

En la Figura 3.1.7 se observa una representación gráfica de los polinomios de Chebychev utilizando la ecuación 3.1.6 para $N \in [0, 4]$.

En específico para este estudio, en la definición de RooFit de los polinomios de Chebychev se utilizan N coeficientes (λ_N) donde $N \geq 1$ y el coeficiente que

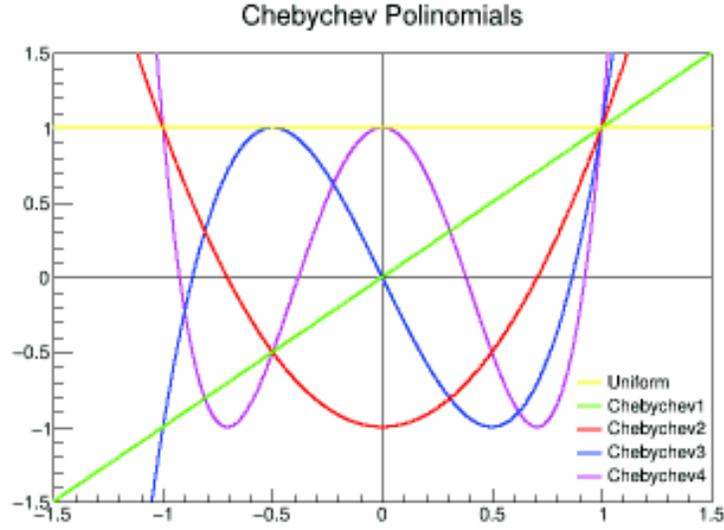


Figura 3.1.7: Gráfica de los primeros cinco polinomios de Chebychev, donde Uniform representa el polinomio de Chebychev con $N = 0$.

acompaña a T_0 es asumido como 1.

$$\begin{aligned}
 T_0(m_{\mu^+\mu^-}) &= 1 \\
 T_1(m_{\mu^+\mu^-}) &= \lambda_1 m_{\mu^+\mu^-} \\
 T_N(m_{\mu^+\mu^-}) &= \lambda_N (2m_{\mu^+\mu^-} T_{N-1}(m_{\mu^+\mu^-}) - T_{N-2}(m_{\mu^+\mu^-}))
 \end{aligned}
 \tag{3.1.7}$$

Así pues, si se hace uso de un polinomio Chebychev de grado N para ajustar a los datos, se tendrán N parámetros.

3.2. Ajuste de señal de J/ψ con datos de Monte Carlo y estudio de parámetros del ajuste

Como se observa en el diagrama de flujo de la Figura 3.1.3, inicialmente se trabaja con datos de Monte Carlo. Estos fueron previamente generados para eventos de J/ψ producidos a partir de colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, usando el siguiente corte de aceptación:

$$6.5 < p_T^{\mu^+\mu^-} < 100 \text{ GeV}/c \quad 0 < |y^{\mu^+\mu^-}| < 2.4$$

Añadiendo que se trabaja con rapidez de los jets $0 < |y^{jet}| < 2.0$.

Se cuenta con suficiente estadística que permite dividir p_T^{jet} en tres rangos que permitan realizar un estudio más específico, estos son:

	Rango de p_T^{jet}
Low–Lower Pt	10–30 GeV/c
Mid Pt	30–40 GeV/c
High–Higher Pt	40–60 GeV/c

Cuadro 3.2.1

Añadiendo que el estudio se realiza sobre los intervalos para z mencionados en la expresión 3.1.2. Se debe tomar en cuenta que en el rango Low-Lower Pt la cantidad de datos es mayor, pero también el ruido de fondo, por el contrario, en High-Higher Pt, se cuenta con menor ruido de fondo, pero se pierde resolución en la señal. De manera similar, este hecho ocurre en el intervalo 0.844–1.00 de z .

Fue necesario el uso de un paquete de macros para ROOT orientados al ajuste y estudio de Charmonia producidos por dimuones provenientes de colisiones $PbPb$ o pp . El ajuste se lleva a cabo con el macro `fitter.C`, útil tanto para datos reales, con señal y ruido de fondo (ruido de fondo), como para datos de simulaciones de Monte Carlo; permite realizar un ajuste de la distribución de masa invariante inclusivo, es decir, combinando componentes prompt (inmediata) y nonprompt (no inmediata), o haciendo separación de ellas. Además, admite una variedad de funciones para realizar el ajuste de la señal (Gaussian, Double Gaussian, Crystal Ball, Double Crystal Ball, Gaussian and Crystal Ball) y del ruido de fondo (Polinomios de Chebychev, Exponential Chebychev, Exponential).

Para este caso en particular, se realizará un ajuste utilizando la componente nonprompt de la señal de masa invariante de la partícula J/ψ en colisiones protón-protón con datos provenientes de simulaciones de Monte Carlo, utilizando los modelos de Double Crystal Ball y Gaussian and Crystal Ball, por separado, que permitirá posteriormente hacer comparaciones entre estos. El hecho de que se use la componente nonprompt se debe a que en datos de Monte Carlo la separación entre prompt y nonprompt es más sencilla que con datos reales, y se observó que los datos se ajustan mejor cuando se utiliza únicamente esta. Sin embargo, el estudio en datos reales será inclusivo.

El archivo `fitter.C` requiere de entrada, conjuntamente con el set de datos, un archivo que le indique los siguientes parámetros iniciales: $y^{\mu^+\mu^-}$, $p_T^{\mu^+\mu^-}$, z , p_T^{jet} , y^{jet} (en el Cuadro 3.2.2 se muestran los valores de estas variables utilizados en todos los ajustes), así como el modelo de ajuste a utilizar y los parámetros específicos de este. Haciendo uso de herramientas de RooFit, el producto de este macro es un directorio que incluye el workspace (espacio de trabajo) con los resultados y gráficas, en formato png, pdf, y root, para cada ajuste.

$y^{\mu^+\mu^-}$	$p_T^{\mu^+\mu^-}$ (GeV/c)	y^{jet}	$N_{J/\psi}$	$m_{J/\psi}$ (GeV/ c^2)
0.0-2.4	6.5-100.0	0.0-2.0	Free	[3.09,3.06,3.1]

Cuadro 3.2.2: Valores de los parámetros iniciales generales. Nota: los números dentro de los corchetes indican [Valor inicial, Límite inferior, Límite superior]

Los resultados que se requieren del macro `results2tree.C`, el cual ordena los ajustes producidos en un solo tree (árbol) generando un archivo root llamado `tree_allvars.root`, que funciona como archivo de entrada para otros macros.

El análisis sobre los parámetros del ajuste (α , n , σ_1 , σ_2/σ_1 , y f) necesita del archivo `plotMCPars.C`, teniendo como archivo de entrada a `tree_allvars.root`. Produce gráficas en formato pdf y root de la evolución de dichos parámetros para los intervalos de z , en este caso, sin embargo, el macro está acondicionado también para realizar el estudio en intervalos de centralidad (para el caso de colisiones $PbPb$), $p_T^{\mu^+\mu^-}$, o $y^{\mu^+\mu^-}$.

El estudio realizado con estos tres archivos de código se lleva a cabo dejando libres todos los parámetros del ajuste. Basándose en las gráficas obtenidas de `plotMCPars.C`, se obtiene un valor de n a fijar y se reproduce el procedimiento. Finalmente, de igual manera en base a las gráficas, se fija el valor de α y se repite el proceso.

Los valores de α y n obtenidos, para las dos formas de ajuste (DCB y GCB), en cada rango de p_T^{jet} , serán útiles al realizar los ajustes con datos reales en la Sección 3.4.

3.2.1. Ajuste con parámetros libres

Se ejecuta el código `fitter.C` realizando un ajuste de masa invariante para la componente nonprompt de J/ψ en colisiones pp , dejando libres los parámetros del ajuste como se muestra en el Cuadro 3.2.3, para los rangos de p_T^{jet} mostrados en el Cuadro 3.2.1 y los intervalos de z de la expresión 3.1.2, así como su rango integrado 0.220–1.000, empleando las funciones Double Crystal Ball y Gaussian and Crystal Ball.

σ_1 (GeV/ c^2)	σ_2/σ_1	α	n	f
[0.02, 0.01,0.03]	[1.89, 1.0,3.0]	Free	Free	[0.85,0.0,1.0]

Cuadro 3.2.3: Parámetros del ajuste libres (σ_1 , σ_2/σ_1 y f se encuentran libres dentro de un rango). Nota: los números dentro de los corchetes indican [Valor inicial, Límite inferior, Límite superior]

Ejemplos de los ajustes generados, para distintos valores de z y rango de p_T^{jet} se pueden observar en las Figuras 3.2.1 y 3.2.2, para ajustes con Double Crystal Ball y Gaussian and Crystal Ball, respectivamente. La línea vertical punteada que se observa en estas gráficas es el rango hasta donde llega el ajuste, es decir, los datos a la derecha de esta no son ajustados.

El cuadro inferior a la gráfica presenta la distribución del pull, el cual puede indicar si existen sesgos o errores, y se define como [46]:

$$g = \frac{x - \mu}{\sigma} \tag{3.2.1}$$

siendo x una variable aleatoria generada con una distribución Gaussiana de media μ y desviación estándar σ .

Como se observa de la ecuación, el pull se distribuye como una distribución Normal estándar, con media igual a cero y desviación estándar igual a uno.

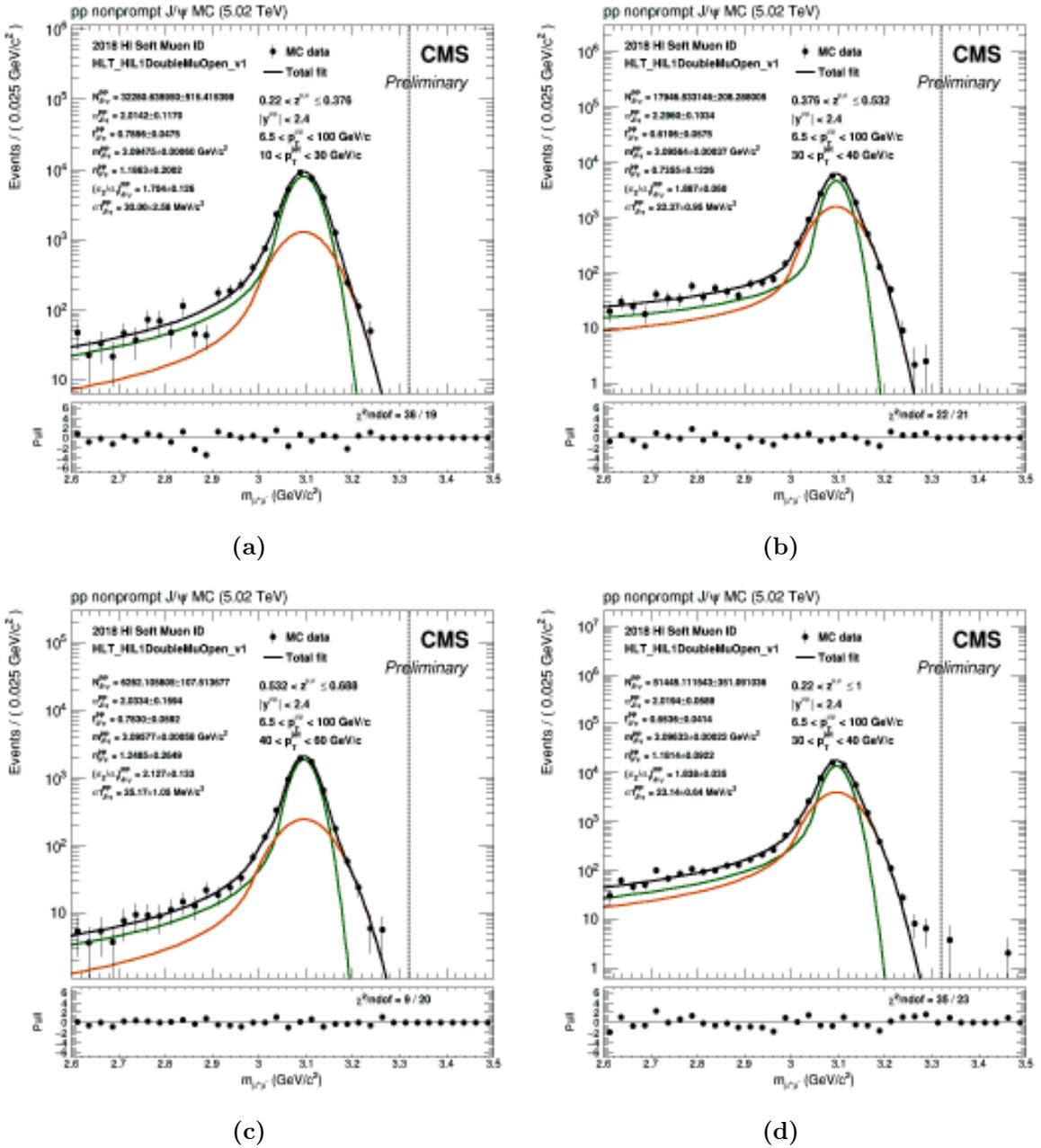


Figura 3.2.1: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo, generados para parámetros del ajuste libres usando Double Crystal Ball. (a) $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c y $0.220 < z \leq 0.376$. (b) $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c y $0.376 < z \leq 0.532$. (c) $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c y $0.532 < z \leq 0.688$. (d) $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c y $0.220 < z \leq 1.00$ (ajuste integrado).

3.2. Ajuste de señal de J/ψ con datos de Monte Carlo y estudio de parámetros del ajuste

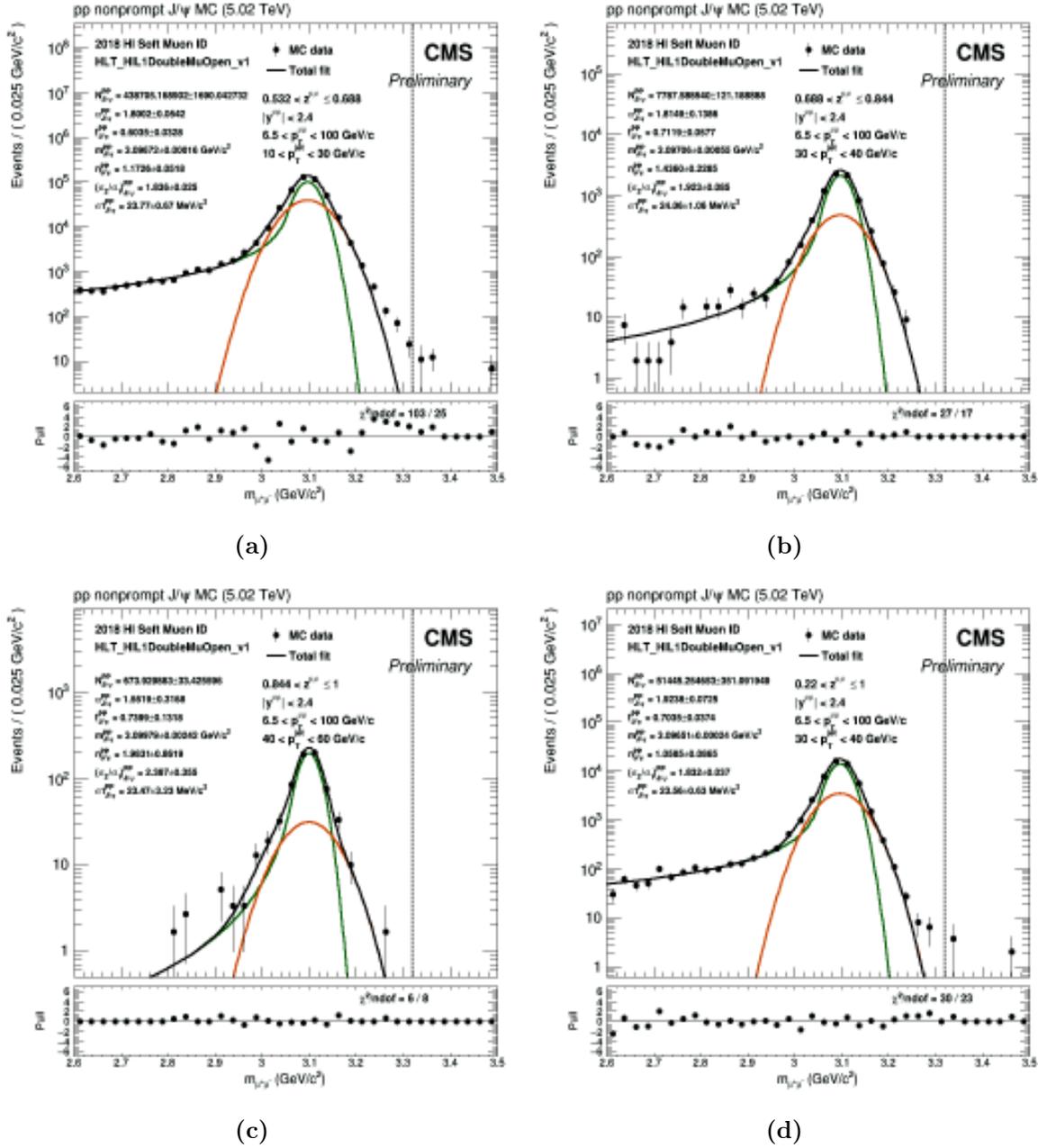


Figura 3.2.2: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo, generados para parámetros del ajuste libres usando Gaussian and Crystal Ball. (a) $10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$ y $0.532 < z \leq 0.688$. (b) $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$ y $0.688 < z \leq 0.844$. (c) $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$ y $0.844 < z \leq 1.000$. (d) $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$ y $0.220 < z \leq 1.000$ (ajuste integrado).

Pasando estos resultados por el macro `results2tree.C` se produce el archivo que se ingresa al código `plotMCPars.C`, generando las gráficas de la evolución de los parámetros del ajuste en función de z , así como su promedio y su promedio ponderado. En la Figura 3.2.3 se encuentran las gráficas de α , f , σ_2/σ_1 , y σ_1 , para el caso de DCB en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c. Todas las gráficas del estudio de parámetros del ajuste, dejándolos libres, se encuentran en el Apéndice A.1.

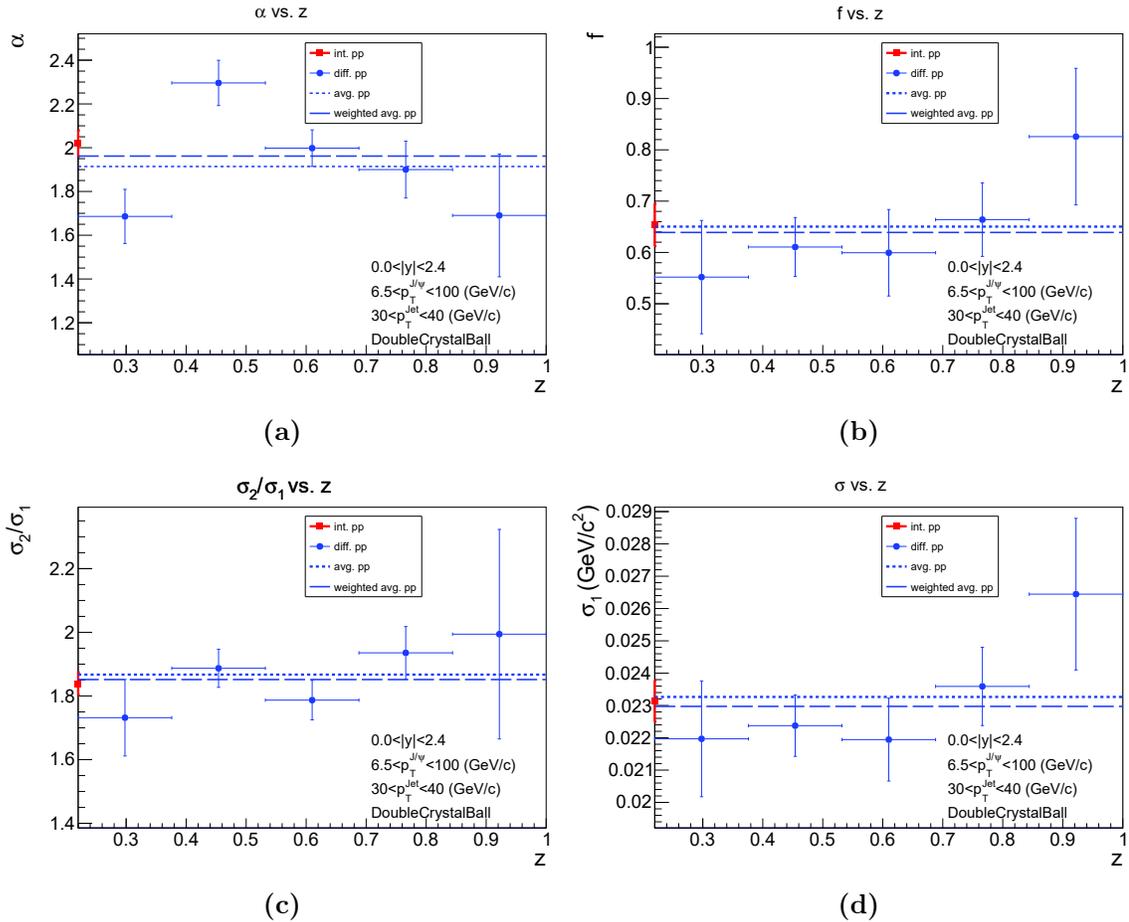


Figura 3.2.3: Evolución de (a) α , (b) f , (c) σ_2/σ_1 , y (d) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para parámetros del ajuste libres, usando Double Crystal Ball en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.

Para encontrar el valor al cual fijar n , se hace uso del análisis brindado a través de las gráficas de la evolución de este parámetro en z , contenidas en la Figura 3.2.4. Haciendo revisión de estas se observa que, el promedio ponderado de n en los cinco intervalos de z se encuentra dentro de la incertidumbre de n del rango integrado (int. pp). Por lo tanto, n se fija a su valor en $0.220 < z < 1.000$, es decir

al integrado. Estos resultados se resumen en el Cuadro 3.2.4

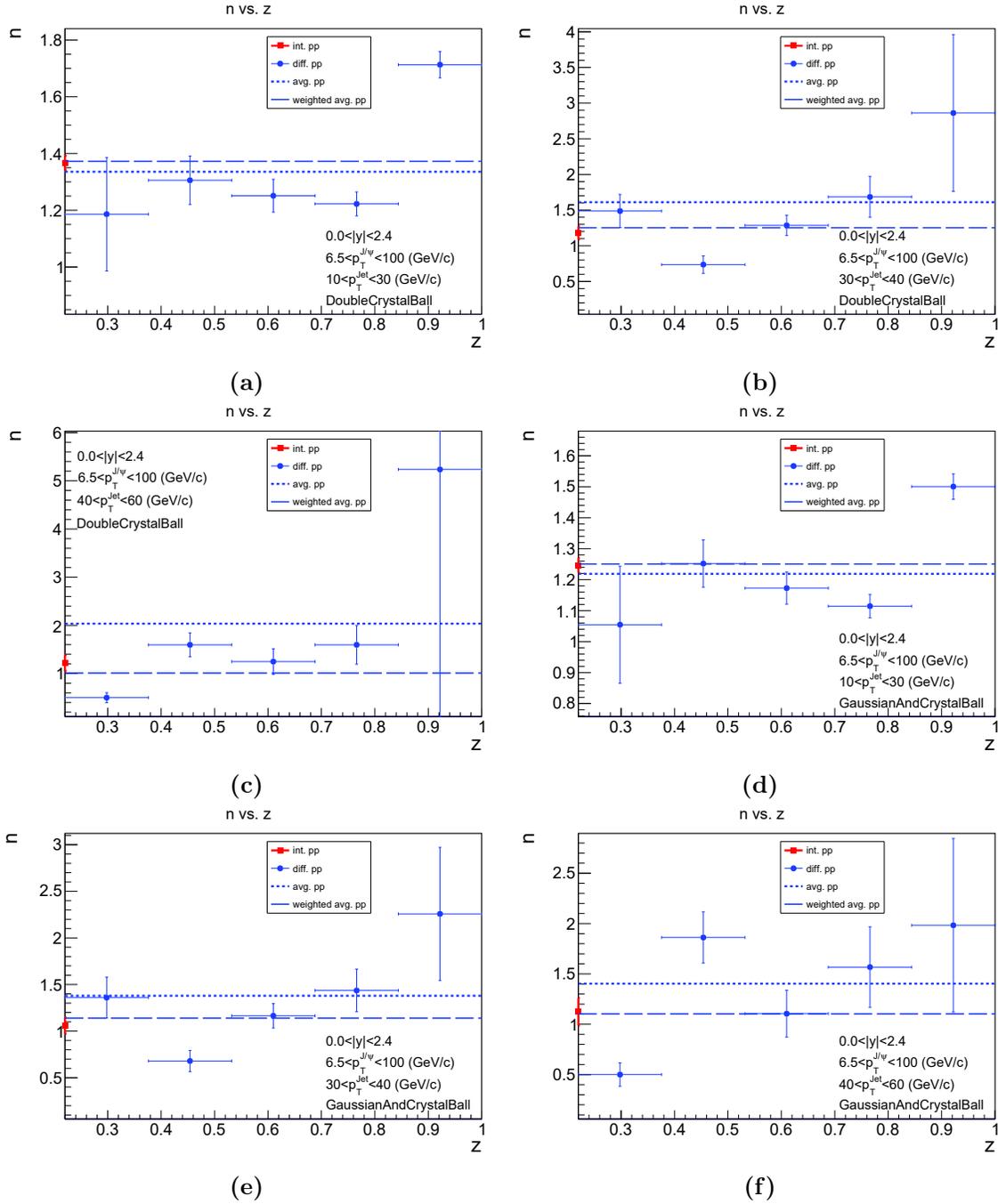


Figura 3.2.4: Evolución de n en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para parámetros del ajuste libres. **(a)** DCB, $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c. **(b)** DCB, $30 < p_T^{jet} < 40$. **(c)** DCB, $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c. **(d)** GCB, $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c. **(e)** GCB, $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c. **(f)** GCB, $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.

Analizando el inciso (c) de la Figura 3.2.4, se observa una barra de error mayor al 100 % para n en el último intervalo de z de 0.844–1.000, esto se debe a que, como se mencionó anteriormente, en el último intervalo de z y a rangos de p_T^{jet} mayores la estadística comienza a no ser tan confiable, pues se tiene menor cantidad de datos para la señal. Sin embargo, debido a que se está calculando el promedio ponderado, el cual toma en cuenta el error de los datos y mientras mayor sea este, menor es su peso en el promedio, este valor no es afectado por esta anomalía. Lo mismo ocurre en los incisos (b), (e) y (f) e incluso en el inciso (c) de la Figura 3.2.3, aunque estos errores son menores al 100 %.

		p_T^{jet}		
		10–30 GeV/c	30–40 GeV/c	40–60 GeV/c
DCB	n	1.3669	1.1814	1.2182
GCB	n	1.2465	1.0585	1.1239

Cuadro 3.2.4: Valores de n a fijar en los ajustes.

3.2.2. Ajuste con n fija

De igual manera que en la Sección 3.2.1, se ejecuta el código `fitter.C` realizando un ajuste de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , utilizando los parámetros presentados en el Cuadro 3.2.3, pero en esta ocasión se fija el valor de n a los resultados obtenidos en la sección anterior resumidos en el Cuadro 3.2.4.

Ejemplos de los ajustes generados, para distintos valores de z y rango de p_T^{jet} se pueden observar en las Figuras 3.2.5 y 3.2.6, para ajustes con Double Crystal Ball y Gaussian and Crystal Ball, respectivamente.

3.2. Ajuste de señal de J/ψ con datos de Monte Carlo y estudio de parámetros del ajuste

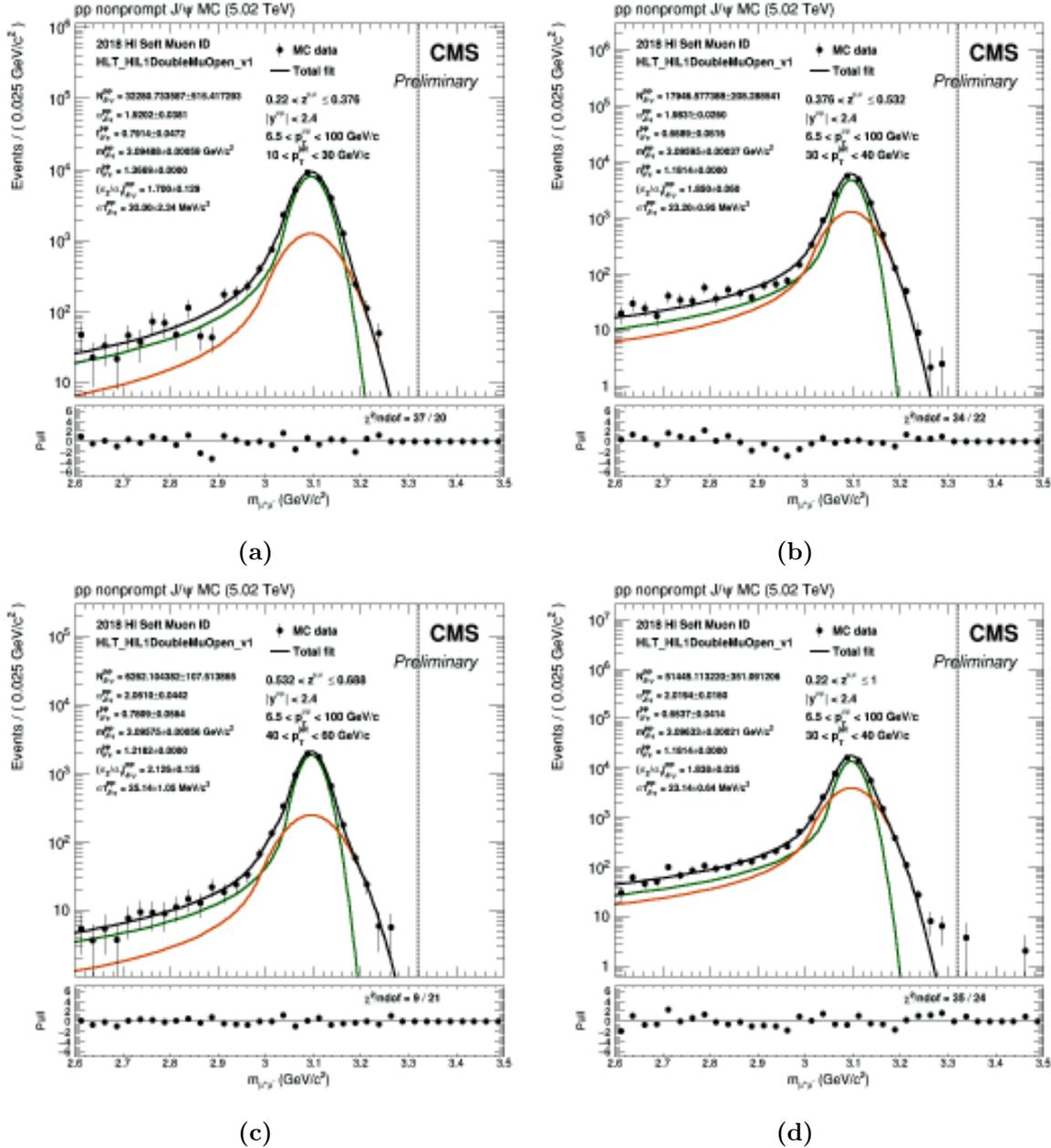


Figura 3.2.5: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo, generados con n fija, usando Double Crystal Ball. (a) $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c y $0.220 < z \leq 0.376$. (b) $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c y $0.376 < z \leq 0.532$. (c) $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c y $0.532 < z \leq 0.688$. (d) $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c y $0.220 < z \leq 1.00$ (ajuste integrado).

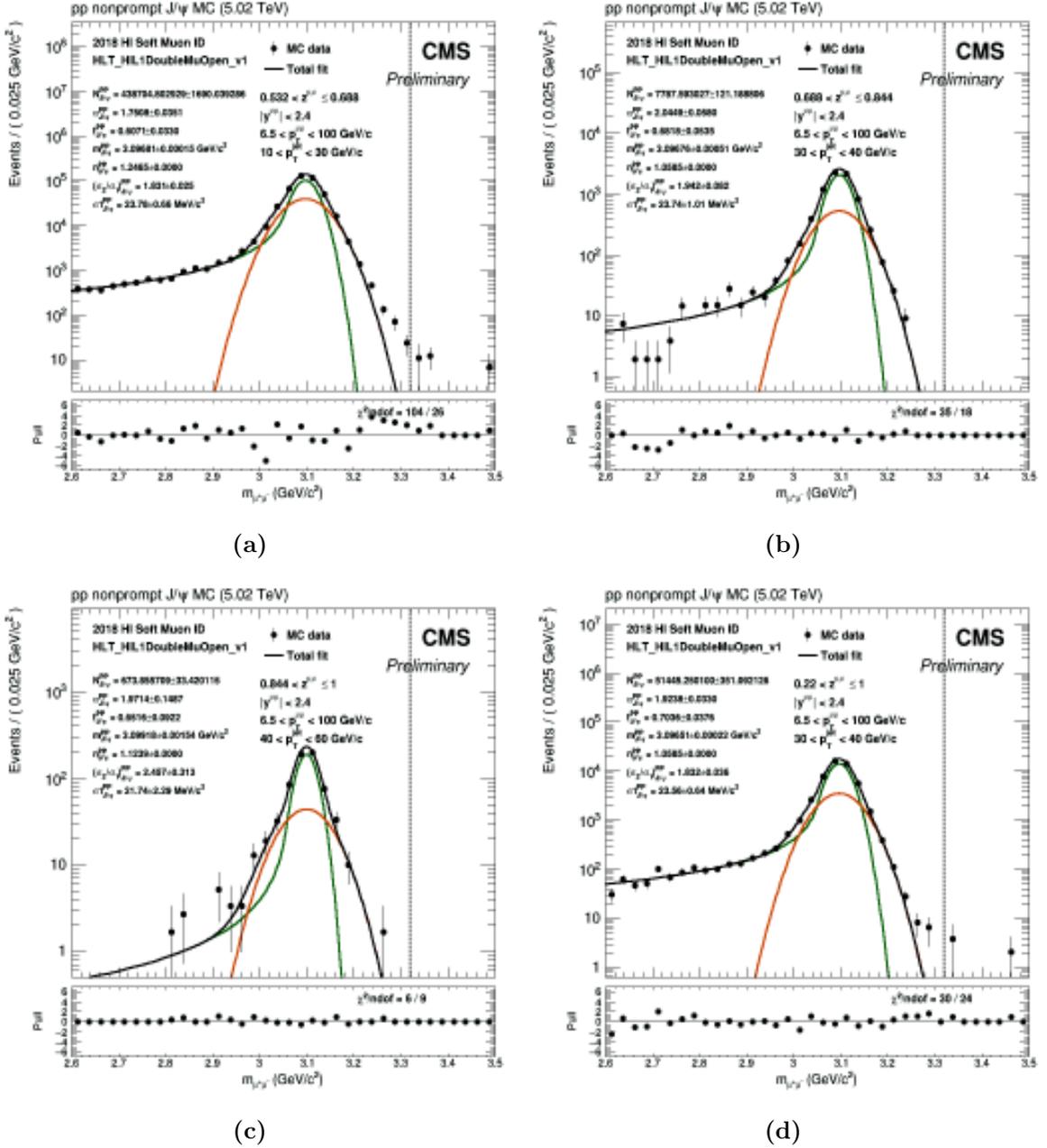


Figura 3.2.6: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo, generados con n fija, usando Gaussian and Crystal Ball. (a) $10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$ y $0.532 < z \leq 0.688$. (b) $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$ y $0.688 < z \leq 0.844$. (c) $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$ y $0.844 < z \leq 1.000$. (d) $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$ y $0.220 < z \leq 1.000$ (ajuste integrado).

Después de obtener el tree (árbol) con los resultados se ingresa al código `plotMCPars.C`, generando las gráficas de la evolución de los parámetros del ajuste en función de z , así como su promedio y su promedio ponderado (weighted). En la Figura 3.2.7 se encuentran las gráficas de n , f , σ_2/σ_1 , y σ_1 , para el caso de DCB en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c. Todas las gráficas del estudio de parámetros del ajuste con n fija se encuentran en el Apéndice A.2.

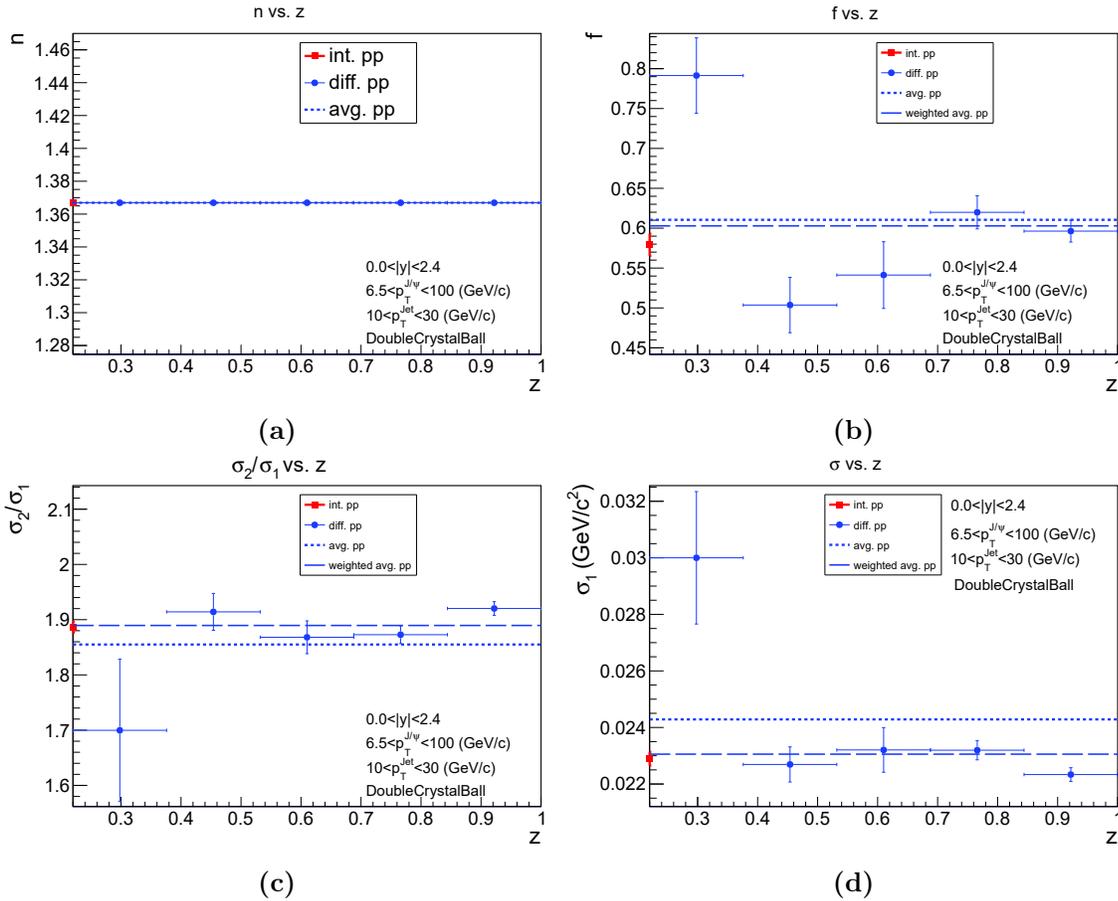


Figura 3.2.7: Evolución de (a) n , (b) f , (c) σ_2/σ_1 , y (d) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para el valor n fijado, usando Double Crystal Ball en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.

Llevando a cabo el mismo tratamiento que se realizó para encontrar el valor al cual fijar n , en α , se utilizan las gráficas de la evolución de este parámetro en z , contenidas en la Figura 3.2.8. Se puede observar que, el promedio ponderado de α a lo largo de z se encuentra muy cercano, o dentro de la incertidumbre del valor de α en el rango integrado (int. pp). Por lo tanto, α se fija a su valor en

$0.220 < z < 1.000$. Estos resultados se resumen en el Cuadro 3.2.5

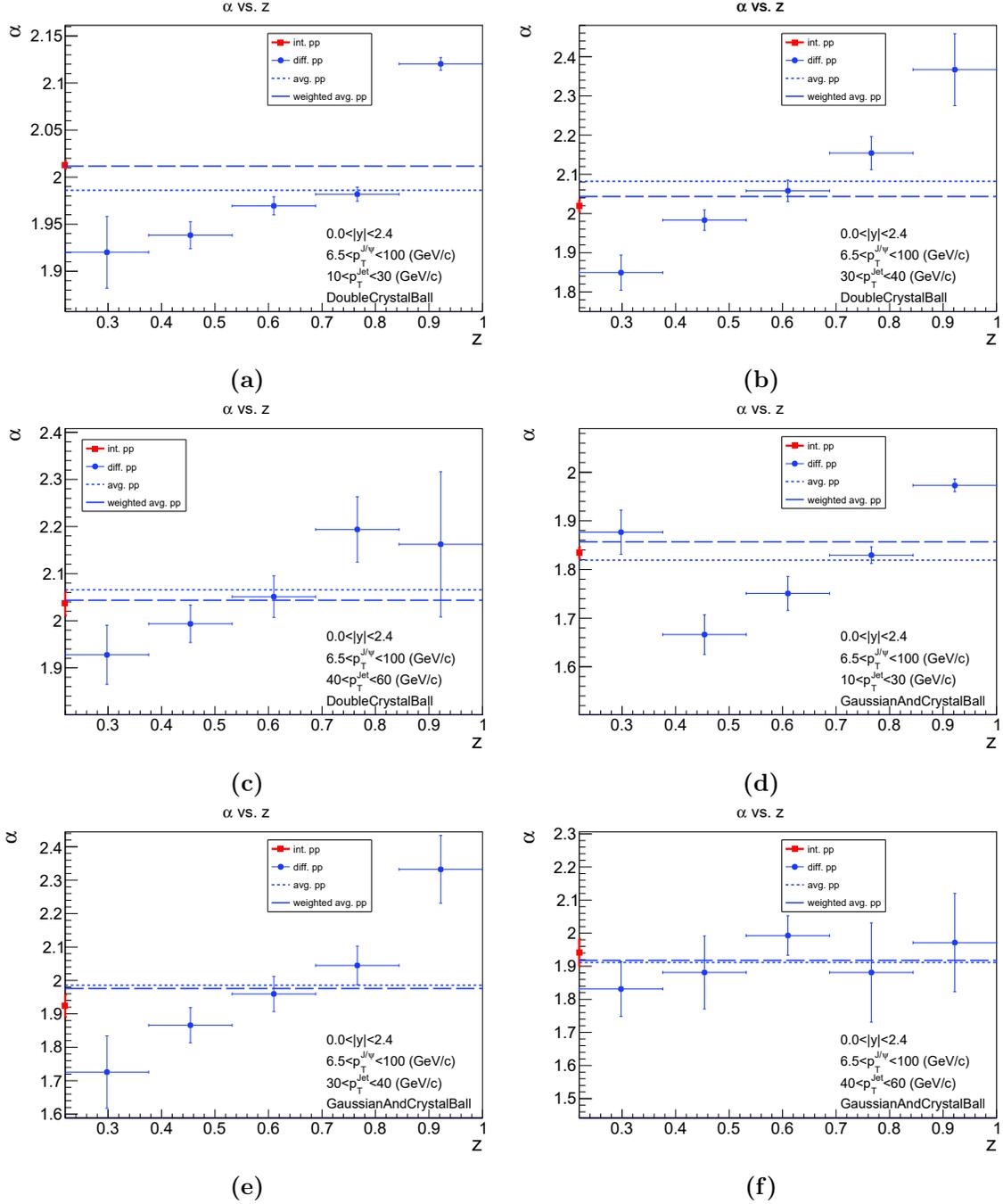


Figura 3.2.8: Evolución de α en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para n fija. (a) DCB, $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c. (b) DCB, $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c. (c) DCB, $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c. (d) GCB, $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c. (e) GCB, $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c. (f) GCB, $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.

Similar a lo mencionado en la sección anterior cuando se fijó el valor de n , en el inciso (c), encontramos que en el intervalo 0.844–1.000 de z , las barras de error para α son más grandes, no obstante, al estar utilizando y comparando con un promedio ponderado, el aporte de estos puntos es mínimo y no afectan el resultado, que es muy cercano al valor integrado de α .

		p_T^{jet}		
		10–30 GeV/c	30–40 GeV/c	40–60 GeV/c
DCB	α	2.0131	2.0194	2.0364
GCB	α	1.8345	1.9238	1.9411

Cuadro 3.2.5: Valores de α a fijar en los ajustes

3.2.3. Ajuste con n y α fijas

Repitiendo el proceso anterior para el ajuste con n fija, se ejecuta el código `fitter.C` para un ajuste de masa invariante en la componente nonprompt de J/ψ en colisiones pp , utilizando los parámetros presentados en el Cuadro 3.2.3, fijando n y α a los valores presentados en los Cuadros 3.2.4 y 3.2.5, respectivamente.

Ejemplos de los ajustes generados, para distintos valores de z y rango de p_T^{jet} se pueden observar en las Figuras 3.2.9 y 3.2.10, para ajustes con Double Crystal Ball y Gaussian and Crystal Ball, respectivamente.

Usando el archivo `root`, que incluye los resultados de los ajustes, como archivo de entrada para el macro `plotMCPars.C`, se generan las gráficas de la evolución de los parámetros del ajuste en función de z . La Figura 3.2.11 contiene las gráficas para el caso de GCB en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c. Las gráficas de este estudio se encuentran en el Apéndice A.3.

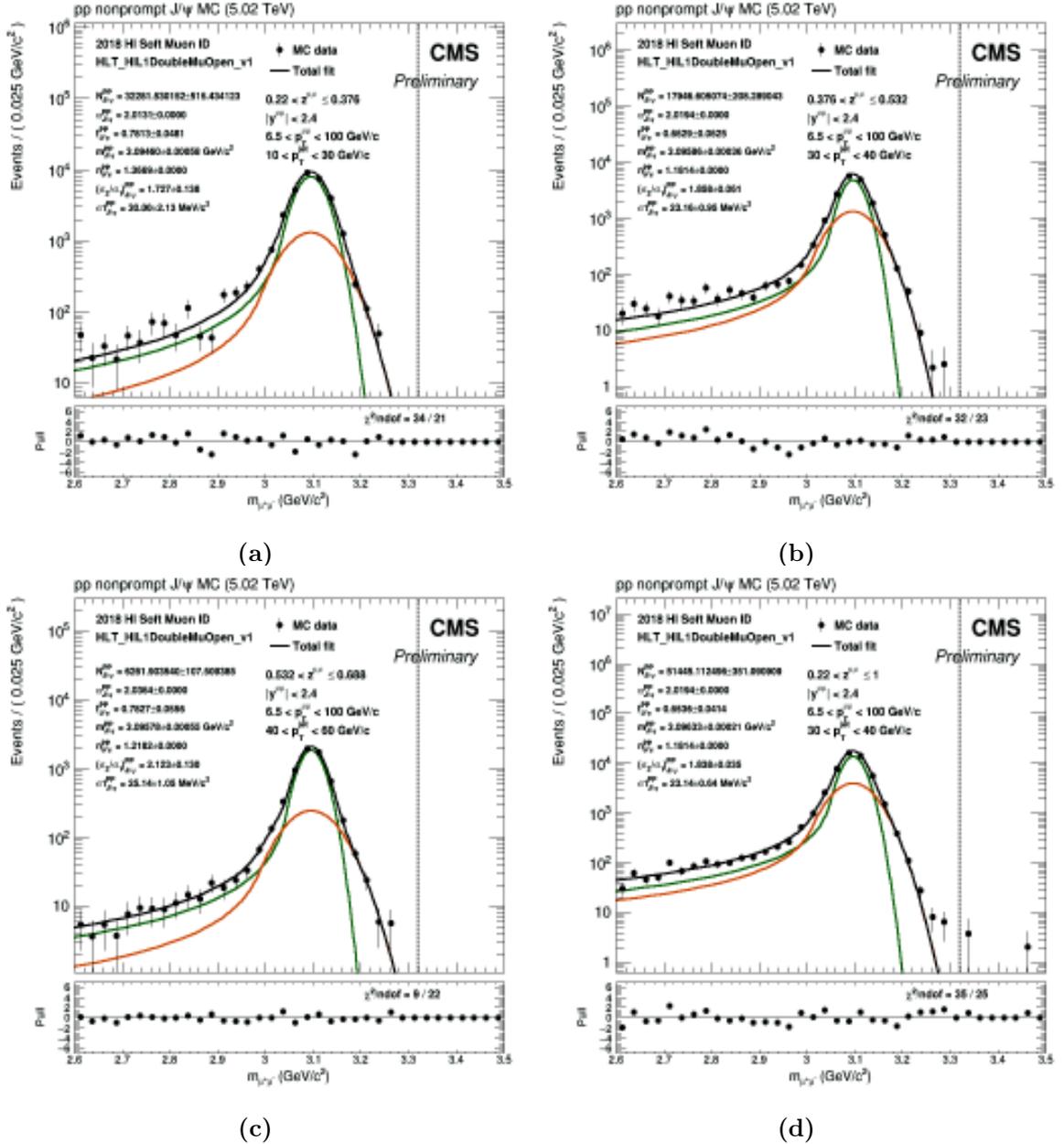


Figura 3.2.9: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo, generados con n y α fijas, usando Double Crystal Ball. (a) $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c y $0.220 < z \leq 0.376$. (b) $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c y $0.376 < z \leq 0.532$. (c) $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c y $0.532 < z \leq 0.688$. (d) $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c y $0.220 < z \leq 1.00$ (ajuste integrado).

3.2. Ajuste de señal de J/ψ con datos de Monte Carlo y estudio de parámetros del ajuste

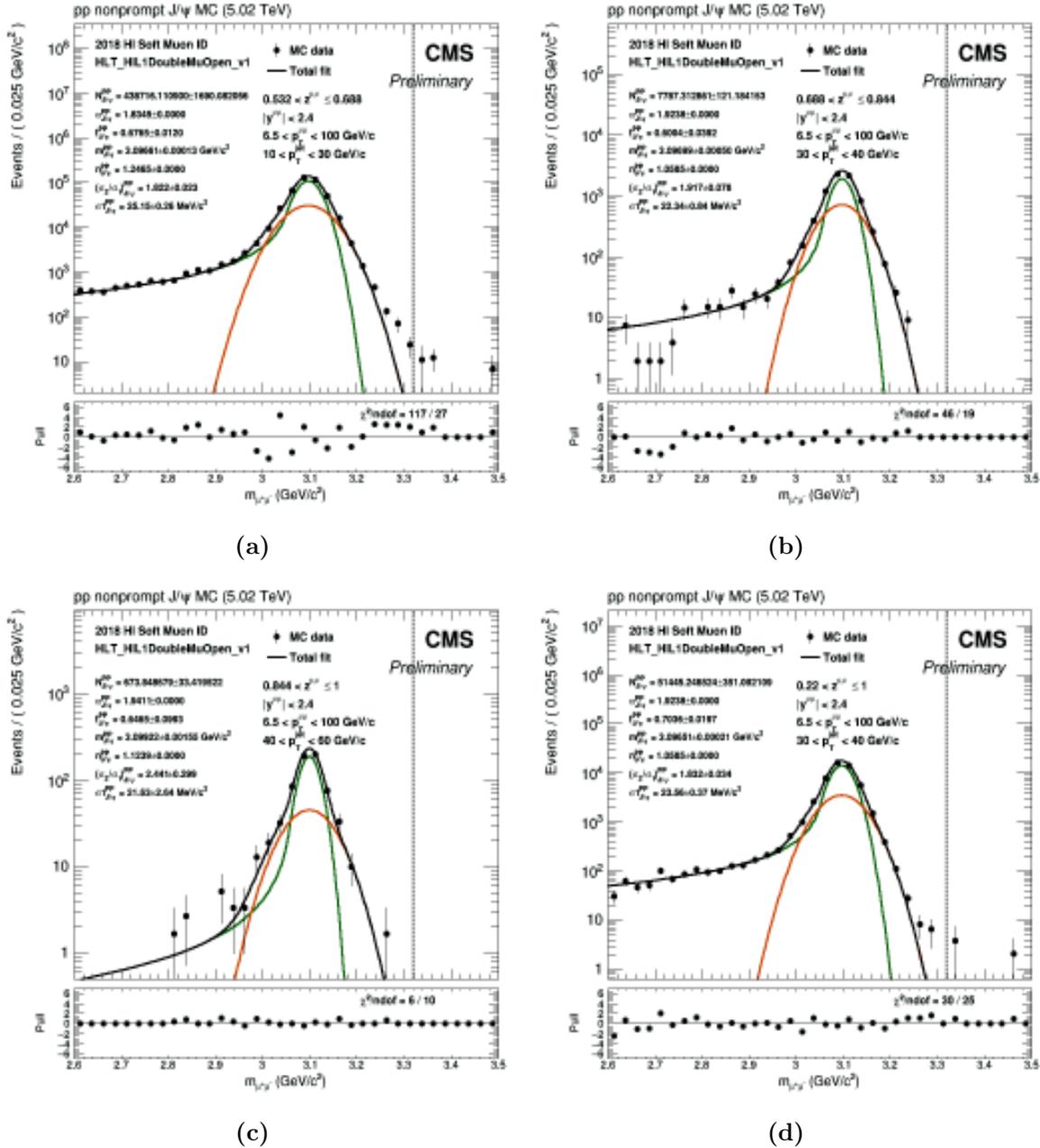


Figura 3.2.10: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo, generados con n y α fijas, usando Gaussian and Crystal Ball. (a) $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c y $0.532 < z \leq 0.688$. (b) $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c y $0.688 < z \leq 0.844$. (c) $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c y $0.844 < z \leq 1.000$. (d) $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c y $0.220 < z \leq 1.000$ (ajuste integrado).

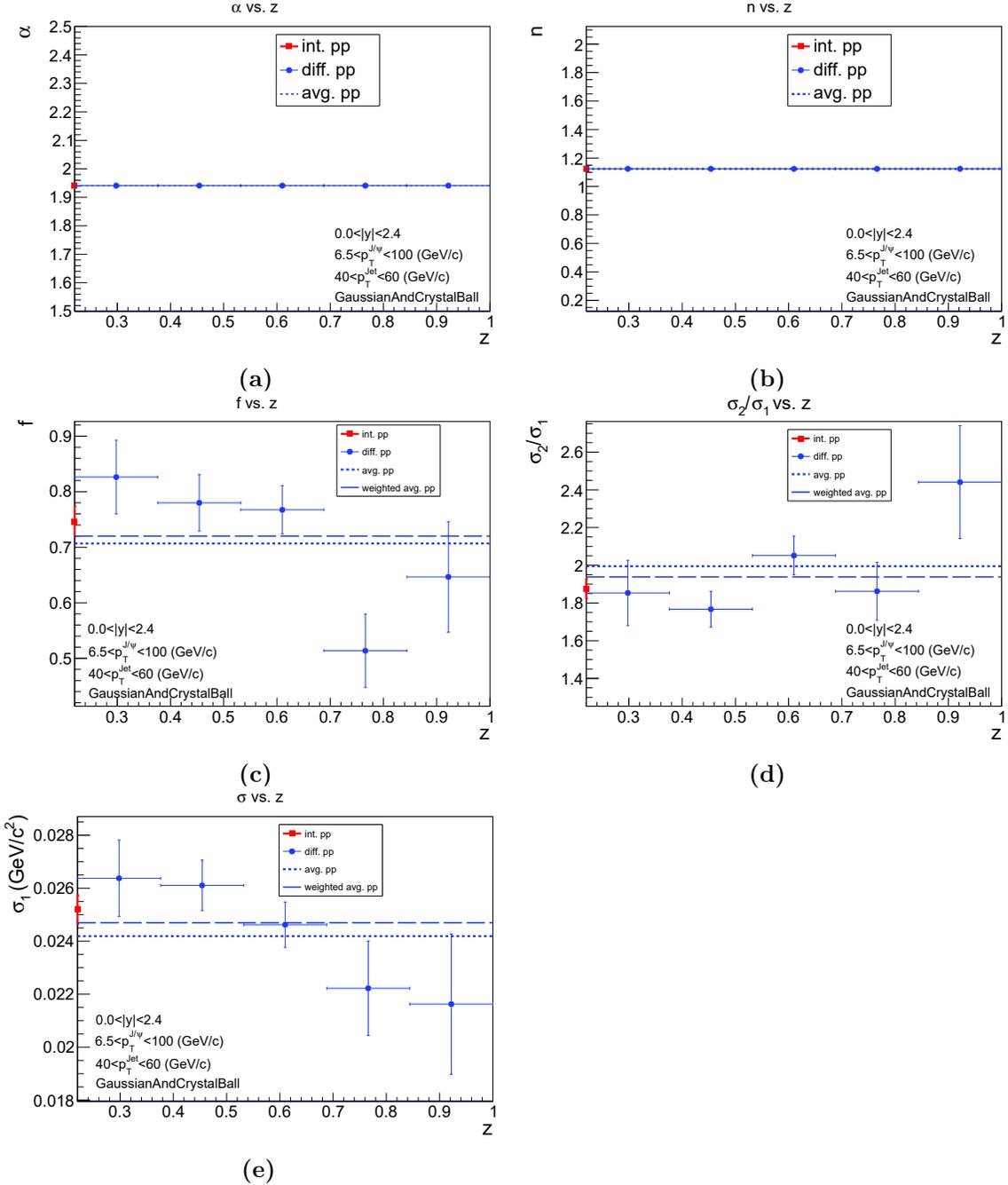


Figura 3.2.11: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para valores de n y α fijos, usando Gaussian and Crystal Ball en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.

Resumiendo los resultados obtenidos en el análisis de los valores de n y α , presentes en los Cuadros 3.2.4 y 3.2.5, respectivamente, se introduce el Cuadro 3.2.6. Estas cantidades se utilizarán en el estudio en datos reales.

		p_T^{jet}		
		10–30 GeV/c	30–40 GeV/c	40–60 GeV/c
DCB	n	1.3669	1.1814	1.2182
	α	2.0131	2.0194	2.0364
GCB	n	1.2465	1.0585	1.1239
	α	1.8345	1.9238	1.9411

Cuadro 3.2.6: Valores de n y α a fijar en los ajustes

3.3. Estudio del background (ruido de fondo) para ajuste con datos reales

En el diagrama de flujo de la Figura 3.1.3 se indica que lo siguiente en la metodología es realizar el estudio para encontrar la función que mejor se ajusta al background (ruido de fondo).

Para realizar este análisis se hace uso del macro `printLLRStudy.C`, el cual, mediante una prueba llevada a cabo con el método de Log Likelihood Ratio (razón de funciones de verosimilitud logarítmicas), expuesto en la Sección 3.3.2, escoge la función que mejor se le ajusta a los datos. Como archivo de entrada para este, haciendo uso de `fitter.C`, se deben realizar ajustes inclusivos de masa invariante de J/ψ en colisiones protón-protón a 5.02 TeV con datos reales del experimento CMS en el LHC, utilizando el modelo de Double Crystal Ball para la señal y polinomios de Chebychev, de orden 0 a 4, para el ruido de fondo.

La información de entrada para `fitter.C`, para este caso donde trabaja con datos reales, es, además del dataset (set de datos), el archivo que incluye los parámetros iniciales de la señal (obtenidos de los Cuadros 3.2.2, 3.2.3 y 3.2.6, únicamente con Double Crystal Ball), en conjunto con un archivo que indique los parámetros iniciales para el ruido de fondo. Estos son extraídos también del Cuadro 3.2.2, sin embargo, al estar trabajando con polinomios de Chebychev para el ajuste, los parámetros del ajuste son los N coeficientes λ_N , con $0 \leq N \leq 4$, que se dejarán libres como se observa en el Cuadro 3.3.1.

λ_1	λ_2	λ_3	λ_4
[0.0, -2.0 , 2.0]	[0.0, -2.0 , 2.0]	[0.0, -2.0 , 2.0]	[0.0, -2.0 , 2.0]

Cuadro 3.3.1: Parámetros del ajuste para el ruido de fondo con polinomios de Chebychev. Nota: los números dentro de los corchetes indican [Valor inicial, Límite inferior, Límite superior].

Después de realizado el ajuste en cada intervalo de z , según marca el diagrama de flujo de la Figura 3.1.3, los resultados son compactados en un solo tree (árbol) para cada rango de p_T^{jet} , cada uno incluyendo los cinco tipos de ajuste para el ruido de fondo: Uniform (Chebychev orden 0), Chebychev1, Chebychev2, Chebychev3 y Chebychev4. El macro `printLLRstudy.C` es alimentado con estos trees y, utilizando herramientas de RooFit para aplicar el método de LLR, escoge la función que mejor se ajusta a los datos del ruido de fondo.

Los resultados obtenidos de este estudio se resumen en el Cuadro 3.3.2 y son independientes del ajuste que se utilice para la señal.

z bin	p_T^{jet}		
	10–30 GeV/c	30–40 GeV/c	40–60 GeV/c
0.220–0.376	Chebychev4	Chebychev2	Chebychev1
0.376–0.532	Chebychev4	Chebychev2	Chebychev2
0.532–0.688	Chebychev4	Chebychev2	Chebychev2
0.688–0.844	Chebychev4	Chebychev1	Chebychev1
0.844–1.000	Chebychev4	Chebychev1	Chebychev1
0.220–1.000	Chebychev4	Chebychev2	Chebychev2

Cuadro 3.3.2: Resultados del estudio de Log Likelihood Ratio para el ruido de fondo

Se puede observar que para $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c el orden de los polinomios en todos los z bin (intervalos) es grande, este resultado matemáticamente es correcto, debido a que a p_T^{jet} menores el ruido de fondo es mayor, pero no físicamente, pues al aumentar el número de parámetros también aumentan los errores sistemáticos asociados, este caso en específico se estudia en la Sección 3.3.1.

3.3.1. Estudio del background en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c

Como se mencionó, a p_T^{jet} menores el ruido de fondo es más grande, es decir, hay más datos, por lo tanto el código en `printLLRstudy.C` tiene mayor información

para comparar con los ajustes y escoge el que tiene más parámetros. Sin embargo, estos ajustes no son físicamente útiles, además de que se cuentan con más errores sistemáticos, en la Figura 3.3.1 se observa que, poniendo de ejemplo el intervalo de z 0.220–0.376 y el integrado, los parámetros del ajuste de señal y ruido de fondo que no están fijos (f , σ_2/σ_1 , σ_1 , λ_1 , λ_2 , λ_3 , y λ_4) y la producción $N_{J/\psi}$ tienen márgenes de error muy grandes.

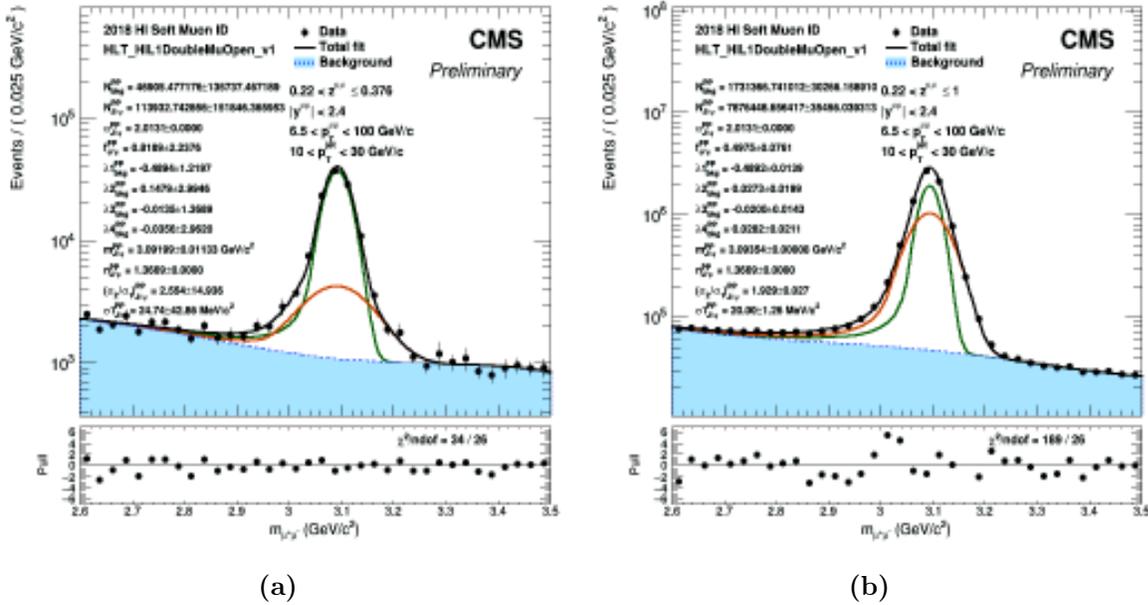


Figura 3.3.1: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos reales, usando Double Crystal Ball para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev de orden 4 para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c. (a) $0.220 < z < 0.376$. (b) $0.220 < z < 1.000$.

Para evitar esto, se fija otro parámetro del ajuste de la señal, siguiendo el mismo método aplicado cuando se fijaron α y n , y se repite el estudio. Se realiza el análisis para cada parámetro nuevo fijo, es decir, uno para f , otro para σ_1 y un último para σ_2/σ_1 . El análisis se hace con Double Crystal Ball. Los valores de los parámetros fueron:

$$f = 0.5792, \quad \sigma_1 = 22.89 \text{ MeV}/c^2, \quad \sigma_2/\sigma_1 = 1.886$$

Los resultados obtenidos con `printLLRStudy.C` se muestran en el Cuadro 3.3.3

z bin	p_T^{jet}		
	f fija	σ_1 fija	σ_2/σ_1 fija
0.220–0.376	Chebychev4	Chebychev3	Chebychev4
0.376–0.532	Chebychev4	Chebychev4	Chebychev4
0.532–0.688	Chebychev4	Chebychev3	Chebychev4
0.688–0.844	Chebychev4	Chebychev2	Chebychev4
0.844–1.000	Chebychev3	Chebychev4	Chebychev4
0.220–1.000	Chebychev4	Chebychev3	Chebychev4

Cuadro 3.3.3: Resultados del estudio de Log Likelihood Ratio para el ruido de fondo fijando un nuevo parámetro del ajuste de la señal.

No obstante, aunque el grado de los polinomios se redujo cuando se fijó σ_1 , el problema que se tenía anteriormente permanece, las barras de error en los parámetros aún son bastante grandes, como se observa en la Figura 3.3.2.

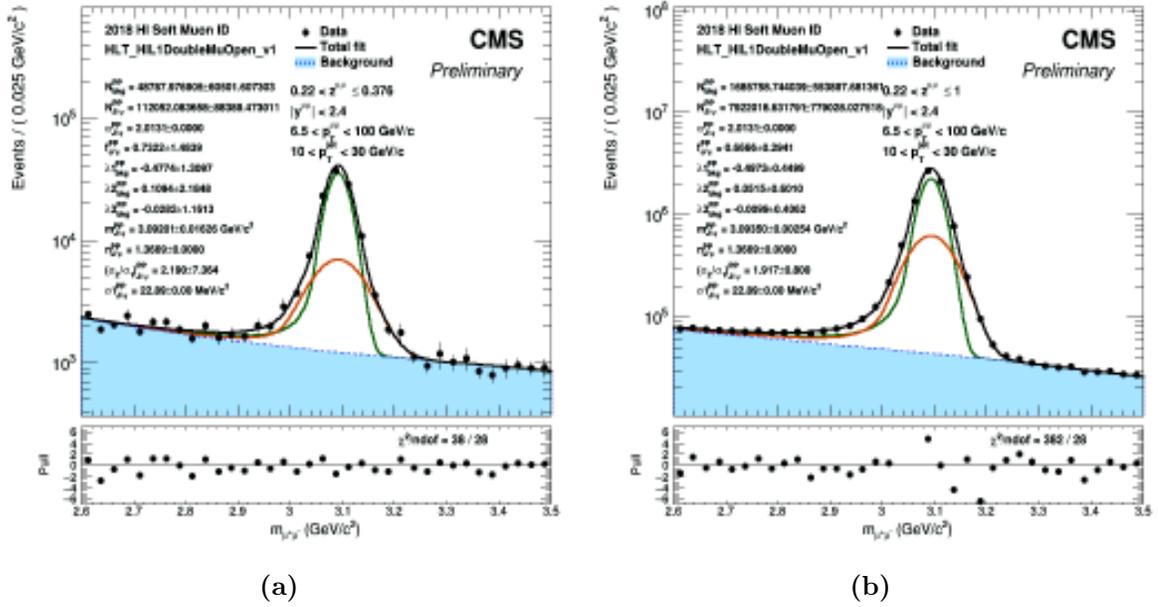


Figura 3.3.2: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos reales, usando Double Crystal Ball para la señal con n , α y σ_1 fijas, y Polinomios de Chebychev de orden 3 para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c. (a) $0.220 < z < 0.376$. (b) $0.220 < z < 1.000$.

Observando las gráficas de ajustes para f y σ_2/σ_1 fijas, a pesar de que el resultado fue polinomios de Chebychev de orden mayor, las barras de error en los parámetros no presentan esta anomalía, como se aprecia en las Figuras 3.3.3 y 3.3.4.

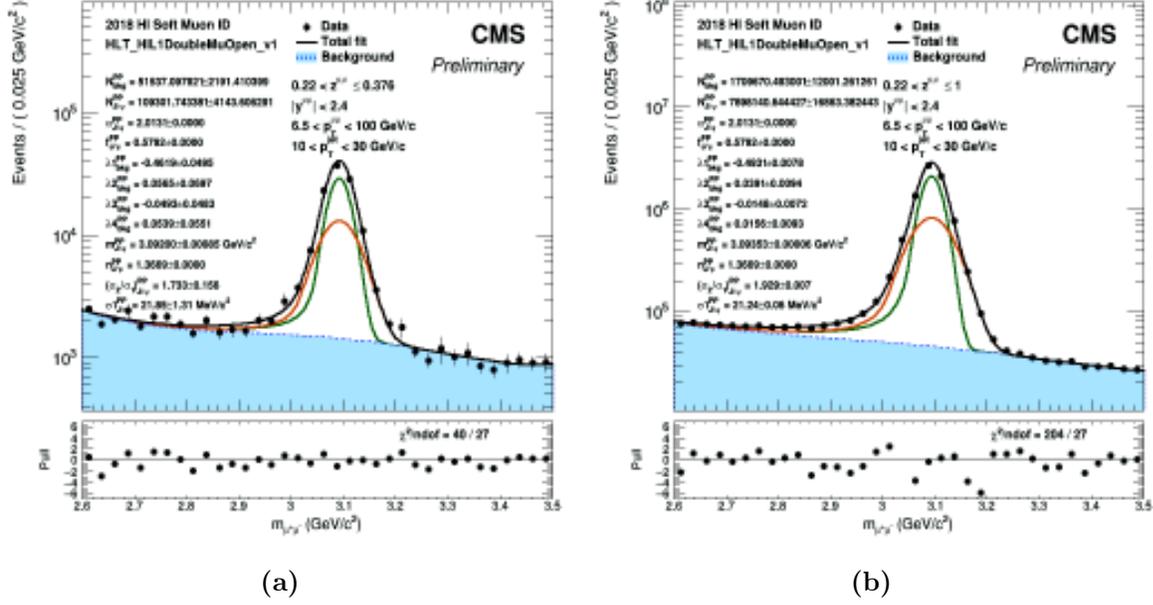


Figura 3.3.3: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos reales, usando Double Crystal Ball para la señal con n , α y f fijas, y Polinomios de Chebychev de orden 4 para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c. (a) $0.220 < z < 0.376$. (b) $0.220 < z < 1.000$.

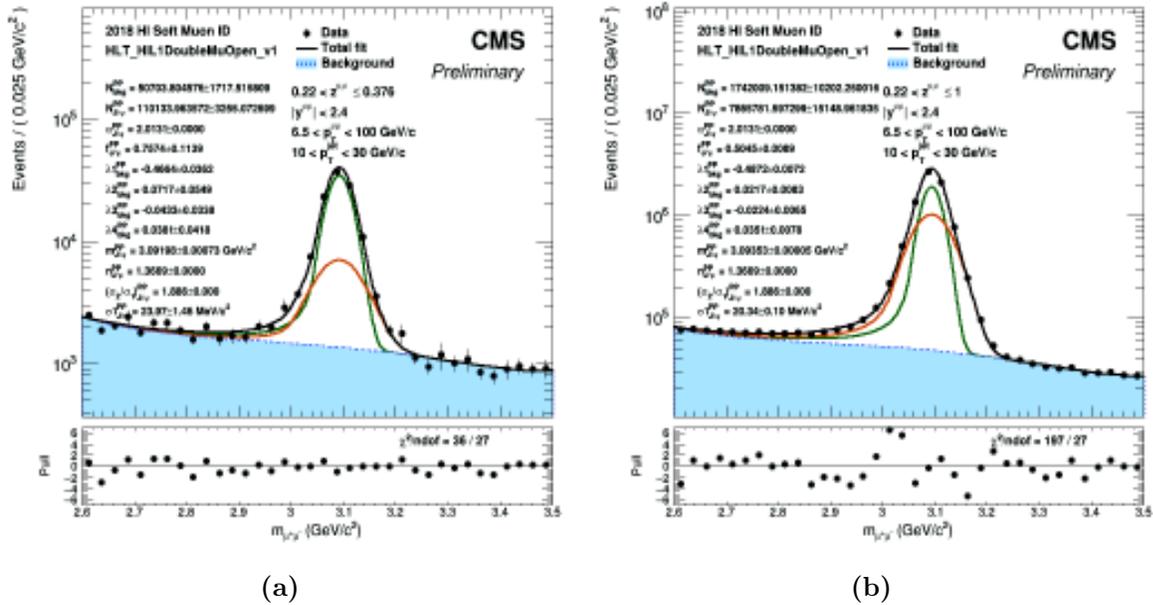


Figura 3.3.4: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp , con datos reales, usando Double Crystal Ball para la señal con n , α y σ_2/σ_1 fijas, y Polinomios de Chebychev de orden 4 para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c. (a) $0.220 < z < 0.376$. (b) $0.220 < z < 1.000$.

Finalmente, se optó por fijar el parámetro σ_2/σ_1 , que no genera márgenes de error significativos en los parámetros al realizar el ajuste. Examinando las gráficas para los cinco tipos de ajuste de ruido de fondo en todos los intervalos de z , se determinó manualmente el orden del polinomio de Chebychev a utilizar en cada intervalo para este rango de p_T^{jet} . El orden del polinomio se eligió haciendo uso de los valores de χ^2 presentes en cada gráfica y, comparándolos con la distribución de χ^2 , se escogió el ajuste más probable. Los resultados de este análisis se presentan en el Cuadro 3.3.4.

	p_T^{jet}
z bin	10–30 GeV/c (σ_2/σ_1 fija)
0.220–0.376	Chebychev2
0.376–0.532	Chebychev4
0.532–0.688	Chebychev2
0.688–0.844	Chebychev1
0.844–1.000	Chebychev3
0.220–1.000	Chebychev4

Cuadro 3.3.4: Resultados del estudio del ajuste más óptimo para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.

Los valores de σ_2/σ_1 a fijar son:

$$\text{DCB: } \sigma_2/\sigma_1 = 1.886, \quad \text{GCB: } \sigma_2/\sigma_1 = 1.856$$

3.3.2. Estudio con Log Likelihood Ratio

Una función de likelihood (verosimilitud) es una función que mide la bondad del ajuste (goodness of fit), la cual describe que tan bien se ajusta un modelo con los datos. Esta función depende de los parámetros del modelo y en su máximo se tiene la mayor bondad de ajuste, por lo tanto se busca encontrar el conjunto de parámetros que maximicen la función.

La función de negative log-likelihood (función de verosimilitud logarítmica negativa), como su nombre lo indica, es el logaritmo, multiplicado por -1 de la función de verosimilitud y, al tener el signo negativo, esta se busca minimizar para encontrar una mayor bondad de ajuste. Se suele utilizar negative log-likelihood en cálculos computacionales porque ahorra tiempo y memoria.

La prueba de log likelihood ratio (razón de funciones de verosimilitud logarítmicas) presente en el macro `printLLRStudy.C` determina el orden N del polinomio de Chebychev que mejor se ajusta a los datos. Este se realiza sobre cada intervalo de z en cada uno de los tres rangos de p_T^{jet} . Obtiene la función negative log-likelihood para cada polinomio de orden N y la minimiza (NLL), para posteriormente comparar este con el NLL de los polinomios de orden $N + 1$ y $N + 2$.

Al restar las NLL generadas y multiplicarlas por 2 se sigue una distribución χ^2 [47]:

$$\begin{aligned}\chi_{N \rightarrow N+1}^2 &:= 2(NLL_N - NLL_{N+1}) \\ \chi_{N \rightarrow N+2}^2 &:= 2(NLL_N - NLL_{N+2})\end{aligned}\tag{3.3.1}$$

Así, se analiza si el aumentar el grado del polinomio permite que se ajusten mejor los datos usando un p-valor de 5%, es decir si se cumple:

$$\begin{aligned}p(\chi^2 \geq \chi_{N \rightarrow N+1}^2) &< 0.05 \\ p(\chi^2 \geq \chi_{N \rightarrow N+1}^2) &< 0.05\end{aligned}\tag{3.3.2}$$

se toma la decisión de escoger un polinomio un orden mayor y se repite el estudio.

3.4. Ajuste de señal de J/ψ y background (ruido de fondo) con datos reales

Continuando con el siguiente paso marcado en el diagrama de flujo de la Figura 3.1.3, después de obtenidos los parámetros necesarios para la señal y el ruido de fondo, se realiza el ajuste inclusivo de la señal de masa invariante de la partícula J/ψ en colisiones protón-protón con datos reales a 5.02 TeV del experimento CMS en el LHC con `fitter.C`. Se utilizan los modelos de Double Crystal Ball y Gaussian and Crystal Ball para la señal, con α y n fijas (σ_2/σ_1 fija en el caso de $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c), y polinomios de Chebychev para el ruido de fondo.

Los datos utilizados son obtenidos del detector CMS y se aplican los siguientes cortes para la selección de los muones:

- El muon es “tracker” (se encuentra reconstruido por los trackers) y también es “global” (se encuentra reconstruido con los trackers y las cámaras de

muones)

- Señal en al menos una capa del detector de pixeles
- Señal en al menos seis capas de trackers internos
- La distancia absoluta del muon al vértice primario en el plano transversal es menor a 0.3 cm
- La distancia absoluta del muon al vértice primario en el plano longitudinal es menor a 20 cm
- La probabilidad χ^2 del vértice de los dimuones es mayor al 1%

Todos los ajustes, tanto de señal como de ruido de fondo, comparten los valores de los parámetros presentes en el Cuadro 3.2.2. Los demás parámetros son específicos al tipo de ajuste utilizado, para el caso de la señal, el Cuadro 3.4.1 resume los valores de estos y que son iguales para todos los intervalos de z . Por otro lado, el ruido de fondo tiene todos sus parámetros libres, como se establece en el Cuadro 3.3.1, sin embargo, el grado del polinomio de Chebychev sí varía en cada rango de p_T^{jet} e intervalo de z , estos se presentan en el Cuadro 3.4.2 y se utilizan para los dos tipos de formas de ajuste de señal. Los resultados obtenidos de estos ajustes se comentan en el Capítulo 4.

		p_T^{jet}		
		10–30 GeV/c	30–40 GeV/c	40–60 GeV/c
DCB	σ_1	[0.02, 0.01,0.03]	[0.02, 0.01,0.03]	[0.02, 0.01,0.03]
	σ_2/σ_1	1.886	[1.89, 1.0,3.0]	[1.89, 1.0,3.0]
	n	1.3669	1.1814	1.2182
	α	2.0131	2.0194	2.0364
	f	[0.85,0.0,1.0]	[0.85,0.0,1.0]	[0.85,0.0,1.0]
GCB	σ_1	[0.02, 0.01,0.03]	[0.02, 0.01,0.03]	[0.02, 0.01,0.03]
	σ_2/σ_1	1.856	[1.89, 1.0,3.0]	[1.89, 1.0,3.0]
	n	1.2465	1.0585	1.1239
	α	1.8345	1.9238	1.9411
	f	[0.85,0.0,1.0]	[0.85,0.0,1.0]	[0.85,0.0,1.0]

Cuadro 3.4.1: Parámetros del ajuste de la señal. Nota: los números dentro de los corchetes indican [Valor inicial, Límite inferior, Límite superior]

z bin	p_T^{jet}		
	10–30 GeV/c	30–40 GeV/c	40–60 GeV/c
0.220–0.376	Chebychev2	Chebychev2	Chebychev1
0.376–0.532	Chebychev4	Chebychev2	Chebychev2
0.532–0.688	Chebychev2	Chebychev2	Chebychev2
0.688–0.844	Chebychev1	Chebychev1	Chebychev1
0.844–1.000	Chebychev3	Chebychev1	Chebychev1
0.220–1.000	Chebychev4	Chebychev2	Chebychev2

Cuadro 3.4.2: Grados de polinomio de Chebychev utilizados en cada ajuste del ruido de fondo.

3.5. Obtención de $N_{J/\psi}$

Finalmente, como se observa en el diagrama de flujo de la metodología presente en la Figura 3.1.3, a partir de los ajustes generados con datos reales, el código en `results2tree.C` produce un tree (árbol) que los unifica y funciona como archivo de entrada para el macro `plotNJJ.C`, el cuál extrae la producción de J/ψ conocida como $N_{J/\psi}$.

El macro `plotNJJ.C` funciona para diferentes configuraciones de los ajustes, permite decidir si la colisión fue de protón-protón o $PbPb$, si las partículas son prompt o nonprompt, el rango de p_T^{jet} y de $p_T^{J/\psi}$ y si se están utilizando datos reales o generados con simulaciones de Monte Carlo. En este caso se obtiene $N_{J/\psi}$ para datos reales, incluso para partículas J/ψ prompt y nonprompt producidas en colisiones pp , e incluye los dos tipos de ajuste de señal, Double Crystal Ball y Gaussian and Crystal Ball, para compararlos.

El producto de este código es una gráfica para cada rango de p_T^{jet} , en formato pdf, png y root, que expone a la variable $N_{J/\psi}$ en los bins de z . Estos resultados se incluyen y comentan en el Capítulo 4.

Capítulo 4

Resultados

En el presente capítulo se exponen y discuten los resultados finales obtenidos, siendo estos los ajustes inclusivos de masa invariante de J/ψ en colisiones protón-protón, y las gráficas de $N_{J/\psi}$ en las dos formas de ajuste de señal (DCB y GCB).

4.1. Resultados de ajustes de señal de J/ψ y background (ruido de fondo) con datos reales

A continuación se presenta y comenta una selección de las gráficas resultantes del procedimiento realizado en la Sección 3.4, la colección completa de estas gráficas se encuentra en el Apéndice B.

4.1.1. $10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$

El estudio de partículas en $10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$ es más complejo, pues la cantidad de partículas producidas en este rango de p_T^{jet} es mucho mayor y por lo tanto también aumenta el ruido de fondo. Por ello, como se observó en la Sección 3.3.1, en este caso fue necesario fijar un parámetro adicional (σ_2/σ_1) a α y n .

En la Figura 4.1.1 se localizan los ajustes en el intervalo $0.220 < z < 0.376$ para Double Crystal Ball (izquierda) y Gaussian and Crystal Ball (derecha), ambas con un ruido de fondo de la forma de polinomio de Chebychev orden 1. La bondad de ajuste (goodness of fit), representada con χ^2/ndof (número de grados de libertad)

en la parte inferior de la gráfica, es bueno en ambos ajustes, aunque es mejor para Double Crystal Ball.

La incertidumbre en los parámetros del ajuste disminuyó notablemente con el estudio hecho en la Sección 3.3.1, sin embargo, aún es significativo para algunos. Tal es el caso del parámetro del ruido de fondo λ_2 , en DCB la barra de error es de 90.46 %, y con GCB de 71.67 %. Aun así, de los ajustes realizados en este rango e intervalo, estos fueron los mejores.

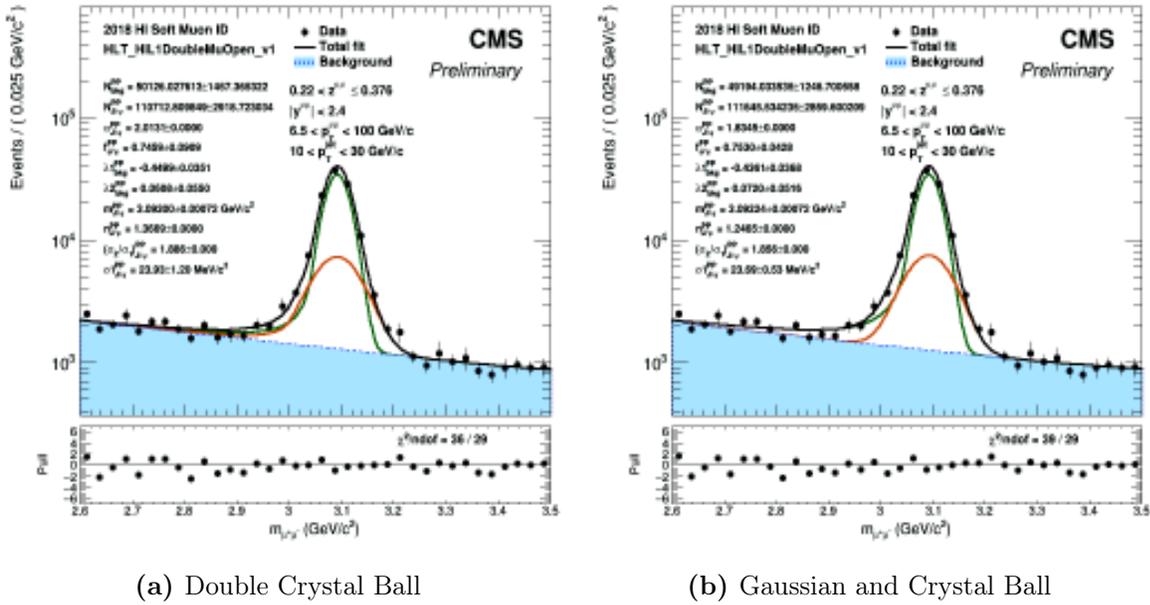


Figura 4.1.1: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.220 < z < 0.376$, usando (a) Double Crystal Ball y (b) Gaussian and Crystal Ball para la señal con n , α y σ_2/σ_1 fijas, y Polinomios de Chebychev grado 2 para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.

De las Figuras 4.1.2 y 4.1.3, que contrastan los ajustes para Double Crystal Ball y Gaussian and Crystal Ball para $0.688 < z < 0.844$ y el rango integrado $0.220 < z < 1.000$, se observa que la goodness of fit no es tan buena comparada a la obtenida en ajustes para los otros rangos de p_T^{jet} .

En el intervalo $0.688 < z < 0.844$, tanto para DCB y GCB, ningún parámetro tiene un error mayor al 2%. De igual manera en el bin (intervalo) integrado los errores en la mayoría de los parámetros es menor al 2% para ambos ajustes, sin embargo, puesto que se cuenta con mayor número de parámetros en el ruido de fondo, el error aumenta.

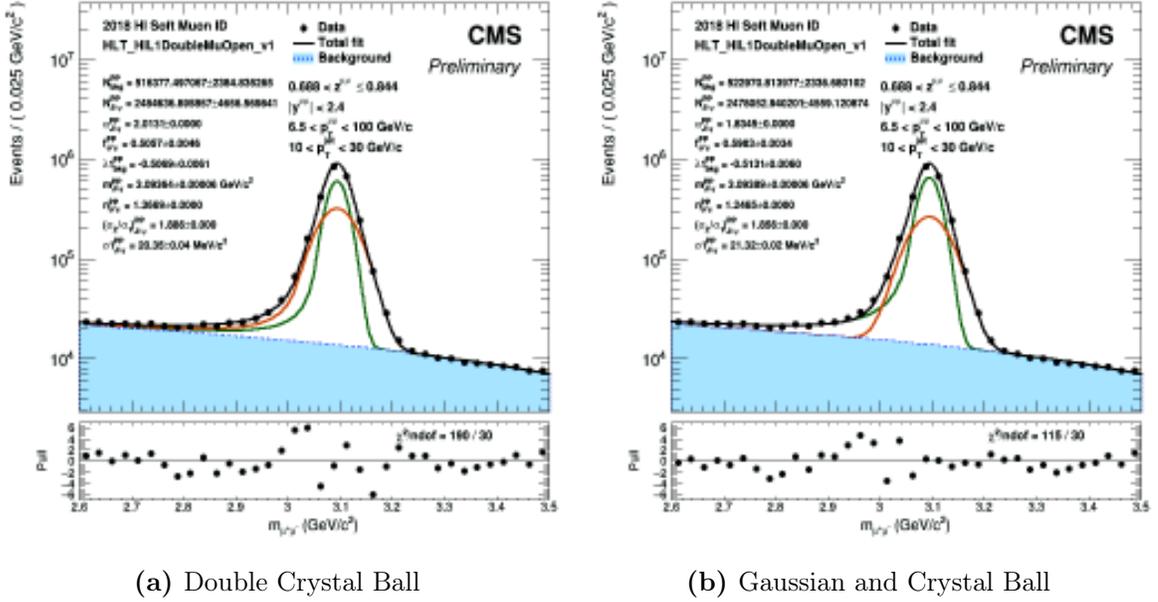


Figura 4.1.2: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.688 < z < 0.844$, usando (a) Double Crystal Ball y (b) Gaussian and Crystal Ball para la señal con n , α y σ_2/σ_1 , y Polinomios de Chebychev grado 1 para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$.

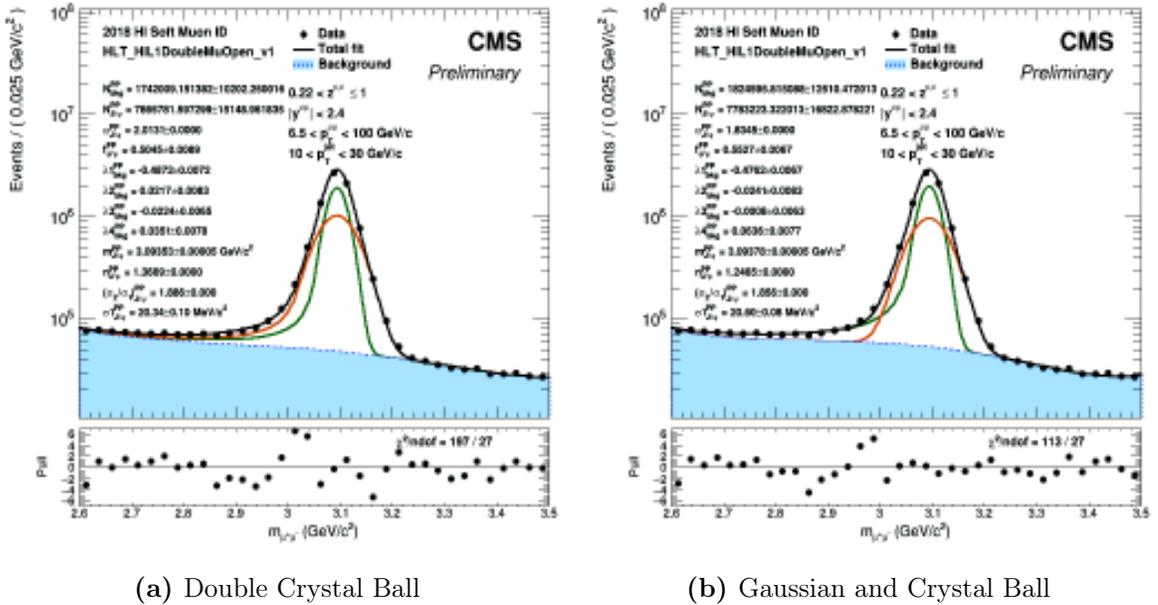


Figura 4.1.3: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.220 < z < 1.000$, usando (a) Double Crystal Ball y (b) Gaussian and Crystal Ball para la señal con n , α y σ_2/σ_1 , y Polinomios de Chebychev grado 4 para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$.

4.1.2. $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$

En este rango de p_T^{jet} únicamente se fijaron los valores de los parámetros n y α , pues los ajustes realizados durante el estudio de Log Likelihood Ratio mostraron buen bondad de ajuste y las barras de error en los parámetros eran pertinentes. Además, los polinomios de Chebychev que mejor se ajustaron al ruido de fondo fueron de orden 1 o 2.

En la Figura 4.1.4 se localizan los ajustes en el intervalo $0.532 < z < 0.688$ para Double Crystal Ball (izquierda) y Gaussian and Crystal Ball (derecha), ambas con un ruido de fondo de la forma de polinomio de Chebychev orden 2. La bondad de ajuste en este caso es mejor en DCB, sin embargo, a pesar de que la mayoría de las incertidumbres de los parámetros no superan el 9%, el parámetro λ_2 cuenta con una barra de error de 25.69% con DCB y 37.89% con GCB.

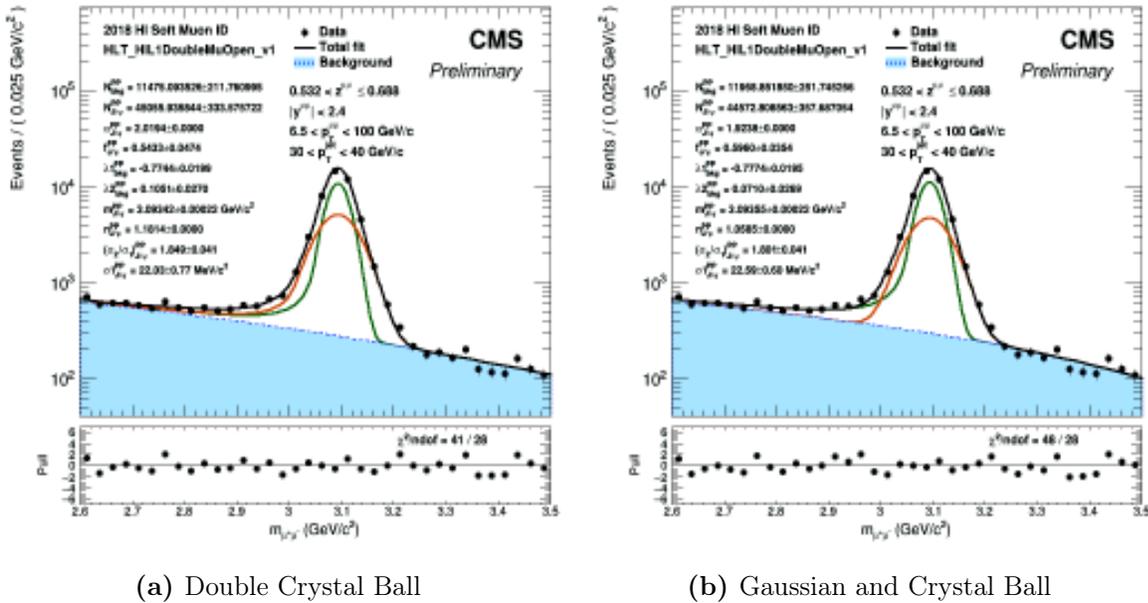


Figura 4.1.4: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.532 < z < 0.688$, usando (a) Double Crystal Ball y (b) Gaussian and Crystal Ball para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado 2 para el ruido de fondo en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$.

En la Figura 4.1.5 se ilustran los ajustes para $0.688 < z < 0.844$ utilizando polinomios de Chebychev de grado 1 para el ruido de fondo. Ambos ajustes, con Double Crystal Ball (izquierda) y Gaussian and Crystal Ball (derecha), tienen una bondad de ajuste bastante buena, aunque el de GCB es mejor. Adicionalmente,

ninguno de sus parámetros tiene margen de error mayor al 15%.

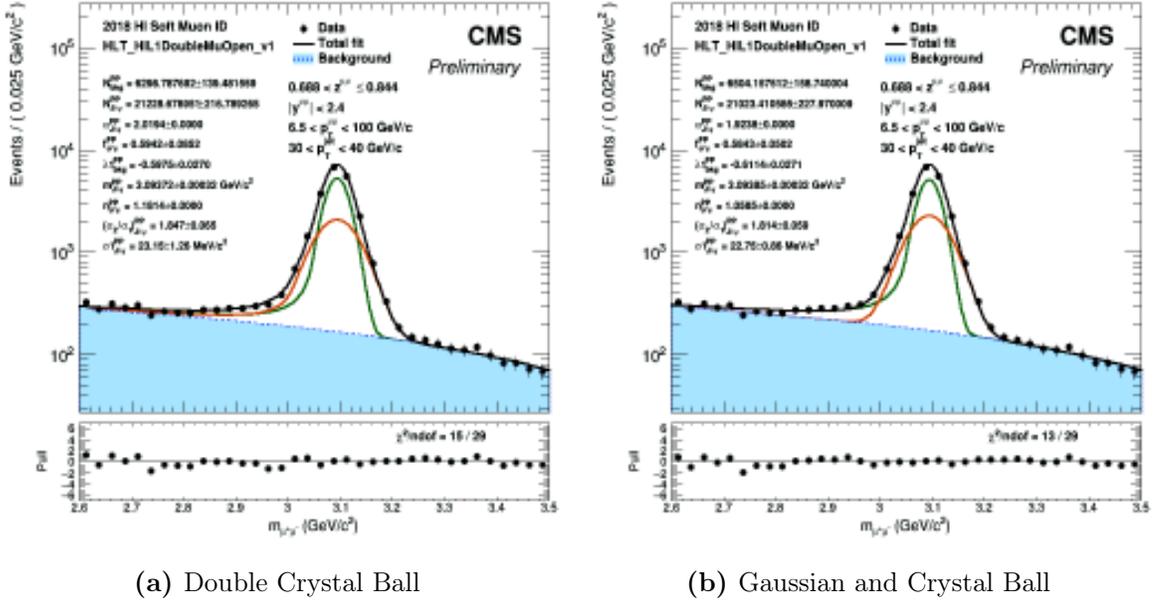
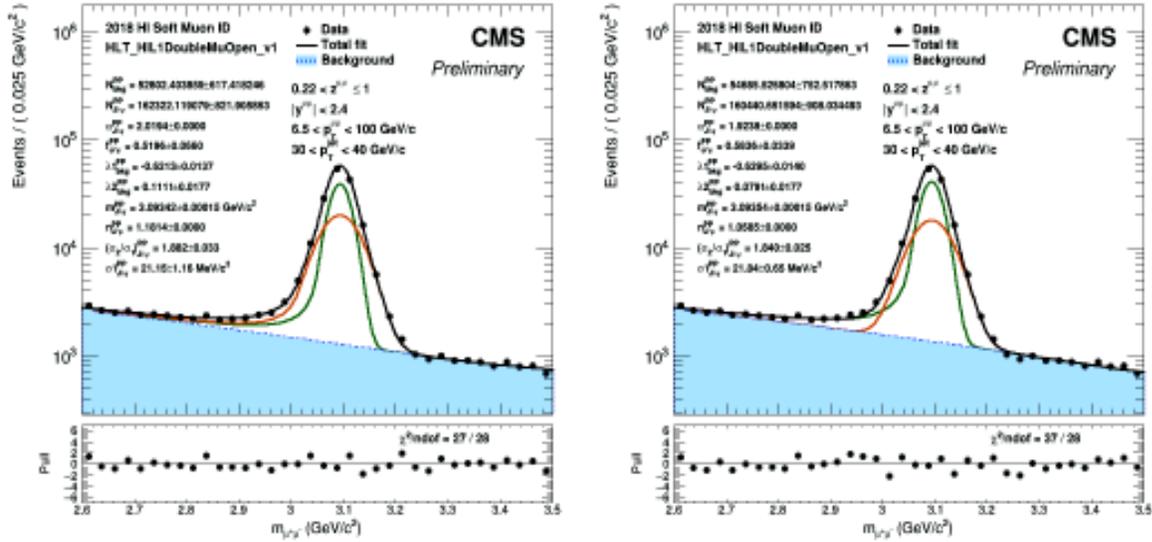


Figura 4.1.5: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.688 < z < 0.844$, usando (a) Double Crystal Ball y (b) Gaussian and Crystal Ball para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado 1 para el ruido de fondo en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.

Por su parte, el intervalo para el rango integrado de z , que se enseña en la Figura 4.1.6, ajusta el ruido de fondo a polinomios de Chebychev de orden 2. En esta ocasión la bondad de ajuste utilizando un ajuste con DCB destaca sobre la de GCB, aunque ambas son aceptables. Todos los parámetros cuentan con una incertidumbre menor al 25%.

En general, a partir de las gráficas en todos los rangos de z , que se encuentran en el Apéndice B, tres de estas tuvieron una mejor bondad de ajuste al usar Double Crystal Ball y otros tres al usar Gaussian and Crystal Ball y los errores en los parámetros también bastante similares, contrario al rango anterior, que a pesar de que fueron cuatro las gráficas donde los datos se ajustaron mejor a GCB, los márgenes de error con este tipo de ajuste son mucho mayores.



(a) Double Crystal Ball

(b) Gaussian and Crystal Ball

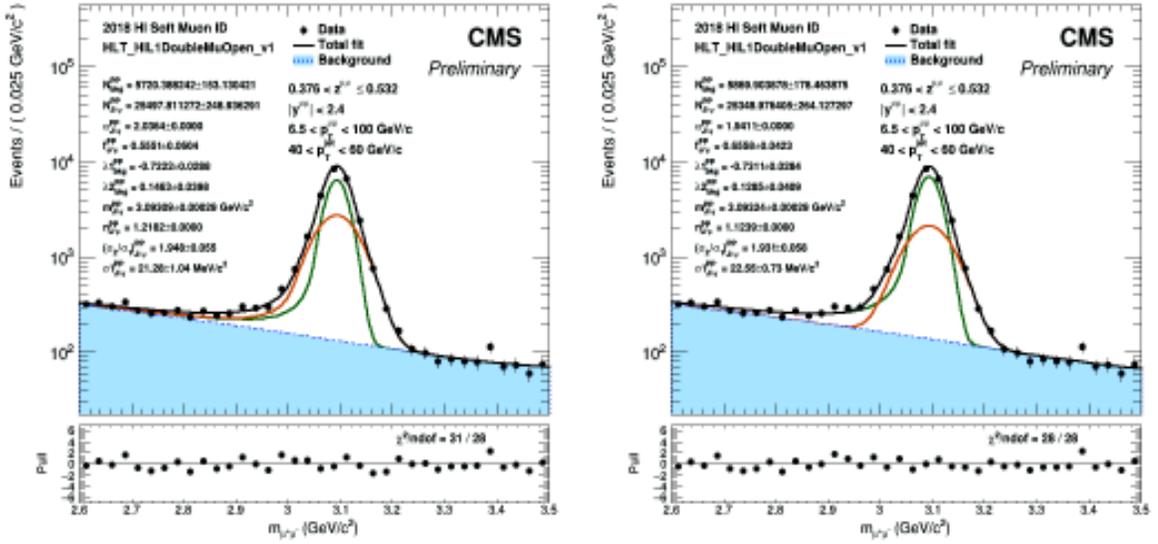
Figura 4.1.6: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.220 < z < 1.000$, usando (a) Double Crystal Ball y (b) Gaussian and Crystal Ball para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado 2 para el ruido de fondo en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.

4.1.3. $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c

Al igual que en la sección anterior, para este rango de p_T^{jet} se determinaron los parámetros n y α y los polinomios de Chebychev que mejor se ajustaron al ruido de fondo fueron de orden 1 o 2.

En la Figura 4.1.7 se ubican los ajustes que dieron como resultado ejecutar el código `fitter.C` con datos reales para este rango de p_T^{jet} en el intervalo $0.376 < z < 0.532$ usando Double Crystal Ball (izquierda) y Gaussian and Crystal Ball (derecha) para representar la señal y polinomio de Chebychev de orden 2 para el ruido de fondo. La bondad de ajuste es mejor en la gráfica de GCB. Por otra parte, todos los parámetros tienen un margen de error menor al 11 %, excepto, como en muchos de los casos anteriormente observados, para λ_2 , el cual cuenta con una barra de error de 27.20 % con DCB y 31.82 % con GCB.

Las gráficas para el intervalo $0.844 < z < 1.000$ se incluyen Figura 4.1.8 y utilizan polinomios de Chebychev de grado 1 para ajustar el ruido de fondo. Ambas gráficas tienen la misma bondad de ajuste, la cual es bastante aceptable. Sin embargo, el



(a) Double Crystal Ball

(b) Gaussian and Crystal Ball

Figura 4.1.7: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.376 < z < 0.532$, usando (a) Double Crystal Ball y (b) Gaussian and Crystal Ball para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado 2 para el ruido de fondo en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV/c}$.

parámetro f cuenta con márgenes de error no tan aceptables, al utilizar DCB su incertidumbre es de 70.64 % , y con GCB de 55.85 %. Esta anomalía del parámetro f se repite en el intervalo $0.688 < z < 0.844$ (en el caso de σ_1 la incertidumbre es menor al 14 %), donde los errores son de 39.11 % y 22.49 %, para DCB y GCB, respectivamente.

Finalmente, el intervalo del rango total de z , exhibido en la Figura 4.1.9, ajusta el ruido de fondo a polinomios de Chebychev de orden 2. La bondad de ajuste es notablemente mejor para el caso de Gaussian Crystal Ball. Por el lado de los parámetros, sus errores son menores al 8 %, a excepción, nuevamente, del parámetro λ_2 , que es de 23.41 % para DCB y 31.96 % para GCB.

Observando las gráficas en todos los intervalos de z , que se localizan en el Apéndice B, la bondad de ajuste es siempre favorable para ajustes del tipo Gaussian and Crystal Ball, excepto en el caso de $0.844 < z < 1.000$, observado en la Figura 4.1.8, que este valor fue igual para ambos ajustes.

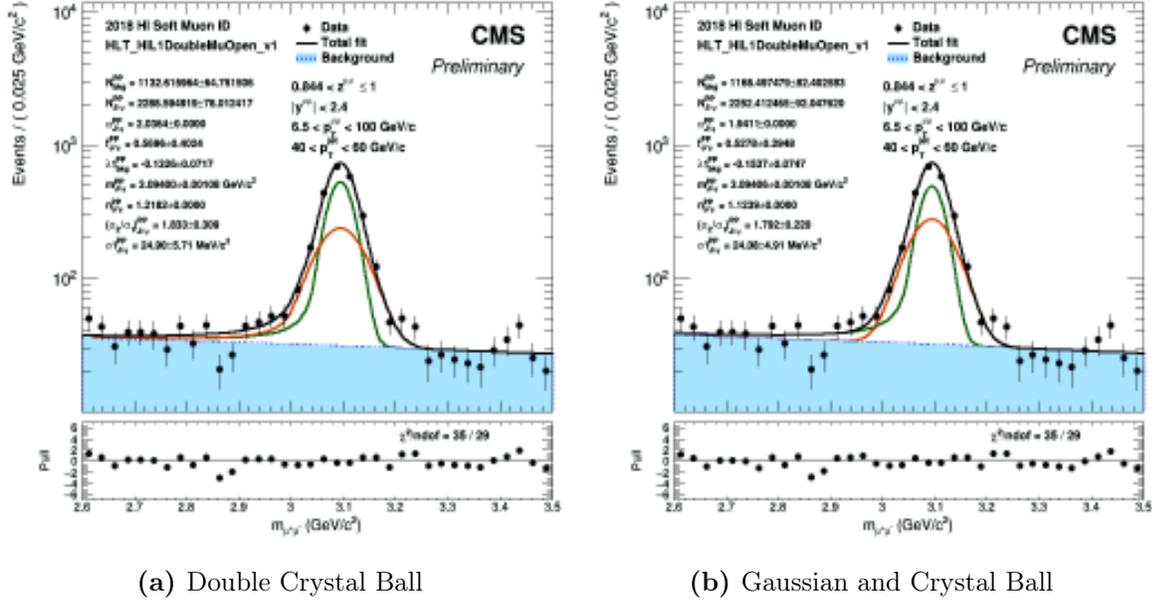


Figura 4.1.8: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.844 < z < 1.000$, usando (a) Double Crystal Ball y (b) Gaussian and Crystal Ball para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado 1 para el ruido de fondo en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.

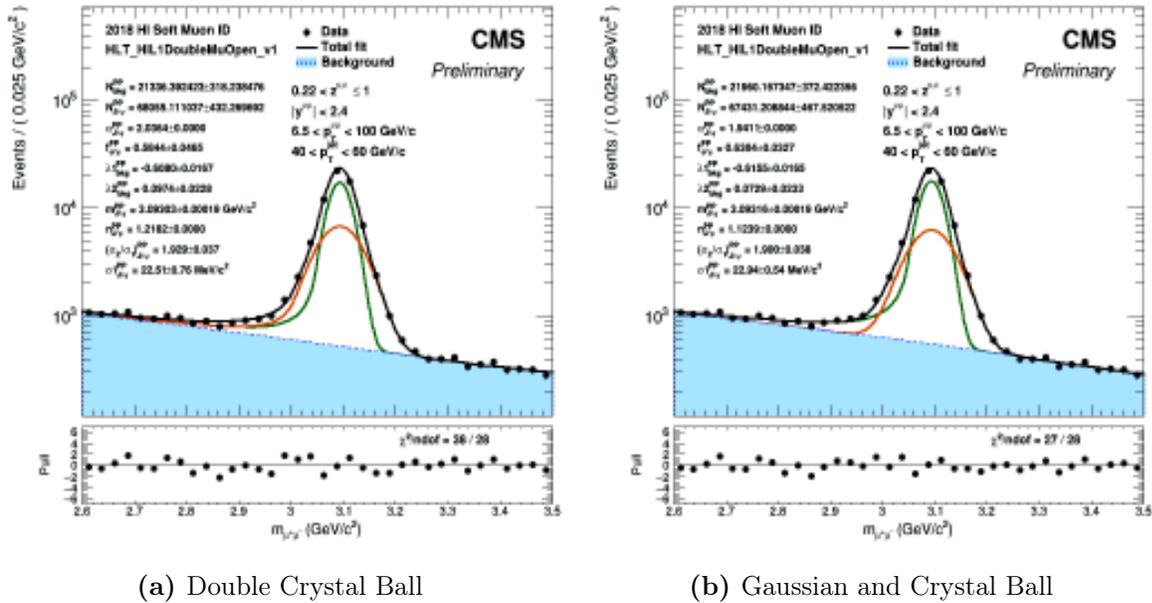


Figura 4.1.9: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales en el intervalo $0.220 < z < 1.000$, usando (a) Double Crystal Ball y (b) Gaussian and Crystal Ball para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado 2 para el ruido de fondo en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.

4.2. Producción de J/ψ ($N_{J/\psi}$)

4.2.1. $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c

En la Figura 4.2.1 se encuentra la producción de J/ψ en el rango de $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c, comparando los ajustes de Double Crystal Ball y Gaussian and Crystal Ball. Como era de esperarse, a estos valores de p_T^{jet} relativamente menores, la cantidad de partículas producidas es mucho mayor y, por ende, también la de J/ψ , que logra llegar hasta casi 2500×10^3 , en un solo intervalo.

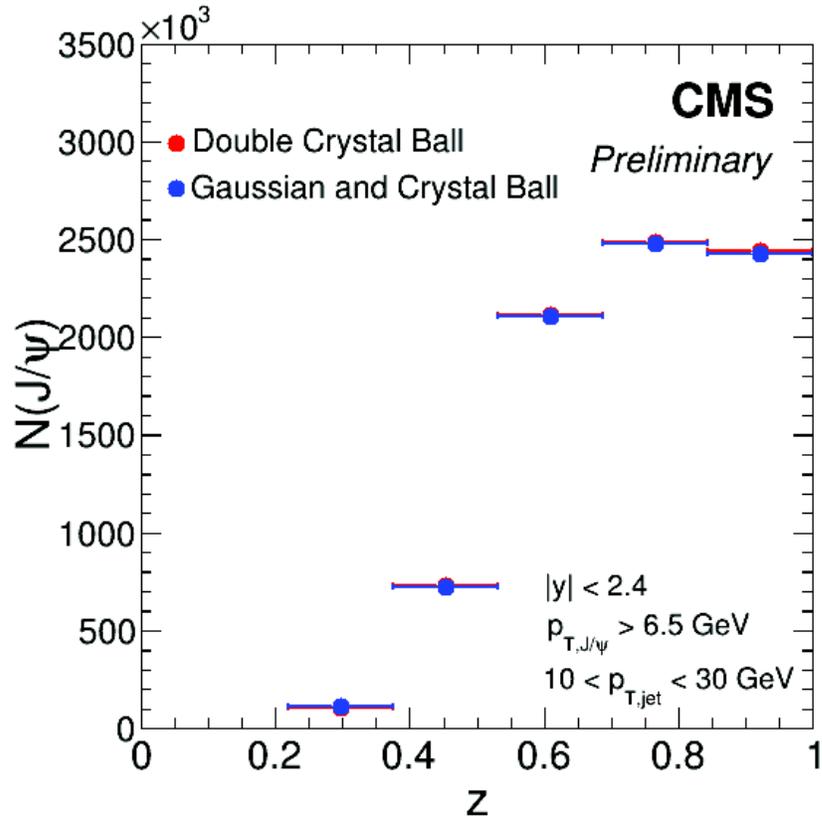


Figura 4.2.1: Producción inclusiva de J/ψ para datos reales de CMS en colisiones pp a 5.02 TeV, con ajuste de la señal de forma Double Crystal Ball (rojo) y Gaussian and Crystal Ball (azul), y ruido de fondo con polinomios de Chebychev, en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c

En contraposición con las Figuras 4.2.2 y 4.2.3, la forma que toma la gráfica es diferente, pues se observa que esta se encuentra más inclinada a los intervalos de z cercanos a 1. Haciendo uso de la definición de z presente en la ecuación 3.1.1,

podemos destacar que la mayor parte del p_T^{jet} se debe a J/ψ , por lo tanto, es prácticamente la única partícula presente en el jet.

Por otra parte se observa que ambos ajustes generan información muy similar, siendo $N_{J/\psi}$ para DCB la que, en la mayoría de los intervalos, es un poco mayor.

4.2.2. $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c

En la Figura 4.2.2 se encuentra la producción de J/ψ en el rango de $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c, comparando los ajustes de Double Crystal Ball y Gaussian and Crystal Ball y Gaussian and Crystal Ball.

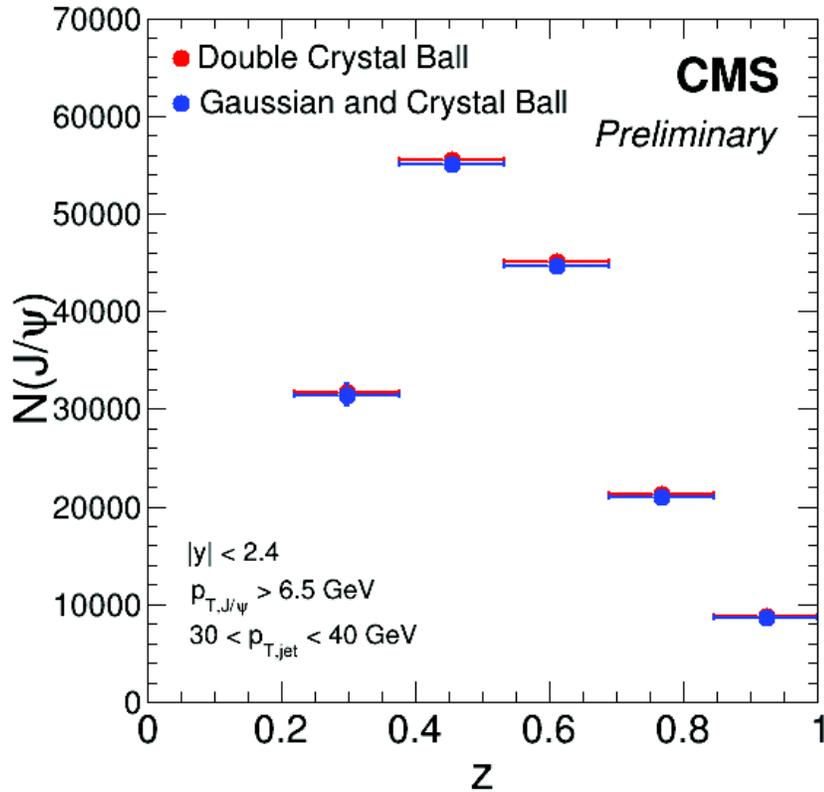


Figura 4.2.2: Producción inclusiva de J/ψ para datos reales de CMS en colisiones pp a 5.02 TeV, con ajuste de la señal de forma Double Crystal Ball (rojo) y Gaussian and Crystal Ball (azul), y ruido de fondo con polinomios de Chebychev, en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c

En contraste con el caso anterior, la producción de J/ψ bajó considerablemente, pues es más complicado producir partículas con p_T cada vez más elevado. Sin

embargo, aún se cuenta con buena cantidad de estadística para realizar el estudio, añadiendo que los ajustes en este rango tuvieron una mayor bondad de ajuste.

Analizando el comportamiento de $N_{J/\psi}$ en función de z para ambos tipos de ajustes, en este caso es un poco más notorio que la producción en DCB es mayor.

4.2.3. $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$

En la Figura 4.2.3 se encuentra la producción de J/ψ en el rango de $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$, comparando los ajustes de Double Crystal Ball y Gaussian and Crystal Ball y ruido de fondo con polinomios de Chebychev.

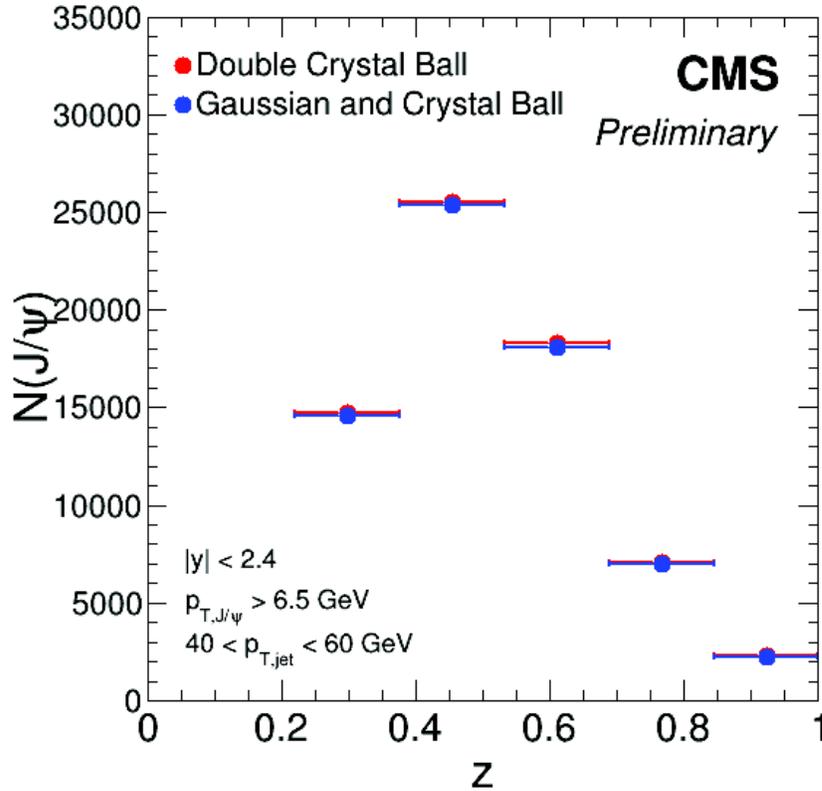


Figura 4.2.3: Producción inclusiva de J/ψ para datos reales de CMS en colisiones pp a 5.02 TeV, con ajuste de la señal de forma Double Crystal Ball (rojo) y Gaussian and Crystal Ball (azul), y ruido de fondo con polinomios de Chebychev, en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$

La producción de J/ψ disminuyó notablemente, además, cuando aumenta el rango de p_T^{jet} , son menos las partículas J/ψ que se producen con el mismo p_T , es decir,

con z cercano a 1. Este hecho nos justifica los márgenes de errores que podemos encontrar en este rango y intervalo, tal y como se predecía, la cantidad de datos con los que se cuentan no es muy grande y se pierde resolución en la señal de J/ψ .

En este caso, igual que en el primer rango, la diferencia entre el ajuste hecho con DCB y GCB no es muy notorio aunque se logra distinguir que $N_{J/\psi}$ tiende a ser un poco mayor en DCB.

Capítulo 5

Conclusiones

La tesis presentó un estudio detallado de la producción de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV usando datos extraídos del experimento CMS del Gran Colisionador de Hadrones. Para esto fue necesario hacer un análisis exhaustivo de los parámetros de ajuste, con las funciones Double Crystal Ball y Gaussian and Crystal Ball, de la señal de J/ψ haciendo uso de datos provenientes de simulaciones de Monte Carlo. Así como un estudio en el ruido de fondo ajustando a polinomios de Chebychev, para posteriormente ajustar la masa invariante inclusiva en datos reales y extraer $N_{J/\psi}$.

Como se mencionó con anterioridad, algunos ajustes presentaron parámetros con barras de error mayores a lo aceptable (aproximadamente el 25%), diversos factores influyen en esto. Uno de ellos es que, como se observa de las gráficas de $N_{J/\psi}$, cuando se trabaja con p_T^{jet} grandes, se pierde estadística y la información que nos brinda cuenta con más incertidumbre.

Otro factor, similar al anterior, es que cuando z es cercana a 1, esto implica contar con partículas J/ψ con momentos transversales grandes y que ocupan gran parte del p_T presente en el jet. Al aumentar el rango de p_T^{jet} , es cada vez más complicado que esto suceda.

También, es necesario agregar que cuando se trabaja con más cantidad de parámetros, como es el caso de polinomios de Chebychev de grado 2, 3, y 4, tenemos más errores asociados.

Finalmente, una razón muy específica al caso de $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c, es que a

pesar que a este rango se cuenta con mucha estadística, la desventaja es que el ruido de fondo también aumenta y nuestra señal es menos limpia.

Tomando en consideración los motivos abordados en los párrafos anteriores, se puede concluir que los ajustes y el análisis aquí presentado fueron bastante buenos, a futuro se puede realizar un análisis más exhaustivo buscando eliminar o disminuir estos. Sin embargo, los resultados presentes en las gráficas de la producción de J/ψ son coherentes con lo que se esperaba y nos brindan información útil con la que se pueden realizar trabajos posteriores.

5.1. Trabajos a futuro

Los resultados disponibles en la presente tesis son apenas el inicio de un análisis mucho más profundo que se puede realizar en diferentes direcciones. Primeramente, a $N_{J/\psi}$ se le deben de aplicar correcciones de aceptación y eficiencia, que, a grandes rasgos, actúan como un filtro por el que pasan únicamente los eventos que cumplen con ciertos requerimientos físicos. Posteriormente, con este valor, se pueden realizar cálculos de secciones eficaces, usando la siguiente ecuación:

$$B(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) \frac{d^2\sigma}{dp_T dy} = \frac{N_{J/\psi}/(acc \times \epsilon)}{\mathcal{L} \cdot \Delta p_T \Delta y} \quad (5.1.1)$$

Donde $B(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$ es la tasa de decaimiento de J/ψ a dimuones, \mathcal{L} la luminosidad a la que se tomaron los datos, Δp_T y Δy el tamaño de los intervalos del momento transversal y la rapidez, respectivamente.

También, un estudio importante sería el cálculo de los errores sistemáticos de la investigación. Variando diferentes aspectos del análisis, se puede observar el comportamiento de los ajustes y sus incertidumbres. Es útil realizarlo sobre los valores de los parámetros iniciales o el p-valor utilizado al encontrar el polinomio que mejor se ajuste al ruido de fondo, entre otros.

Por otra parte, obtener la fracción de componentes prompt y nonprompt de J/ψ , para realizar su separación, es sumamente necesario, pues cálculos posteriores hacen diferencia de estos.

Como se abordó en los primeros capítulos del presente trabajo, una prueba de que se formó QGP es la supresión de J/ψ , lo cual ocurre únicamente en colisiones

de iones pesados. Como esto no sucede en colisiones pp , la producción de J/ψ en pp funciona como referencia para calcular la supresión. Así pues, un trabajo muy interesante sería encontrar $N_{J/\psi}$ en colisiones PbPb, haciendo separación de las componentes prompt y non prompt, para posteriormente calcular el factor de modificación nuclear R_{AA} , que cuantifica la supresión. Una definición simplificada de R_{AA} se encuentra en la Ecuación 1.2.1, pero, al calcularla se utiliza:

$$R_{AA} = \frac{N_{J/\psi}^{PbPb}}{N_{J/\psi}^{pp}} \cdot \frac{acc^{pp} \times \epsilon^{pp}}{acc^{PbPb} \times \epsilon^{PbPb}} \cdot \frac{\mathcal{L}^{pp}}{N_{MB} \times \langle T_{AA} \rangle \times (\text{centrality bin fraction})} \quad (5.1.2)$$

Donde $N_{J/\psi}$ es el número J/ψ prompt o nonprompt, ϵ es la eficiencia y acc la aceptancia, \mathcal{L}^{pp} es la luminosidad en pp , T_{AA} es un factor de traslape nuclear, N_{MB} es el número de eventos de minimum bias en PbPb, y centrality bin fraction es la fracción de la sección eficaz inelástica inclusiva del intervalo.

Bibliografía

- [1] K. Krane. *Modern Physics*. John Wiley & Sons, Inc., 3rd edition, p. 306, 2012.
- [2] D. Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, Inc., p. 175, 1987.
- [3] M. Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 1st edition, p. 3-6, 2013.
- [4] M. Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 1st edition, p. 467-468 2013.
- [5] F. Halzen, A.D. Martin. *Quarks & Leptons: an Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, Inc., p. 317-319, 1984.
- [6] M. Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 1st edition, 2013.
- [7] D. Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley Sons, Inc, p. 165, 1987.
- [8] D. Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley Sons, Inc, 1987.
- [9] L. Valencia Palomo. *Implementación de la geometría del detector V0A del experimento ALICE en el código de simulación AliRoot*. Tesis de Licenciatura, Universidad Nacional Autónoma de México, Facultad de Ciencias, 2008.
- [10] L. Valencia Palomo. *Identificación de las resonancias $\phi^0(1020)$, $\omega^0(782)$ y $\rho^0(770)$ con datos simulados de pp a 900 GeV en el experimento ALICE-CERN*. Tesis de Maestría Universidad Nacional Autónoma de México, Posgrado en Ciencias Físicas, 2010.

-
- [11] D. Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley Sons, Inc, p. 258, 1987.
- [12] C. Geuna. *J/ψ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ and 7 TeV in the ALICE Forward Muon Spectrometer at LHC*. PhD Thesis, Université Paris-Sud, 2012.
- [13] L. Bianchi. *J/ψ polarization in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ALICE muon spectrometer at the LHC*. PhD Thesis, Università degli Studi di Torino, Université Paris-Sud, 2012.
- [14] M. T. Ghoneim, M. T. Hussein, F. H. Sawy. *Particle production in proton-proton collisions*. 2015; [arXiv:1505.06287].
- [15] P. E. Reimer. *Sea Quarks in the Proton*. EPJ Web of Conferences, 2016; [DOI:10.1051/epjconf/201611305012] .
- [16] S. Chang. *The neutron and proton weigh in, theoretically*. Physics Today, 2015; [DOI:10.1063/PT.5.7167]
- [17] L. Valencia Palomo. *Heavy quark production highlights in the LHC Run I*. XVII Mexican School of Particles and Fields, 2016.
- [18] Rende Steerenberg for the Operations group. *LHC report: full house for the LHC*. Home.cern, 2017; [home.cern/news/news/accelerators/lhc-report-full-house-lhc]
- [19] X. Cid Vidal, R. Cid Manzano. *Taking a closer look at LHC*, 2019.
- [20] S. Charley. *LHC smashes old collision records*. Symmetry magazine, 2016.
- [21] M. Veltman. *Facts and Mysteries in Elementary Particle Physics*. World Scientifics, p. 63, 2003.
- [22] NobelPrize.org. *The Nobel Prize in Physics 1976*. Nobel Media AB, 2020; [nobelprize.org/prizes/physics/1976/summary/]
- [23] L. Valencia Palomo. *Inclusive J/ψ production measurement in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ALICE Muon Spectrometer*. PhD Thesis, Université Paris-Sud, 2013.
- [24] P.A. Zyla et al. *Particle Data Group*, Prog. Theor. Exp. Phys., 2020.

- [25] F. Liu, H. Lao, R. A. Lacey. *Productions of J/ψ mesons in p - Pb collisions at 5 TeV*. International Journal of Modern Physics, 2016; [arXiv:1605.05020]
- [26] C. Wong. *Suppression of Ψ' and J/Ψ in High-Energy Heavy-Ion Collisions*. Phys.Rev.Lett. 76, p. 196-199, 1996; [arXiv:hep-ph/9506270]
- [27] C. Wong. *Ψ' and J/Ψ Suppression in High-Energy Nucleon-Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions*. Proceedings of International Nuclear Phys. Conf.'95, Beijing, China, p. 140, 1995; [arXiv:hep-ph/9509391].
- [28] K. Martins. *J/Ψ and Ψ' Suppression in Hadronic Matter*. Prog.Part.Nucl.Phys. 36, p. 409-410, 1996; [arXiv:hep-ph/9601314].
- [29] L. Evans, P. Bryant. *LHC Machine*, 2008; [JINST, 3:S08001].
- [30] R. Sahoo. *Relativistic Kinematics*, 2016; [arXiv:1604.02651].
- [31] Science and Technology Facilities Council UKRI. *Large Hadron Collider*, 2019; [stfc.ukri.org/research/particle-physics-and-particle-astrophysics/large-hadron-collider/]
- [32] CL. Smith. *Genesis of the Large Hadron Collider*, The Royal Society, 2015; [DOI: 10.1098/rsta.2014.0037]
- [33] CERN. *Facts and figures about the LHC*, home.cern, 2020; [home.cern/resources/faqs/facts-and-figures-about-lhc]
- [34] C. Pralavorio. *Time for lead collisions in the LHC*, home.cern, 2018.
- [35] CERN. *The Large Electron-Positron Collider*, home.cern, 2020; [home.cern/science/accelerators/large-electron-positron-collider]
- [36] K. Schindl. *The injector chain for the LHC*, 1999; [CERN-PS-99-018-DI].
- [37] A. Beuret. *The LHC lead injector chain*, 2004;
- [38] CERN. *Experiments*, home.cern, 2020; [home.cern/science/experiments]
- [39] CMS Collaboration. *The CMS experiment at the CERN LHC*, 2008; [JINST, 3:S08004].
- [40] L.Taylor. *About CMS*, 2020; [cms.web.cern.ch/content/about-cms]
- [41] CERN. *The Compact Muon Solenoid Technical Proposal*, 1994; [CERN-LHCC-94-38]

-
- [42] P.A. Tipler, R.A. Llewellyn. *Modern Physics*, W.H. Freeman Company, p. 84-85, 2008.
- [43] C. Wong. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific Publishing Co., p. 17-26, 1994.
- [44] E. Daw. *Lecture 7 - Rapidity and Pseudorapidity*, The University of Sheffield, 2012.
- [45] D. Piparo, G. Quast, M. Zeise. *A ROOT Guide For Beginners*, root.cern, 2020.
- [46] L. Demortier, L. Lyons. *Everything you always wanted to know about pulls*, The Rockefeller University, 2002.
- [47] A. G. Stahl Leiton, E. Chapon, M. Jo, J. M. Blanco, A. Abdulsalam, R. Granier de Cassagnac. *Nuclear modification factor of charmonia in PbPb collisions at 5.02 TeV*, 2017.

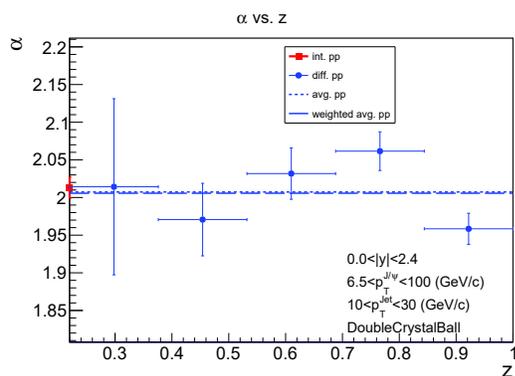
Apéndice A

Gráficas de parámetros de los ajustes con datos de Monte Carlo en función de z

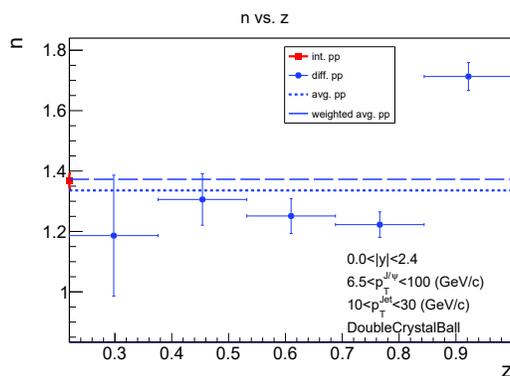
A.1. Parámetros del ajuste libres

A.1.1. $10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$

A.1.1.1. Double Crystal Ball



(a)



(b)

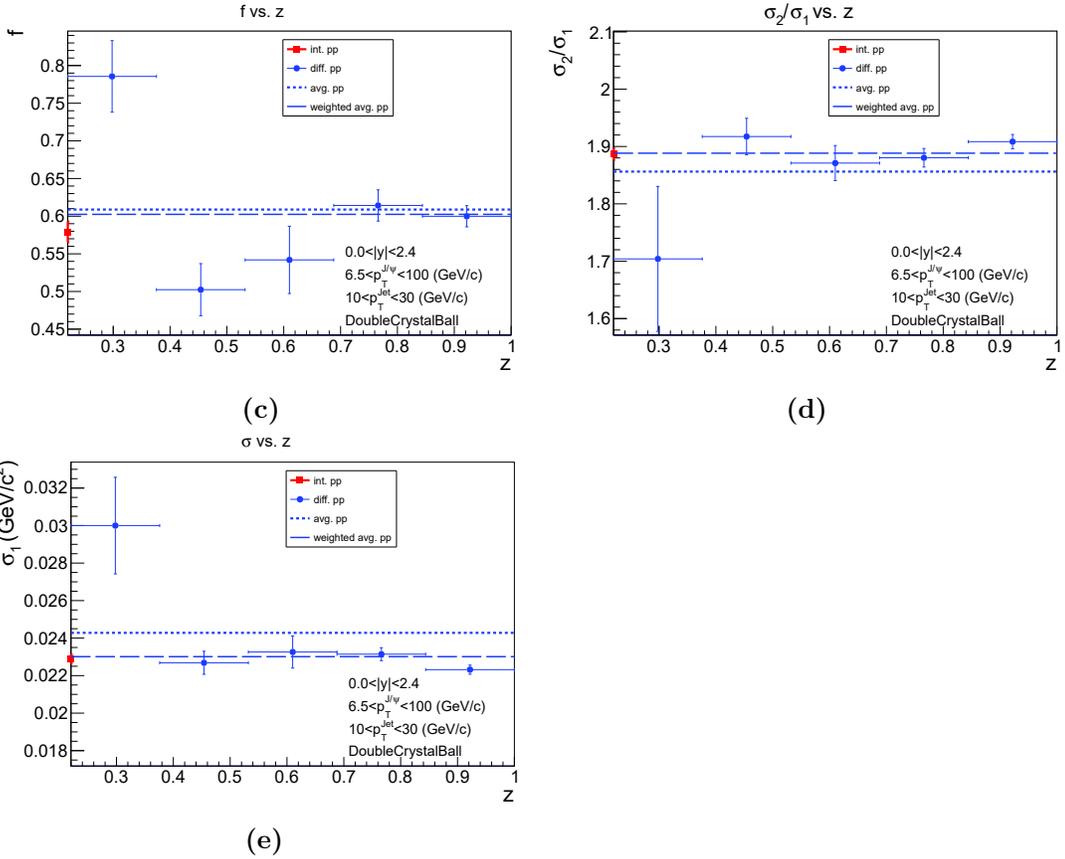
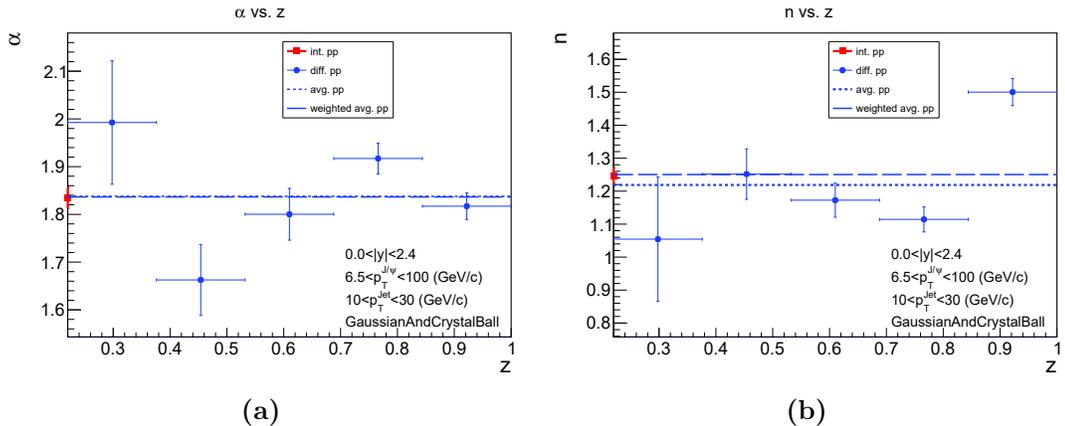


Figura A.1.1: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para parámetros libres, usando Double Crystal Ball en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.

A.1.1.2. Gaussian and Crystal Ball



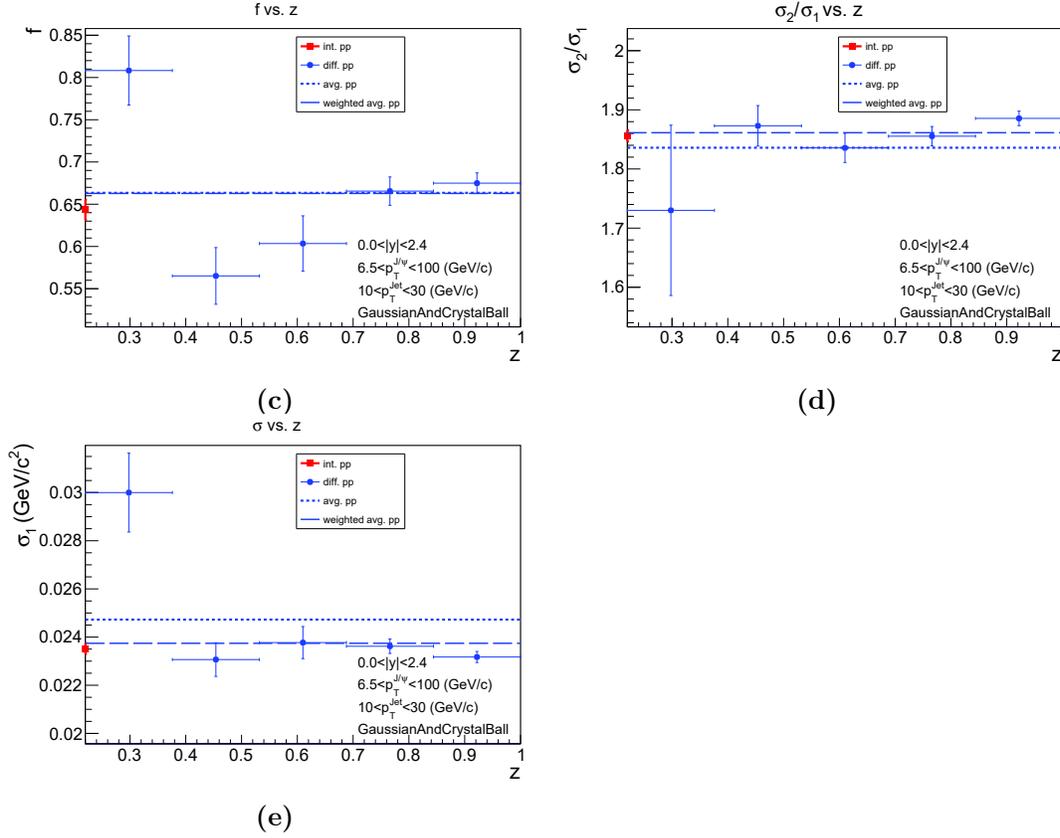
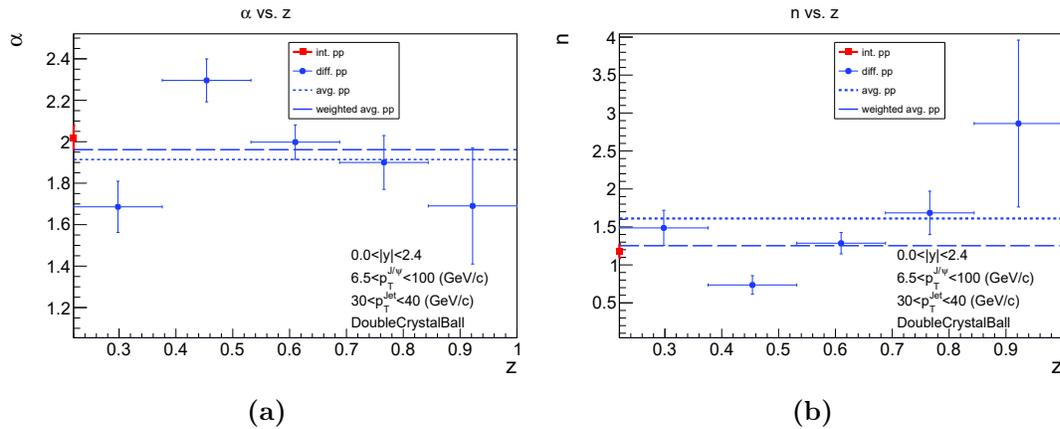


Figura A.1.2: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para parámetros libres, usando Gaussian and Crystal Ball en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.

A.1.2. $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c

A.1.2.1. Double Crystal Ball



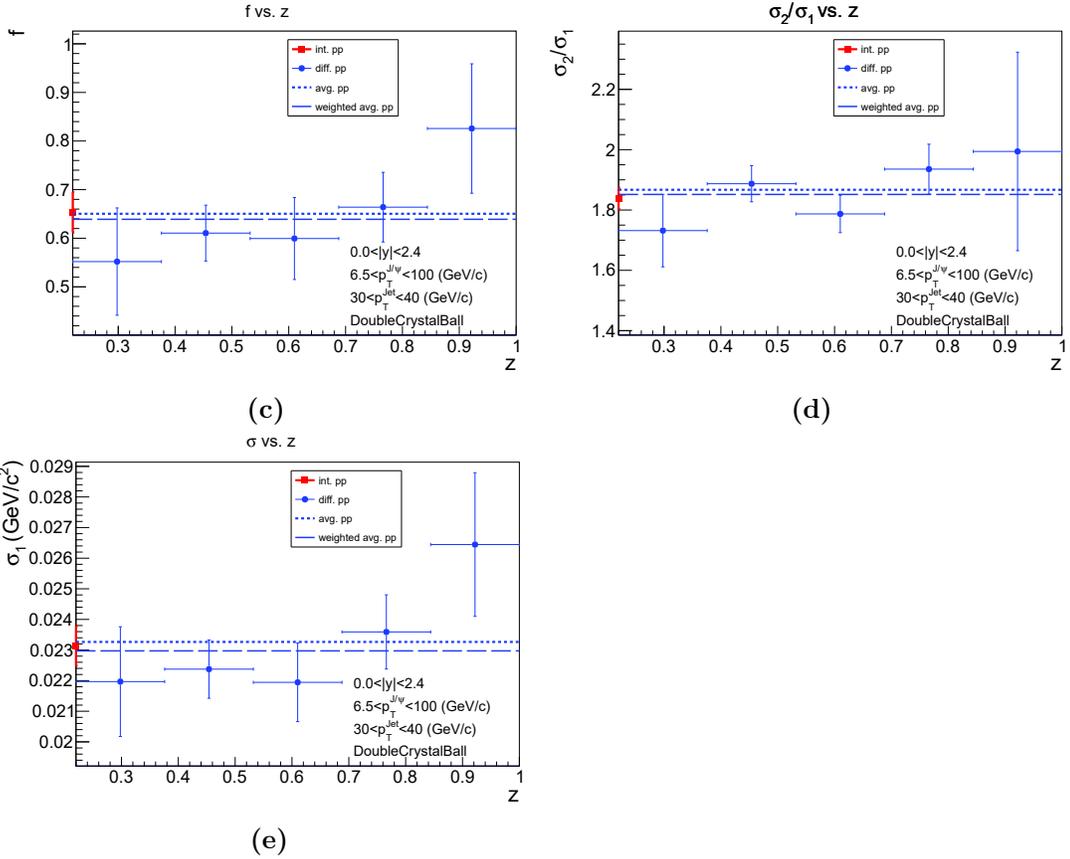
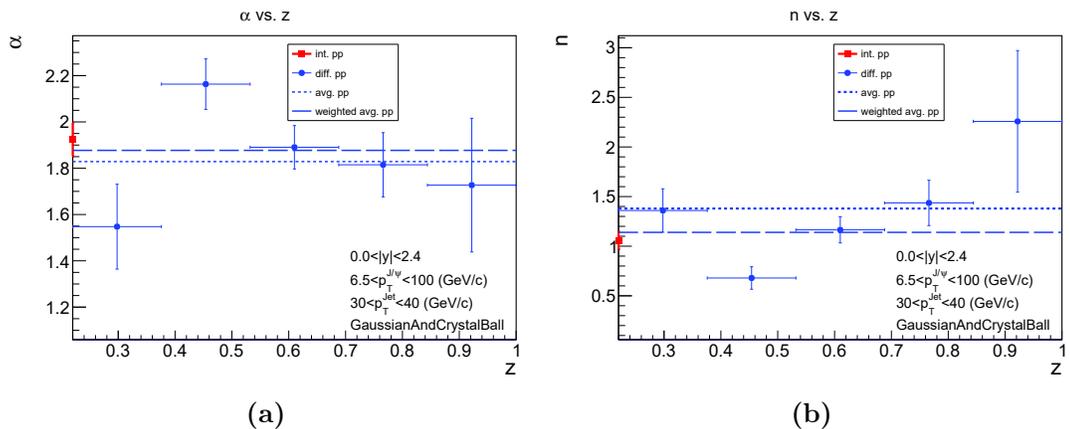


Figura A.1.3: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para parámetros libres, usando Double Crystal Ball en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.

A.1.2.2. Gaussian and Crystal Ball



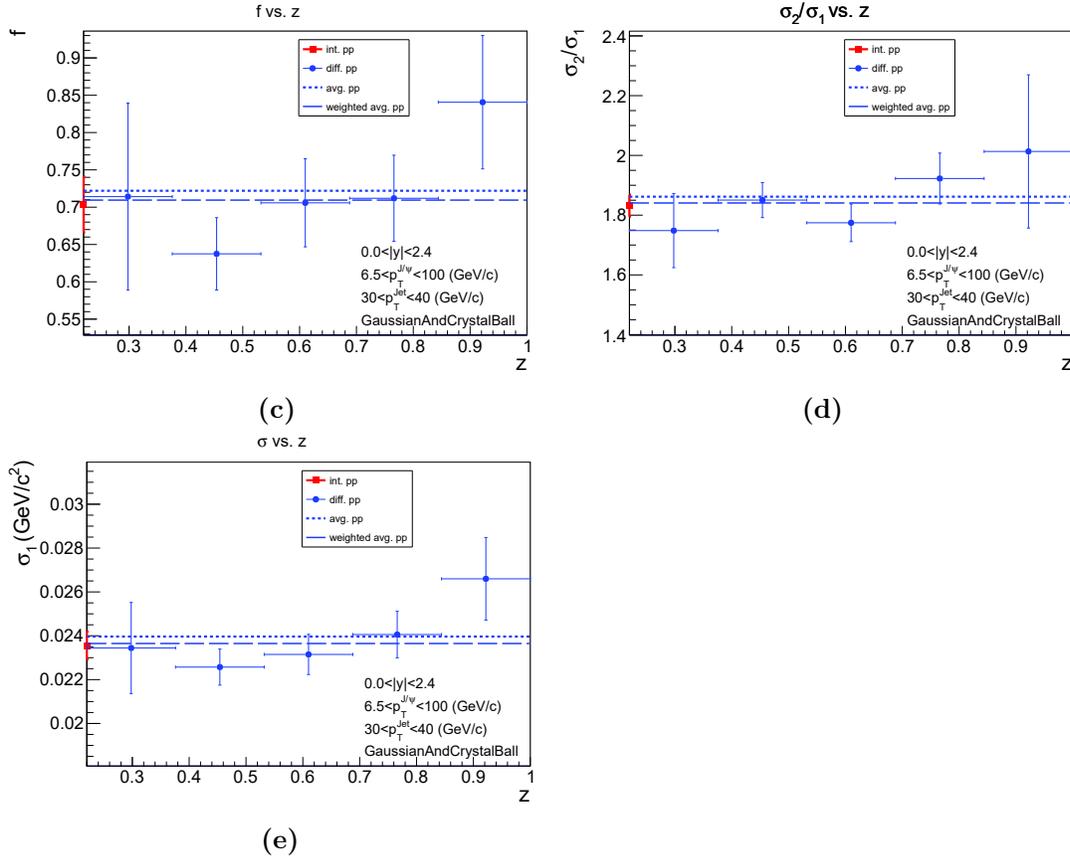
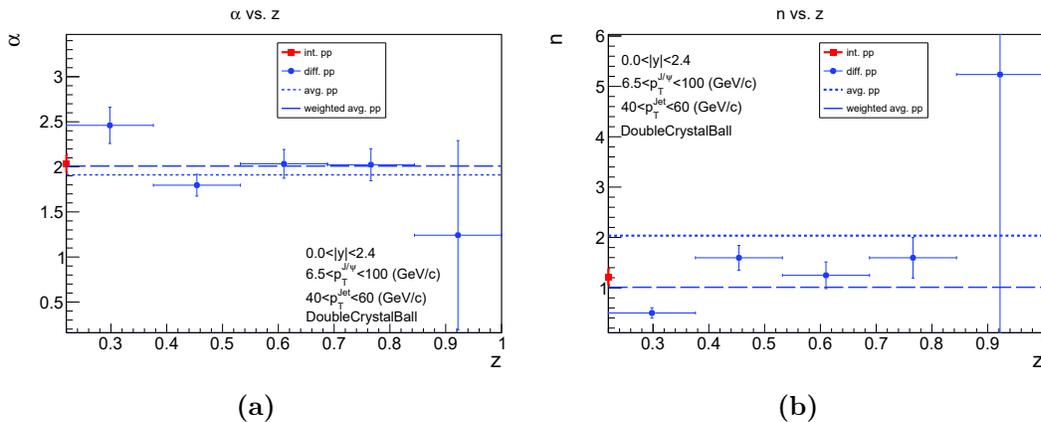


Figura A.1.4: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para parámetros libres, usando Gaussian and Crystal Ball en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.

A.1.3. $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c

A.1.3.1. Double Crystal Ball



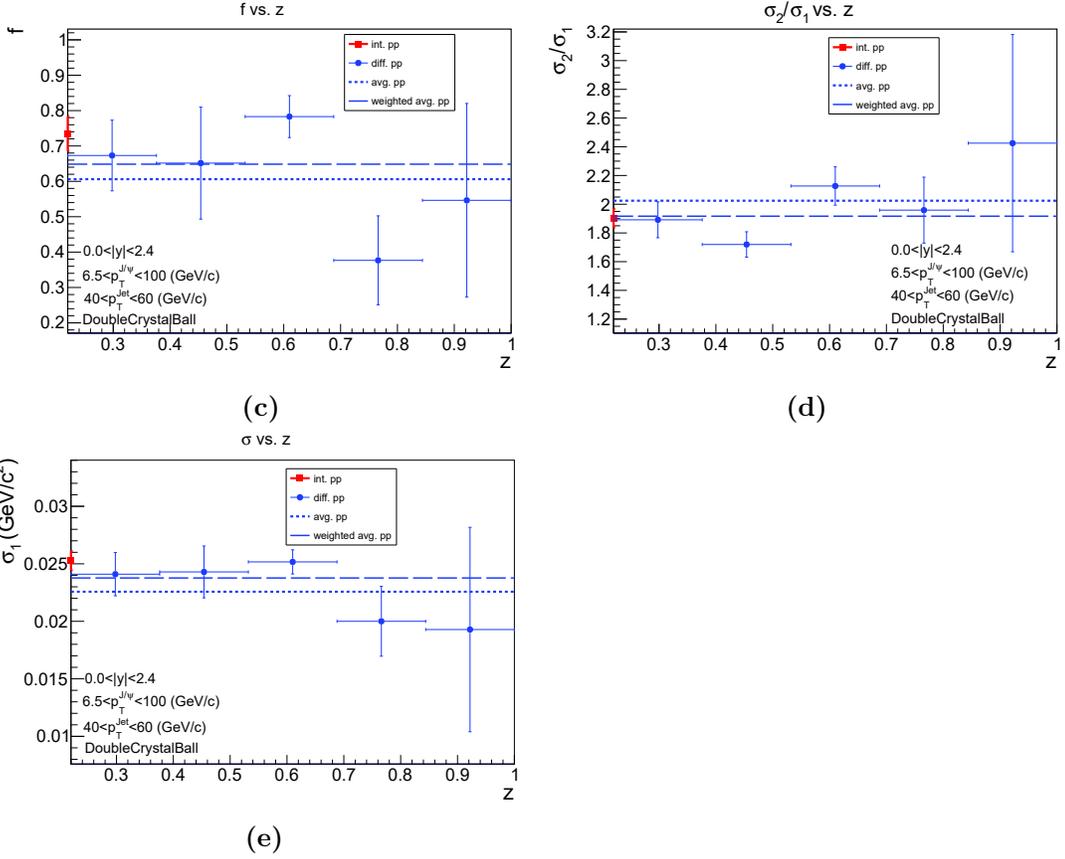
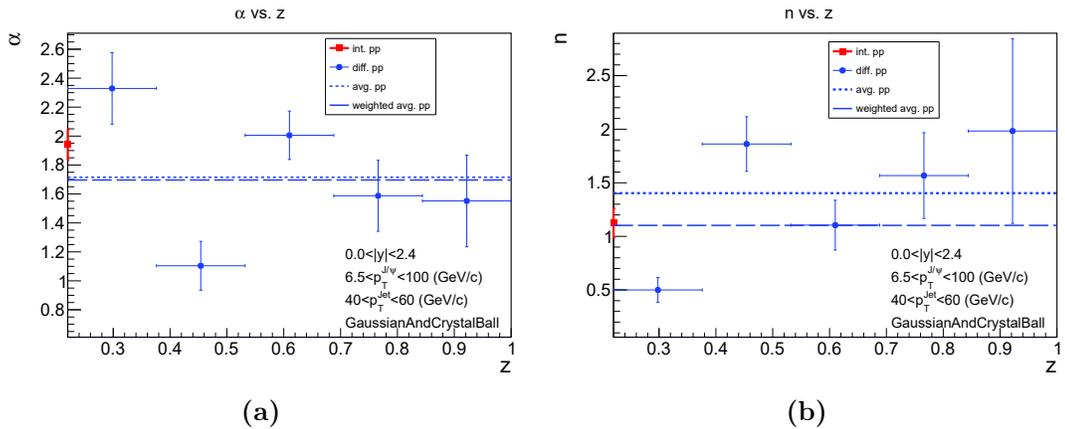


Figura A.1.5: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para parámetros libres, usando Double Crystal Ball en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.

A.1.3.2. Gaussian and Crystal Ball



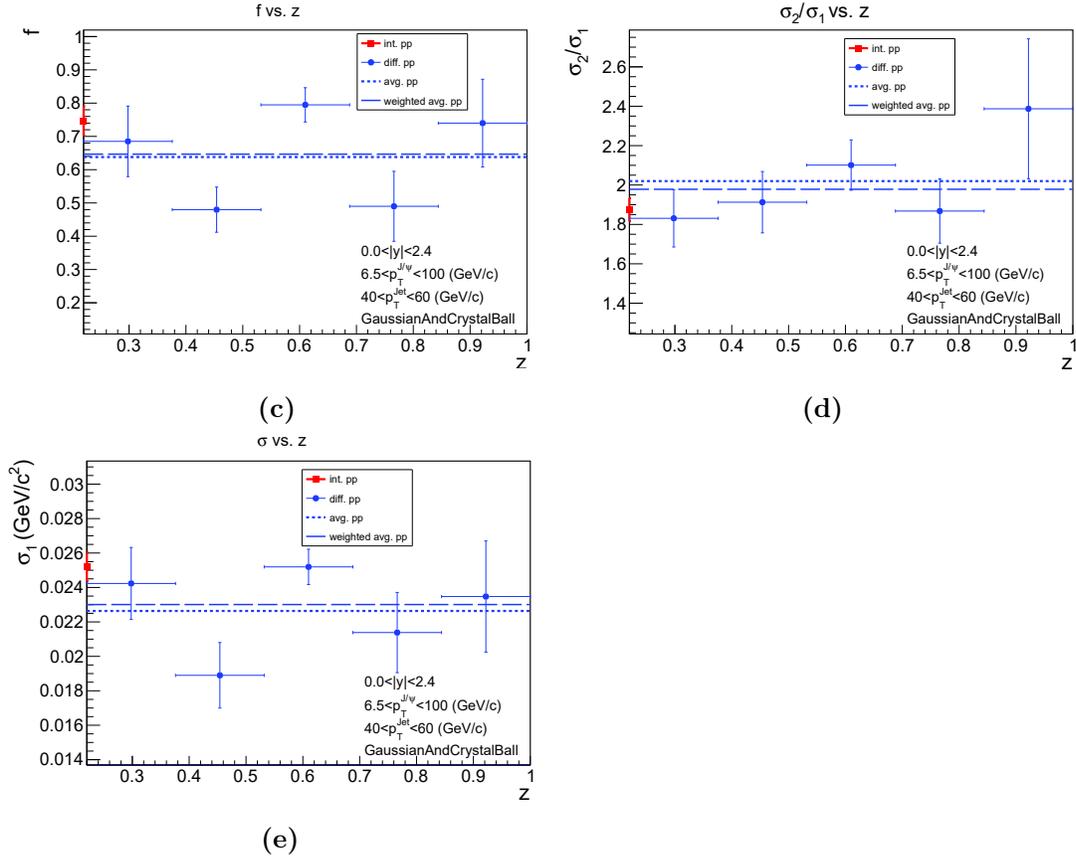


Figura A.1.6: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para parámetros libres, usando Gaussian and Crystal Ball en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.

A.2. Fijando el valor de n

A.2.1. $10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$

A.2.1.1. Double Crystal Ball

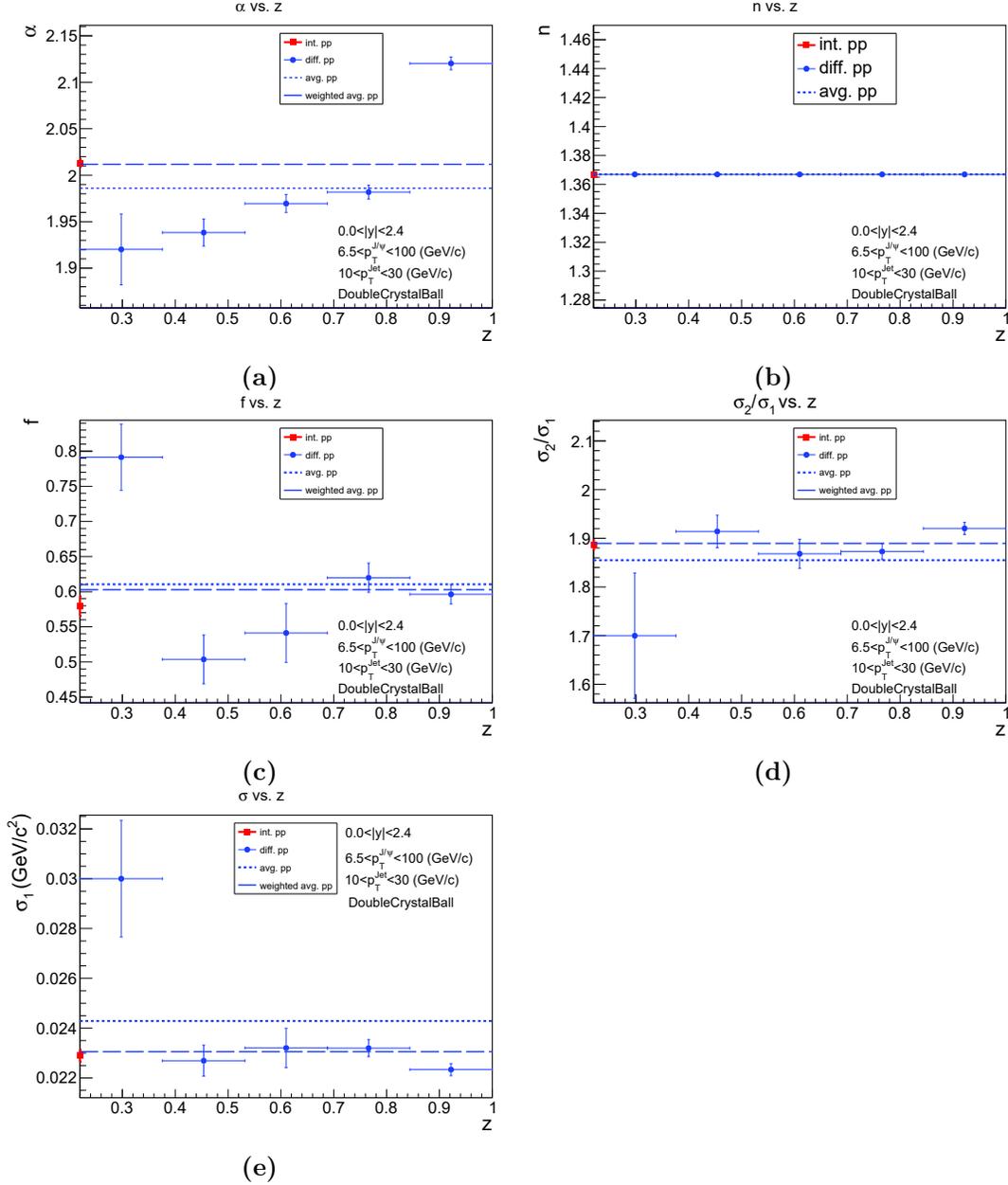


Figura A.2.1: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para n fija, usando Double Crystal Ball en $10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$.

A.2.1.2. Gaussian and Crystal Ball

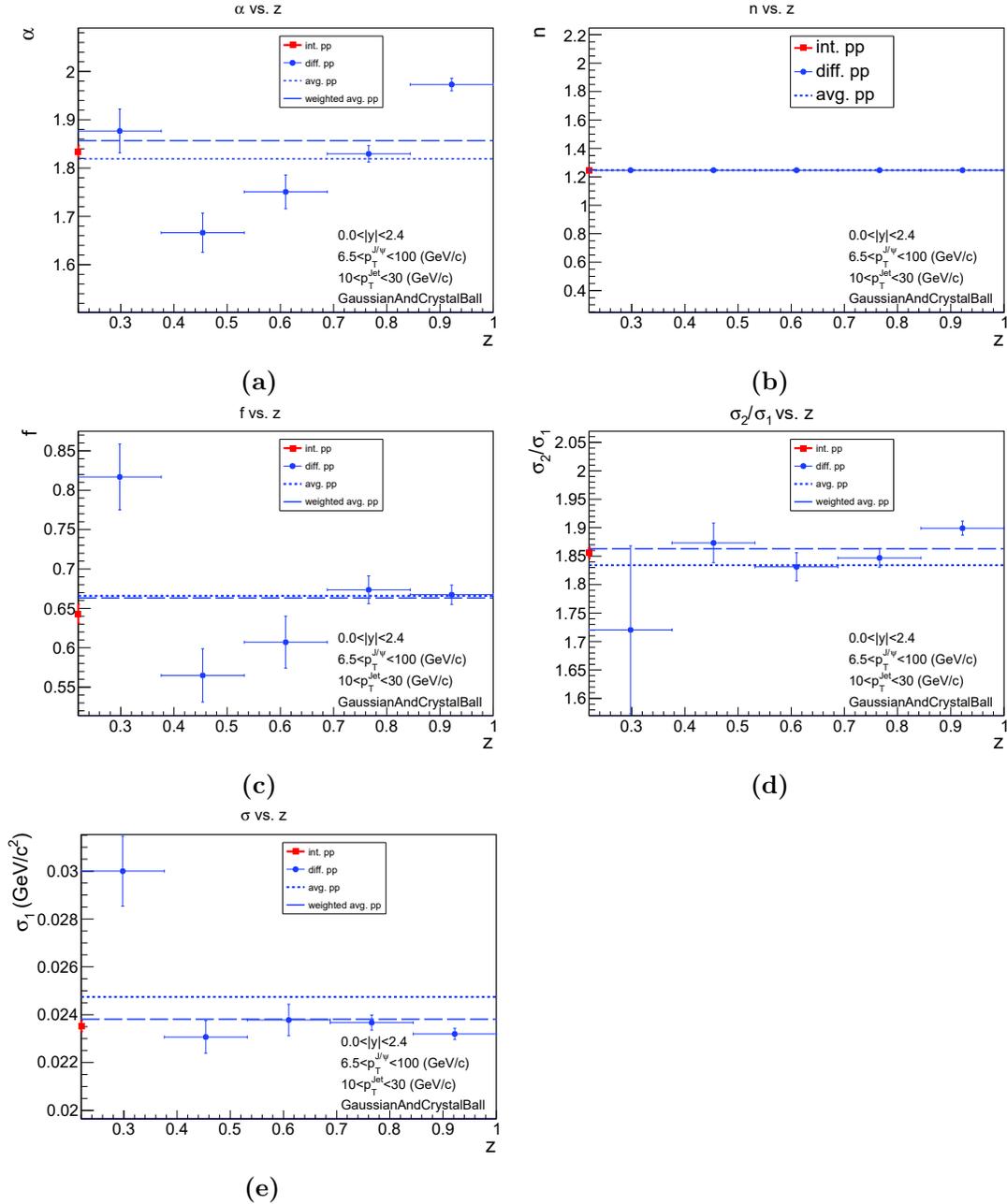


Figura A.2.2: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para n fija, usando Gaussian and Crystal Ball en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.

A.2.2. $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c

A.2.2.1. Double Crystal Ball

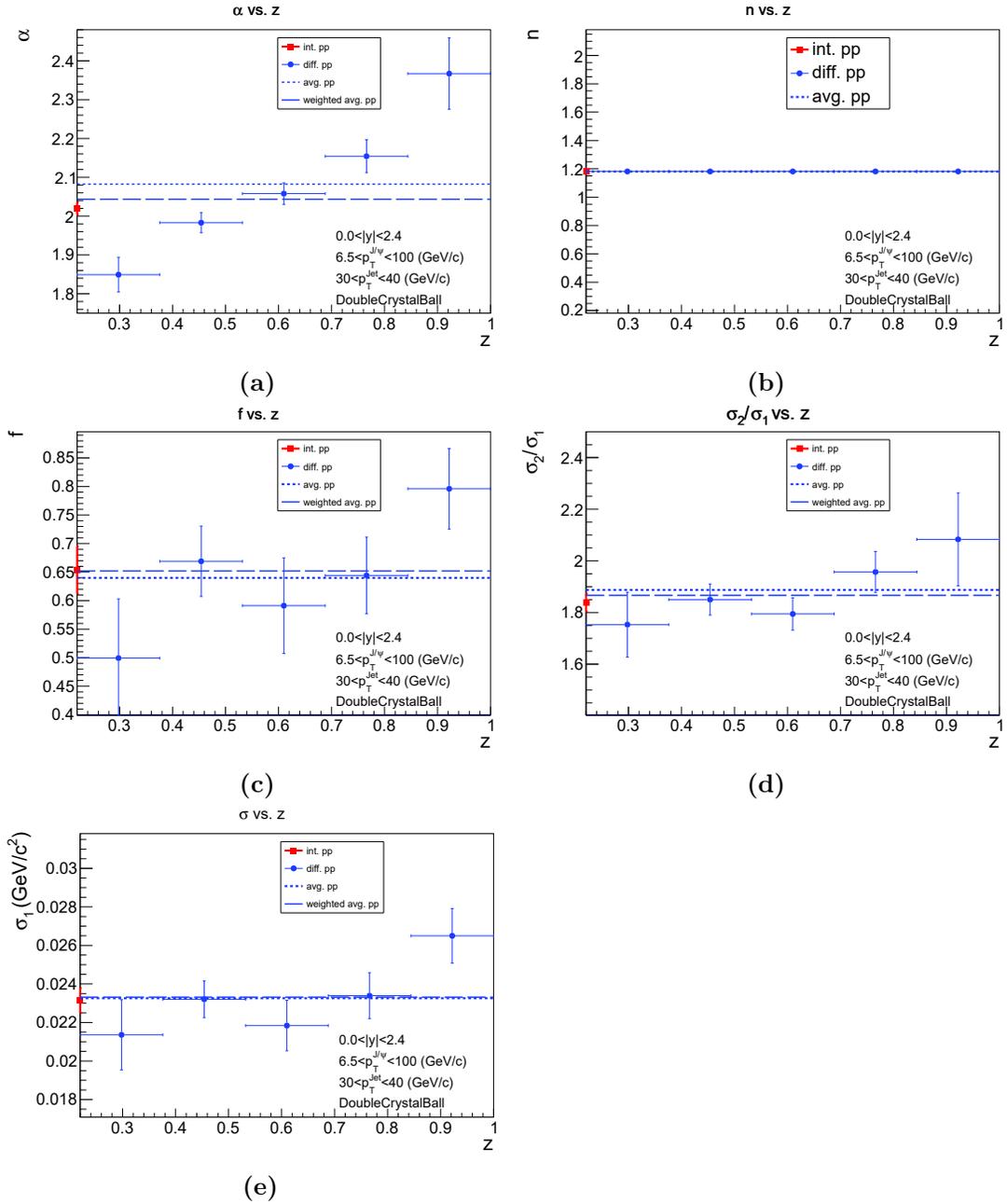


Figura A.2.3: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para n fija, usando Double Crystal Ball en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.

A.2.2.2. Gaussian and Crystal Ball

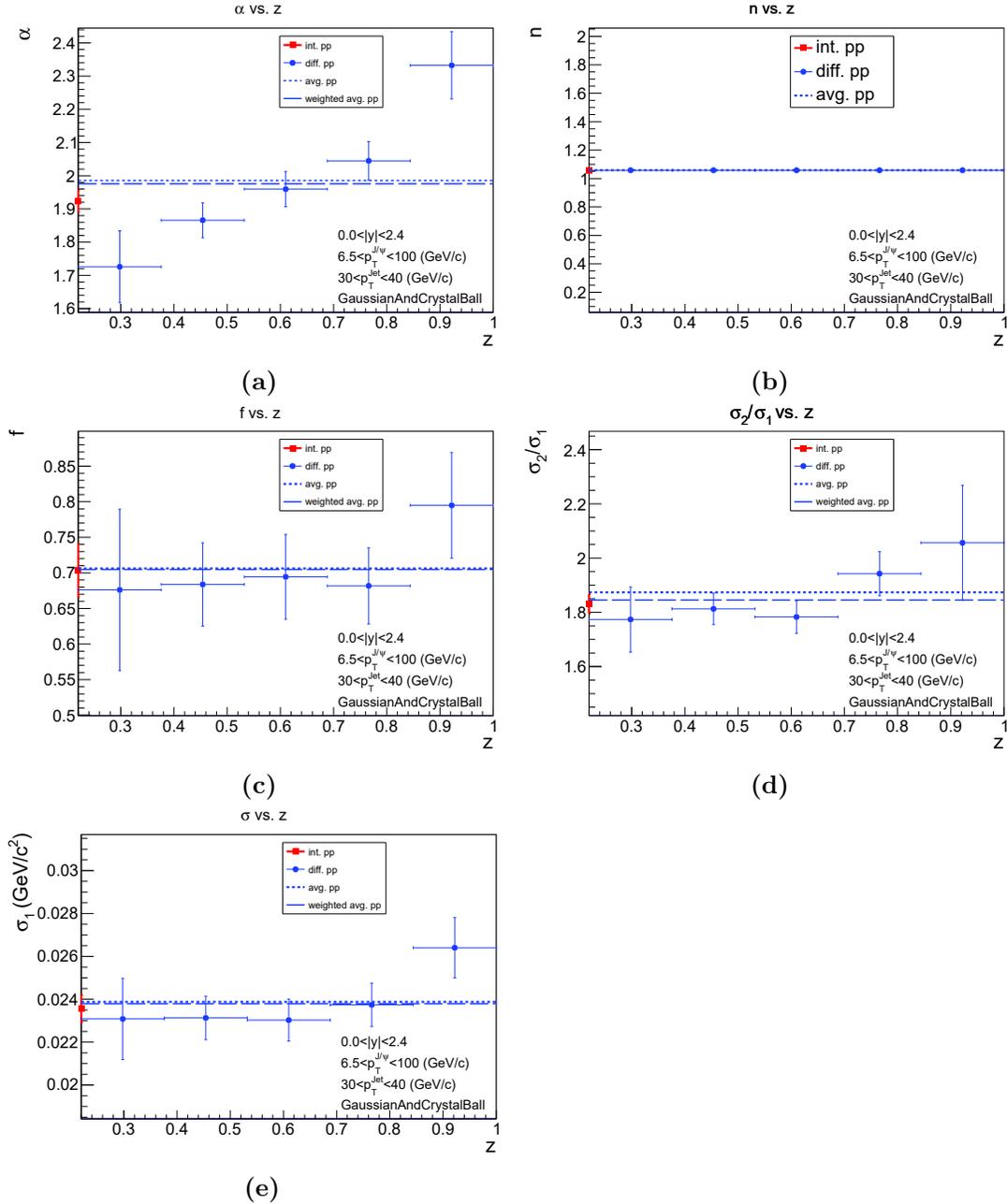


Figura A.2.4: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para n fija, usando Gaussian and Crystal Ball en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.

A.2.3. $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$

A.2.3.1. Double Crystal Ball

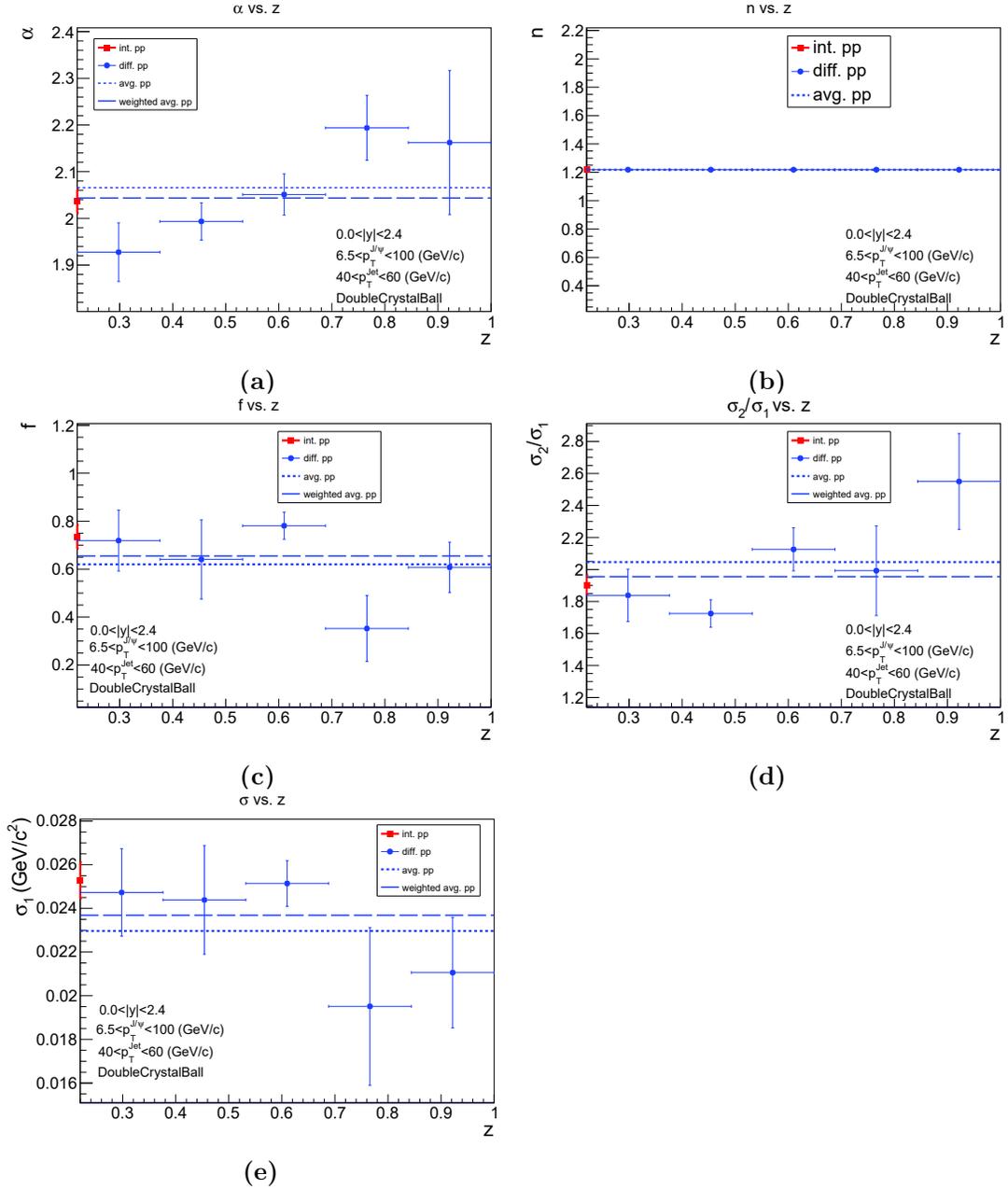


Figura A.2.5: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para n fija, usando Double Crystal Ball en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$.

A.2.3.2. Gaussian and Crystal Ball

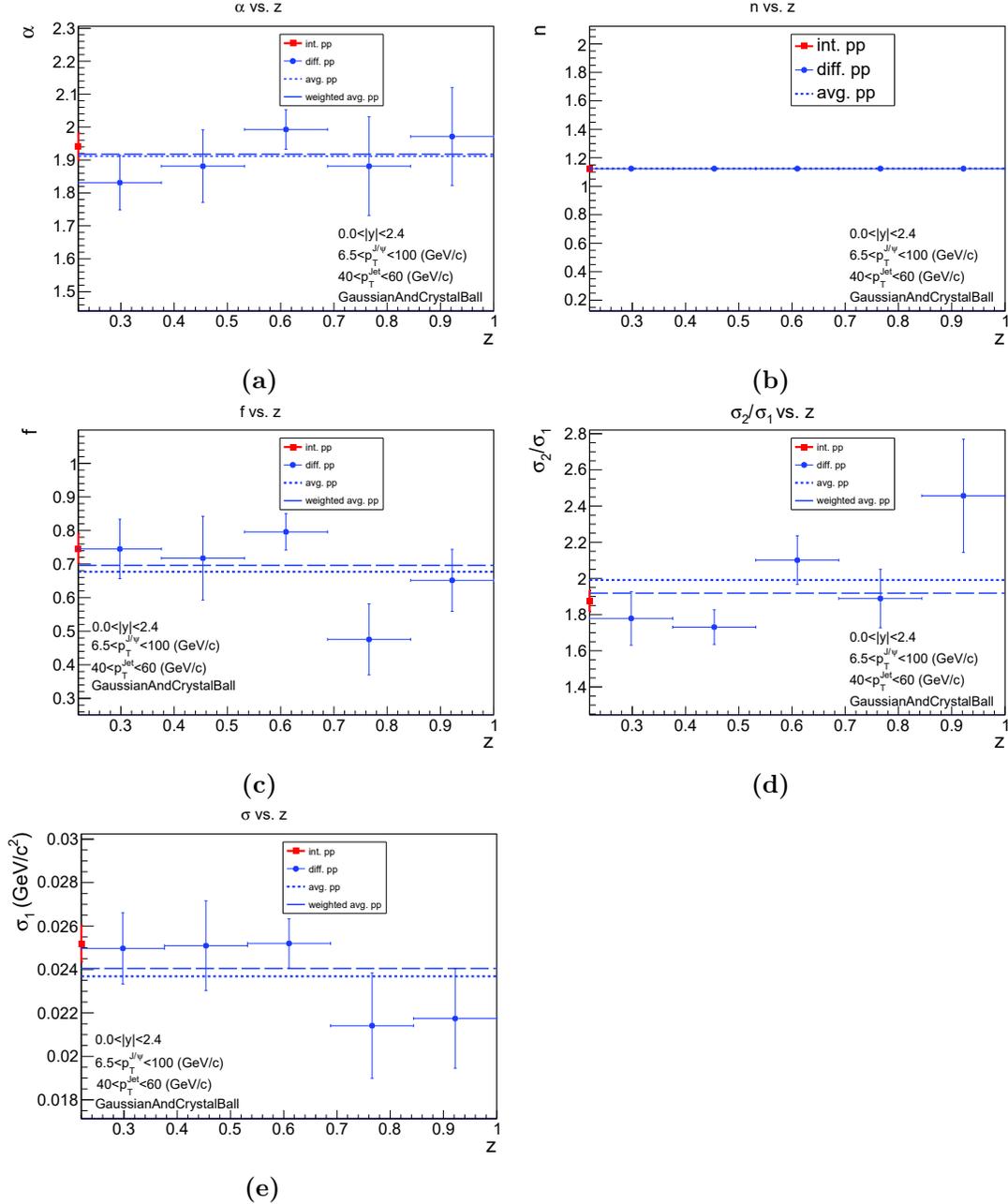


Figura A.2.6: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para n fija, usando Gaussian and Crystal Ball en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.

A.3. Fijando el valor de n y α

A.3.1. $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c

A.3.1.1. Double Crystal Ball

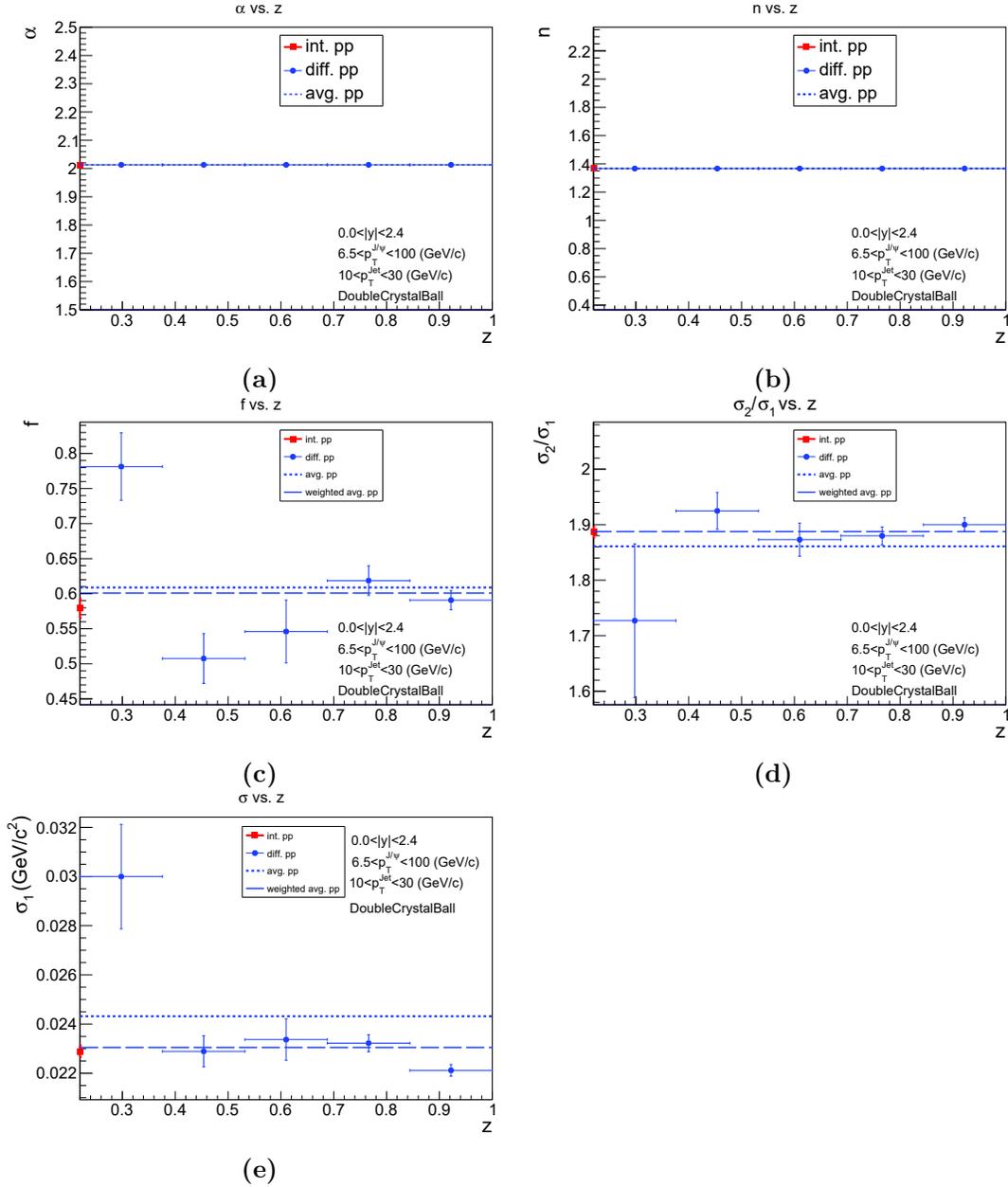


Figura A.3.1: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para n y α fijas, usando Double Crystal Ball en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.

A.3.1.2. Gaussian and Crystal Ball

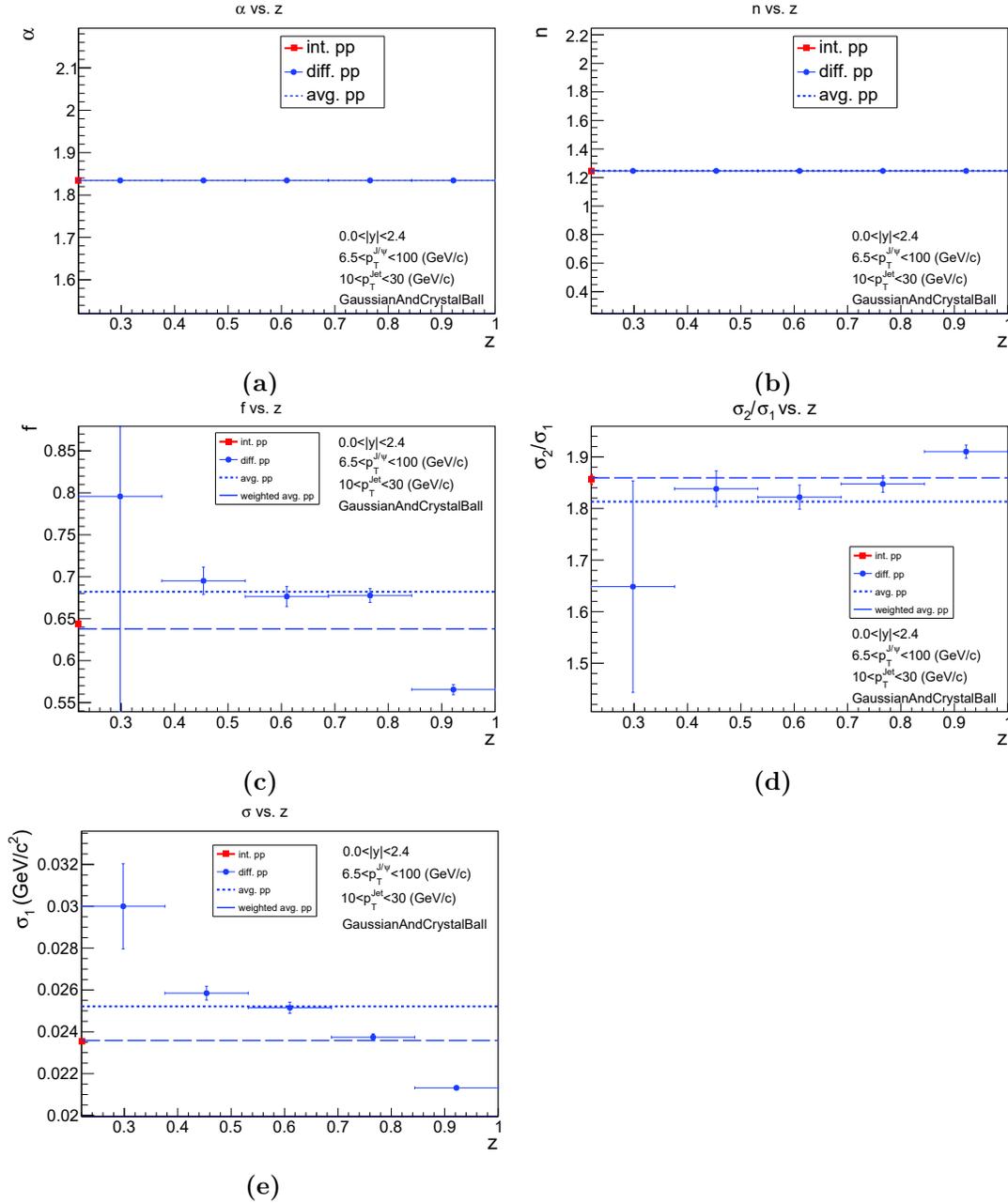


Figura A.3.2: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para n y α fijas, usando Gaussian and Crystal Ball en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c.

A.3.2. $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c

A.3.2.1. Double Crystal Ball

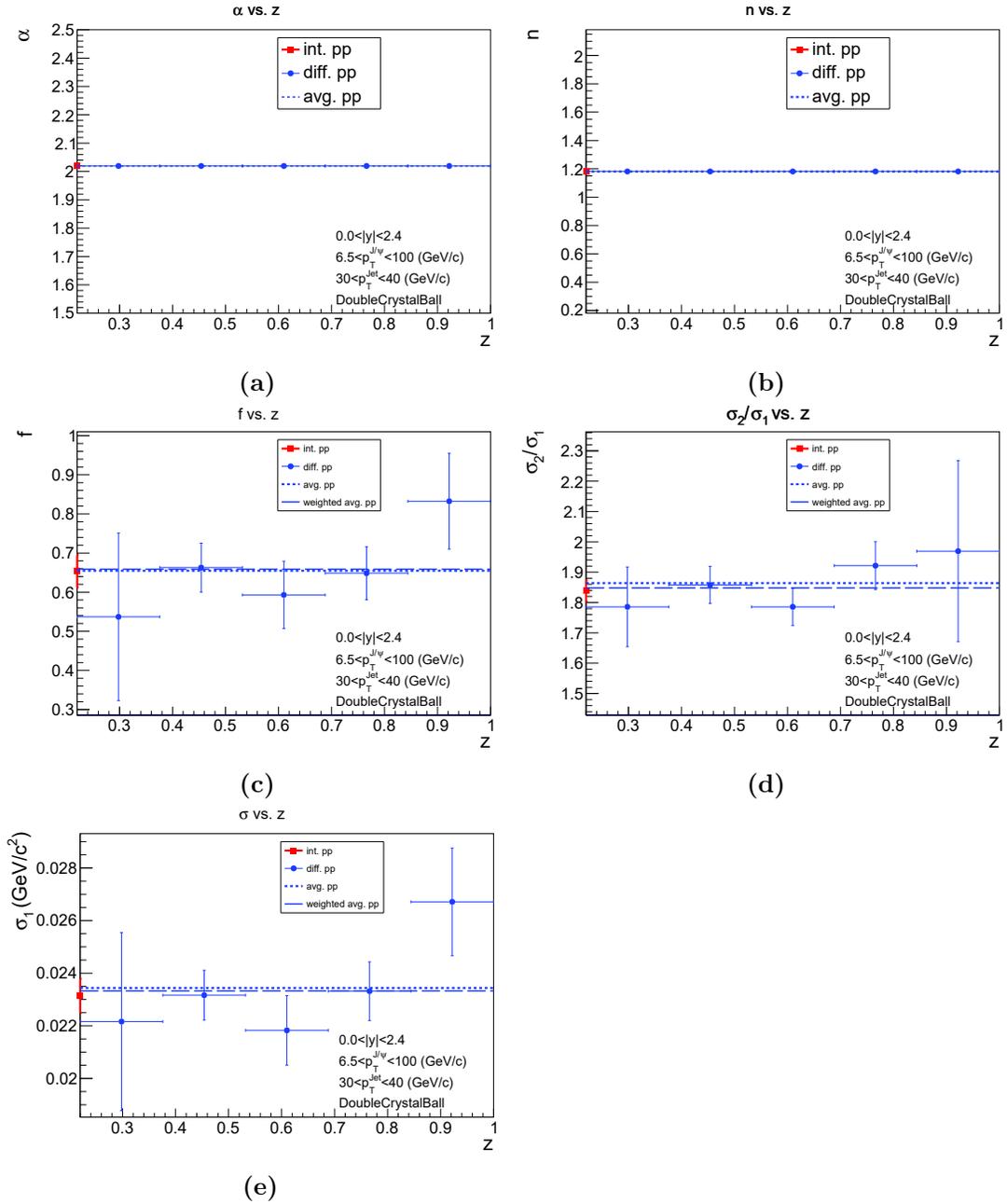


Figura A.3.3: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para n y α fijas, usando Double Crystal Ball en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.

A.3.2.2. Gaussian and Crystal Ball

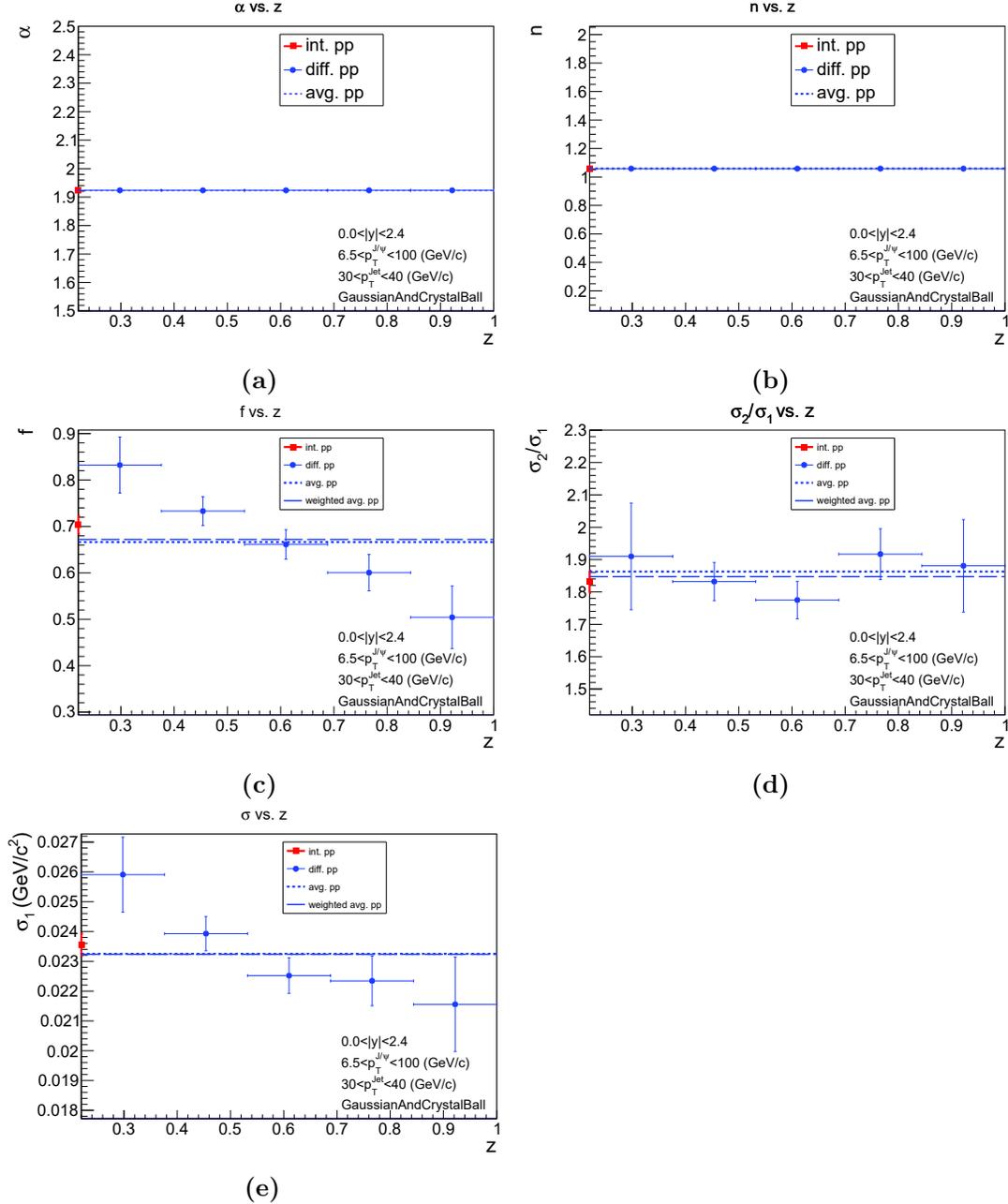


Figura A.3.4: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para n y α fijas, usando Gaussian and Crystal Ball en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c.

A.3.3. $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$

A.3.3.1. Double Crystal Ball

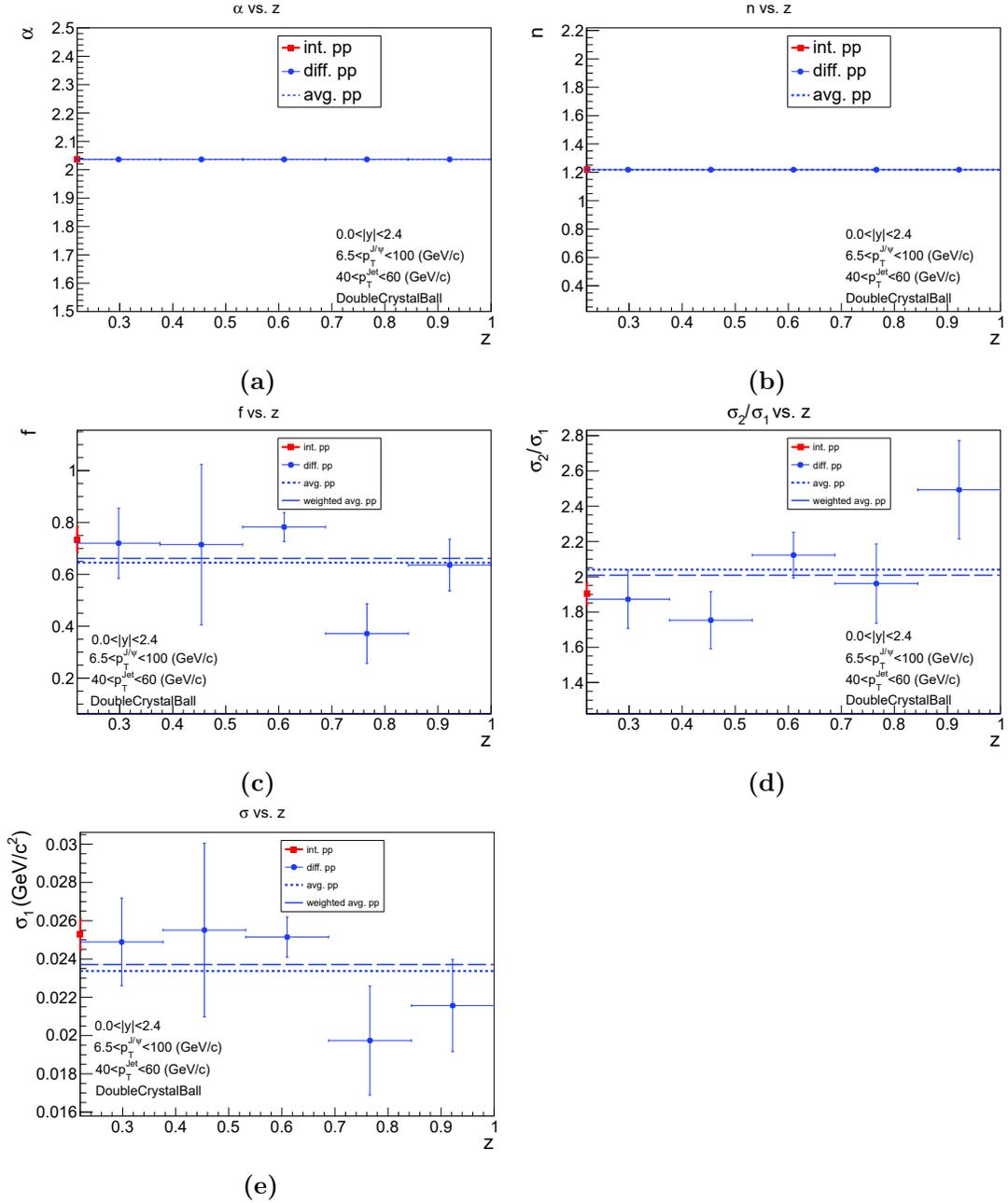


Figura A.3.5: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para n y α fijas, usando Double Crystal Ball en $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$.

A.3.3.2. Gaussian and Crystal Ball

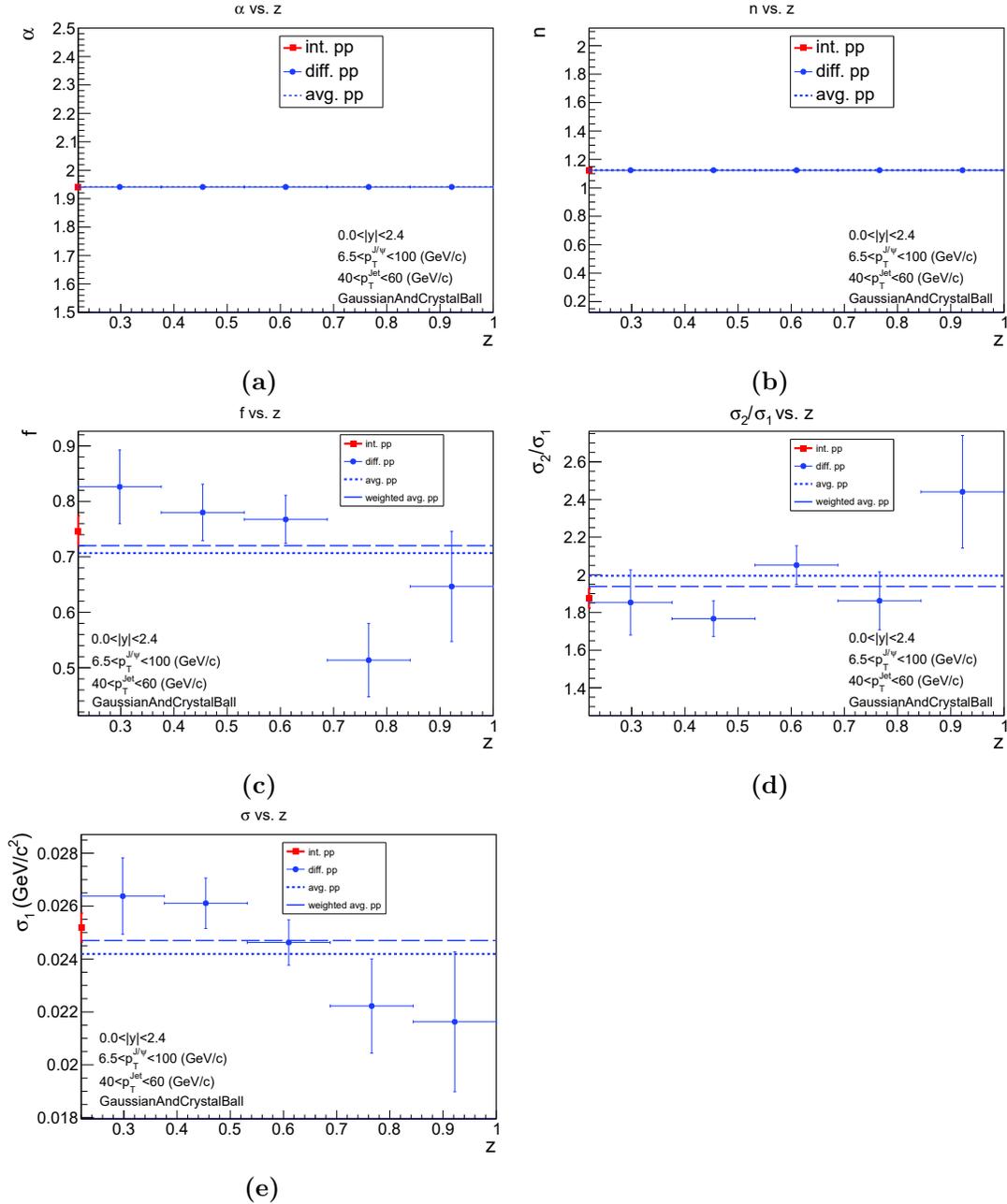


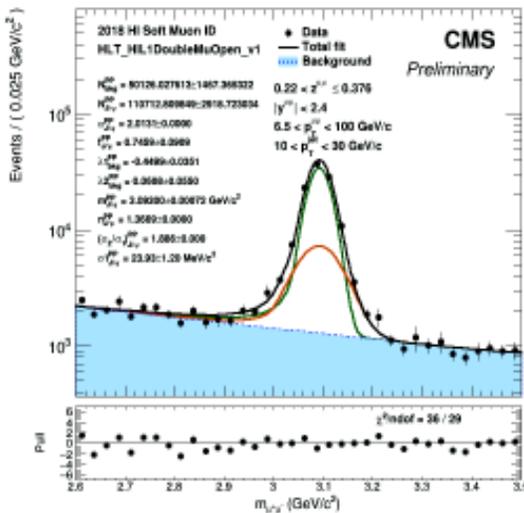
Figura A.3.6: Evolución de (a) α , (b) n , (c) f , (d) σ_2/σ_1 , y (e) σ_1 en función de z . Ajustes de masa invariante de J/ψ producidas en colisiones pp , con datos de simulaciones de Monte Carlo para n y α fijas, usando Gaussian and Crystal Ball en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c.

Apéndice B

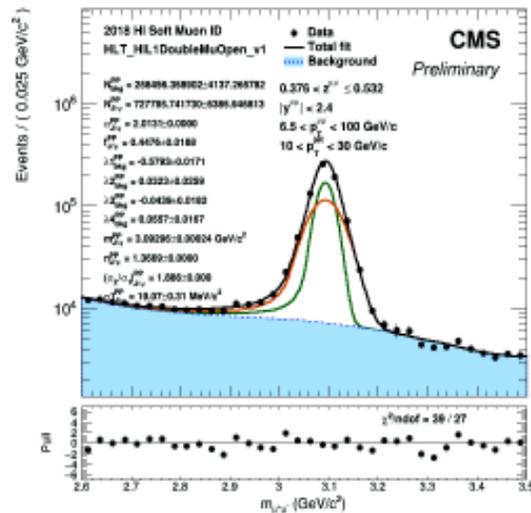
Gráficas de ajustes de masa invariante de J/ψ con datos reales

B.1. $10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$

B.1.1. Double Crystal Ball



(a)



(b)

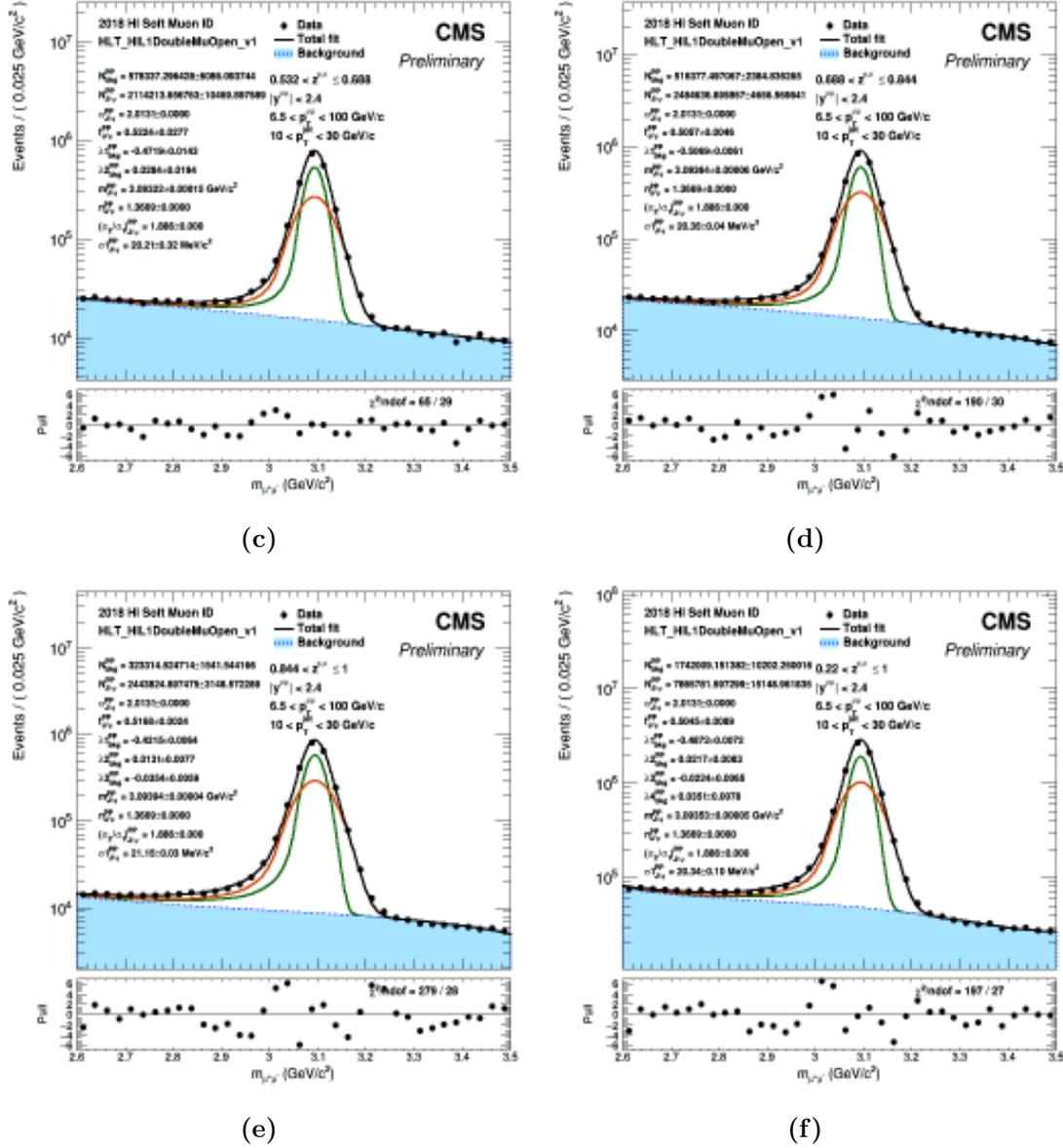
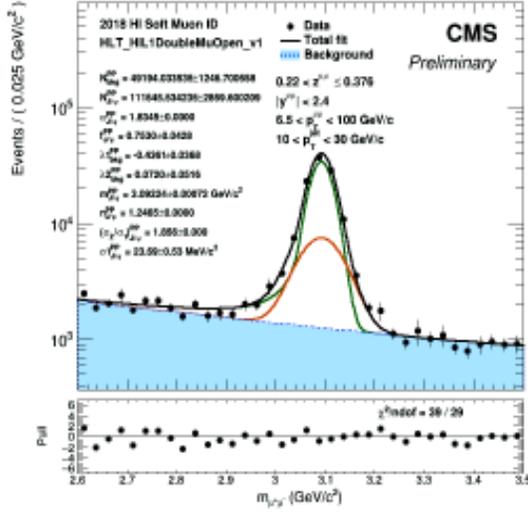
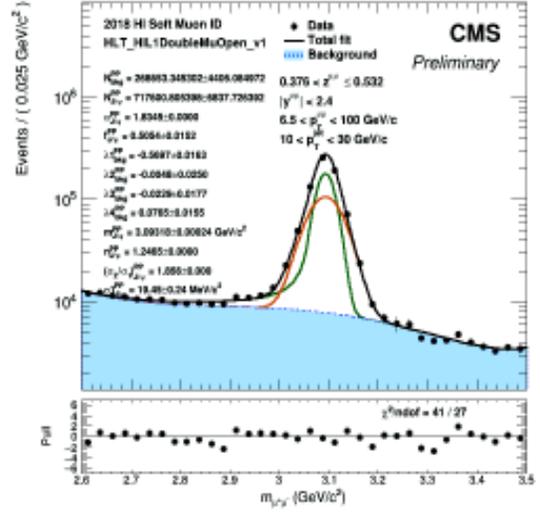


Figura B.1.1: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales, usando Double Crystal Ball para la se\u00f1al con n , α y σ_2/σ_1 , y Polinomios de Chebychev grado N para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30$ GeV/c. (a) $0.220 < z < 0.376$ y $N = 2$. (b) $0.376 < z < 0.532$ y $N = 4$. (c) $0.532 < z < 0.688$ y $N = 2$. (d) $0.688 < z < 0.844$ y $N = 1$. (e) $0.844 < z < 1.000$ y $N = 3$. (f) $0.220 < z < 1.000$ y $N = 4$.

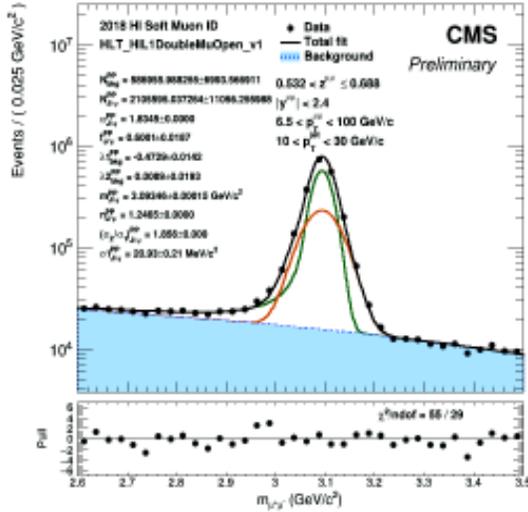
B.1.2. Gaussian and Crystal Ball



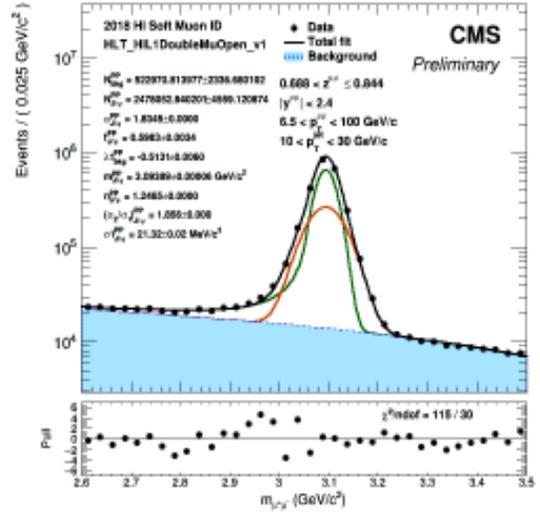
(a)



(b)



(c)



(d)

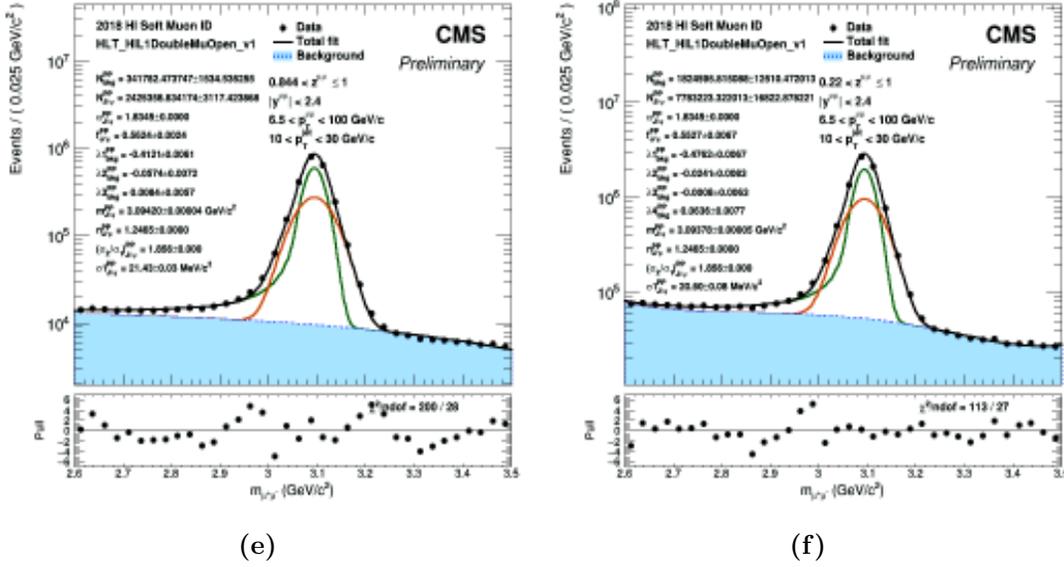
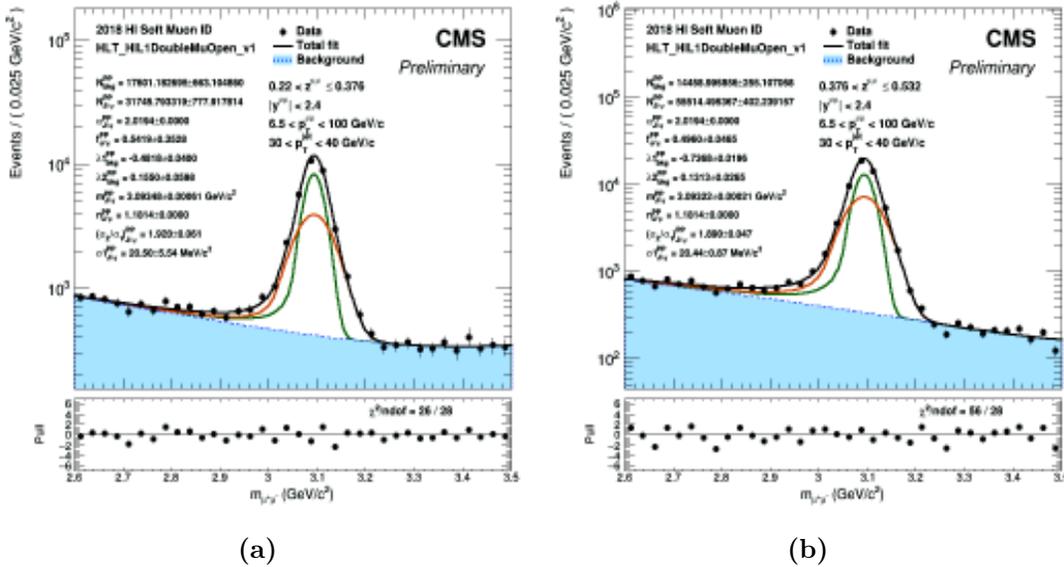


Figura B.1.2: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales, usando Gaussian and Crystal Ball para la se\u00f1al con n , α y σ_2/σ_1 fijas, y Polinomios de Chebychev grado N para el ruido de fondo en $10 < p_T^{jet} < 30 \text{ GeV}/c$. (a) $0.220 < z < 0.376$ y $N = 2$. (b) $0.376 < z < 0.532$ y $N = 4$. (c) $0.532 < z < 0.688$ y $N = 2$. (d) $0.688 < z < 0.844$ y $N = 1$. (e) $0.844 < z < 1.000$ y $N = 3$. (f) $0.220 < z < 1.000$ y $N = 4$.

B.2. $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$

B.2.1. Double Crystal Ball



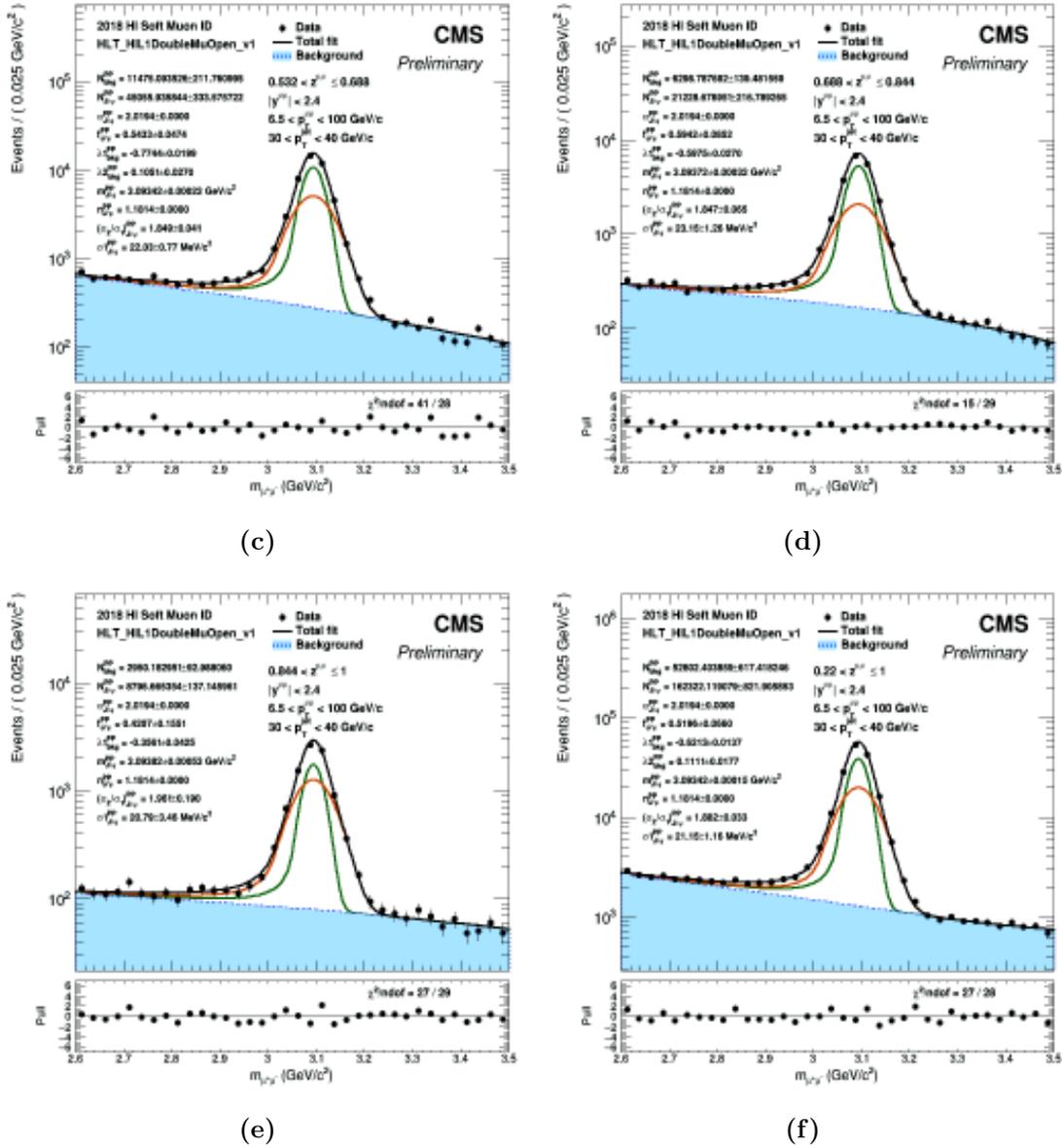
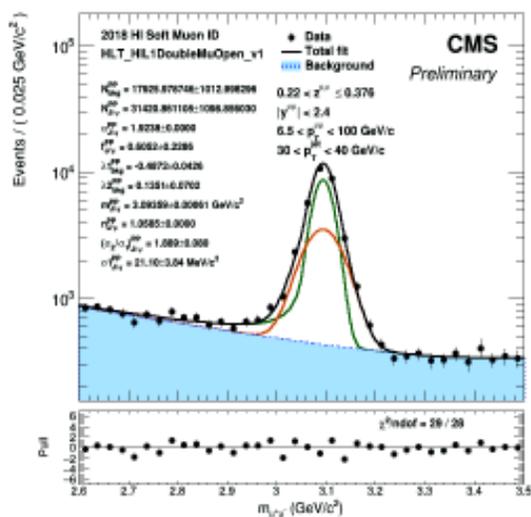
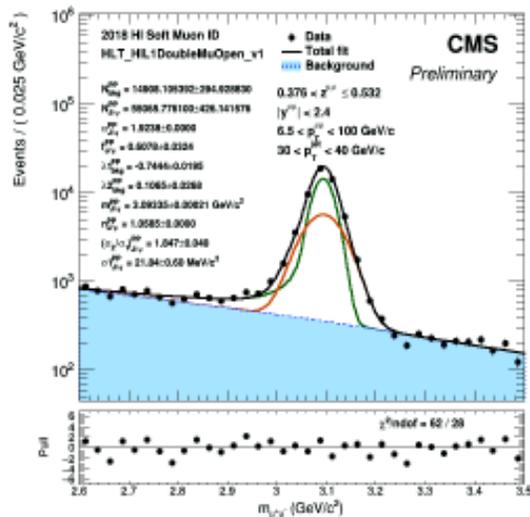


Figura B.2.1: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales, usando Double Crystal Ball para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado N para el ruido de fondo en $30 < p_T^{jet} < 40$ GeV/c. (a) $0.220 < z < 0.376$ y $N = 2$. (b) $0.376 < z < 0.532$ y $N = 2$. (c) $0.532 < z < 0.688$ y $N = 2$. (d) $0.688 < z < 0.844$ y $N = 1$. (e) $0.844 < z < 1.000$ y $N = 1$. (f) $0.220 < z < 1.000$ y $N = 2$.

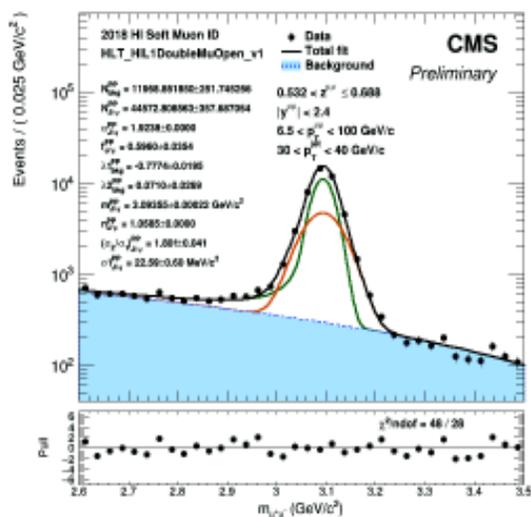
B.2.2. Gaussian and Crystal Ball



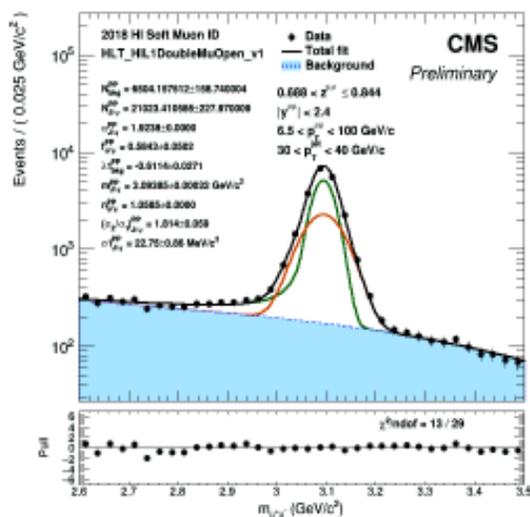
(a)



(b)



(c)



(d)

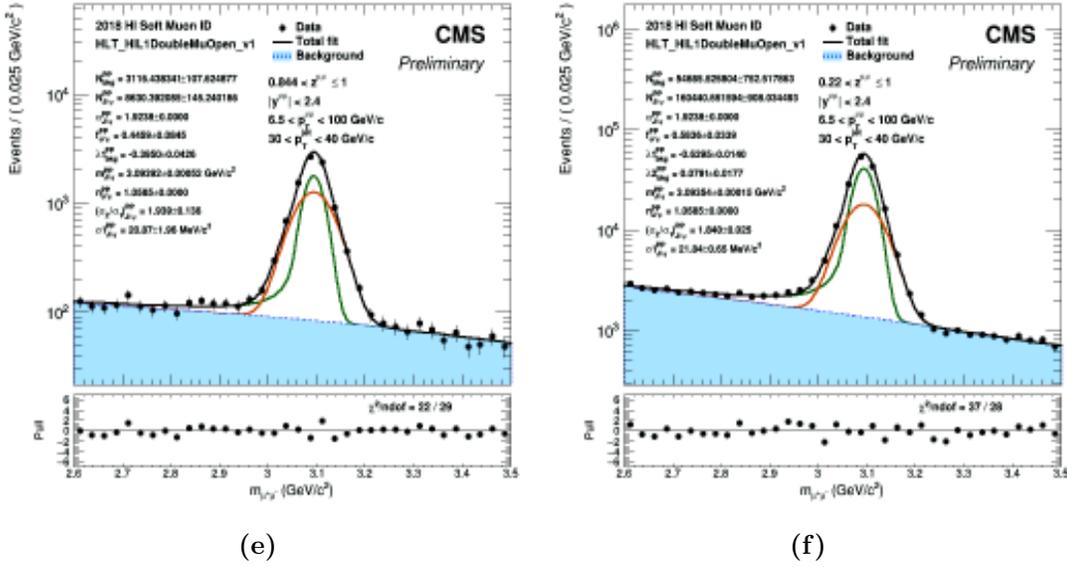
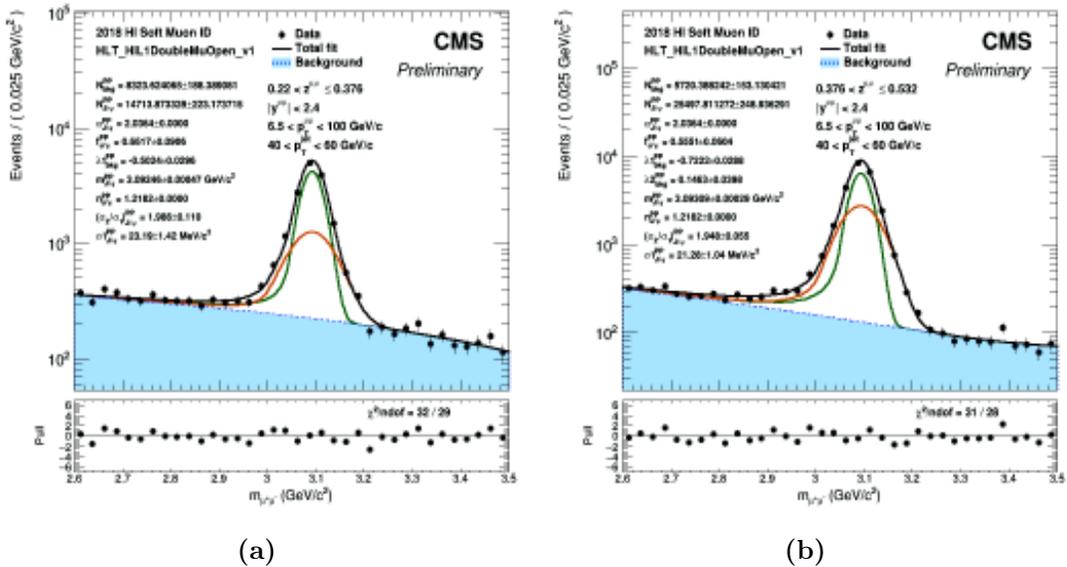


Figura B.2.2: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales, usando Gaussian and Crystal Ball para la se\u00f1al con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado N para el ruido de fondo en $30 < p_T^{jet} < 40 \text{ GeV}/c$. (a) $0.220 < z < 0.376$ y $N = 2$. (b) $0.376 < z < 0.532$ y $N = 2$. (c) $0.532 < z < 0.688$ y $N = 2$. (d) $0.688 < z < 0.844$ y $N = 1$. (e) $0.844 < z < 1.000$ y $N = 1$. (f) $0.220 < z < 1.000$ y $N = 2$.

B.3. $40 < p_T^{jet} < 60 \text{ GeV}/c$

B.3.1. Double Crystal Ball



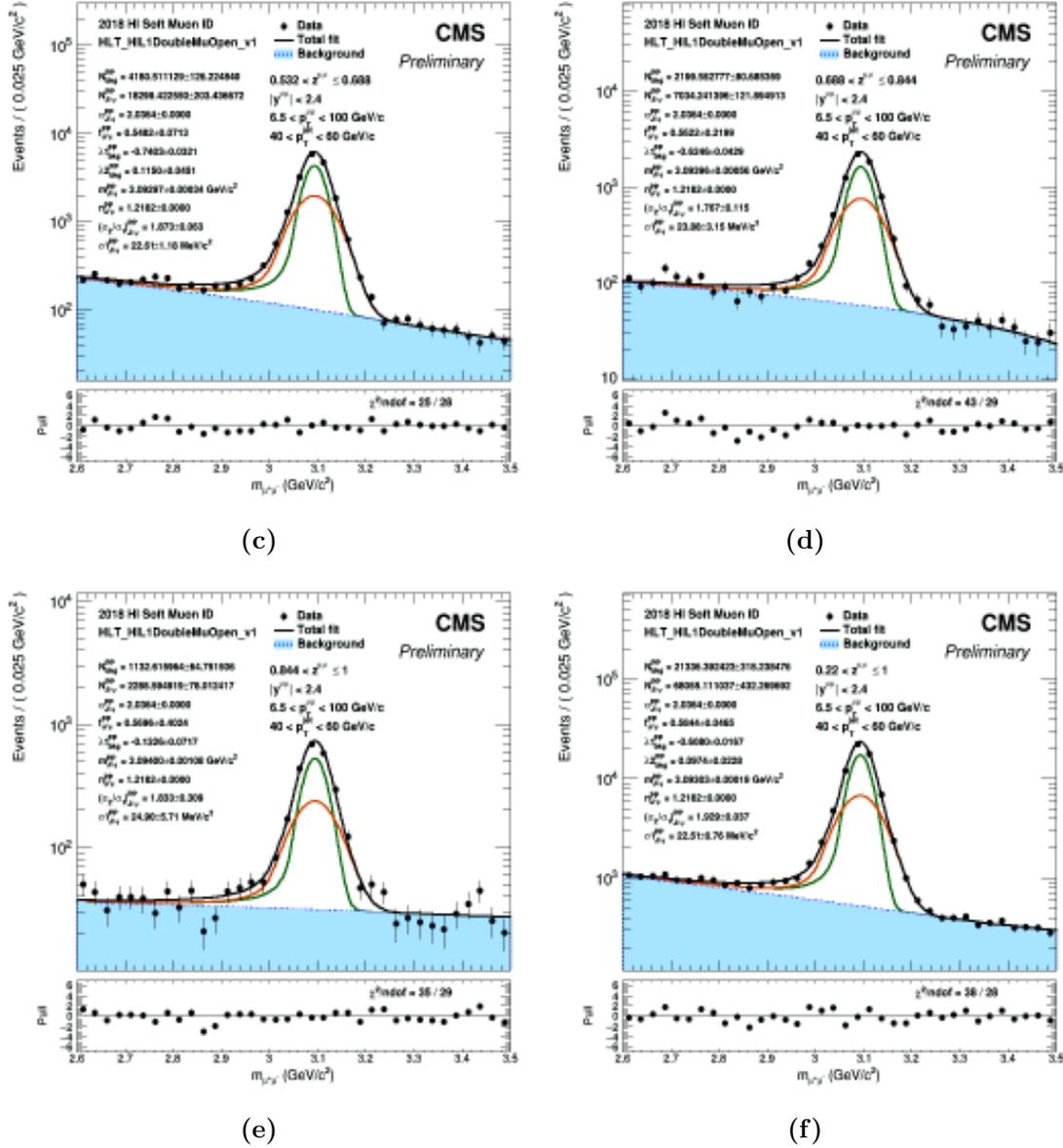
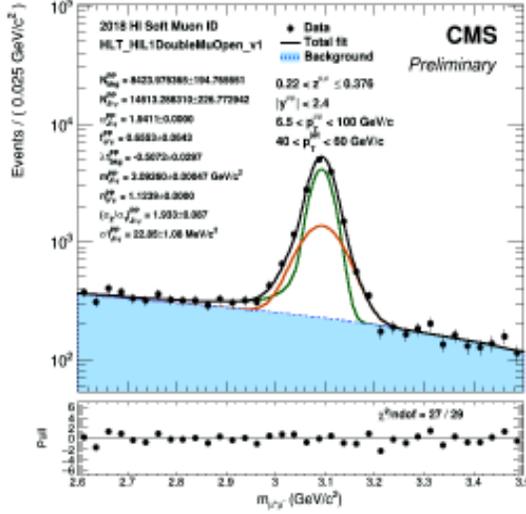
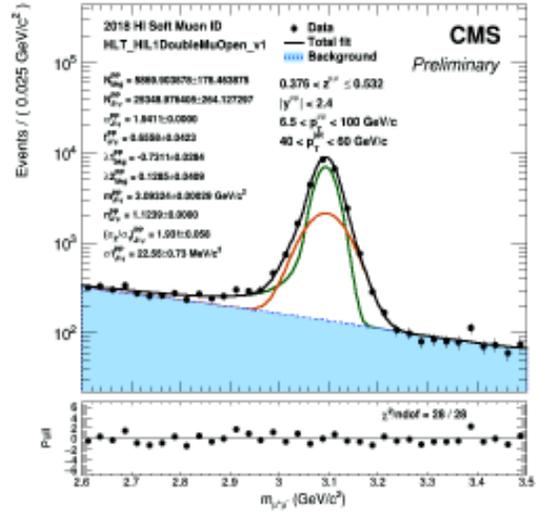


Figura B.3.1: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales, usando Double Crystal Ball para la se\u00f1al con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado N para el ruido de fondo en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c. (a) $0.220 < z < 0.376$ y $N = 2$. (b) $0.376 < z < 0.532$ y $N = 1$. (c) $0.532 < z < 0.688$ y $N = 2$. (d) $0.688 < z < 0.844$ y $N = 1$. (e) $0.844 < z < 1.000$ y $N = 1$. (f) $0.220 < z < 1.000$ y $N = 2$.

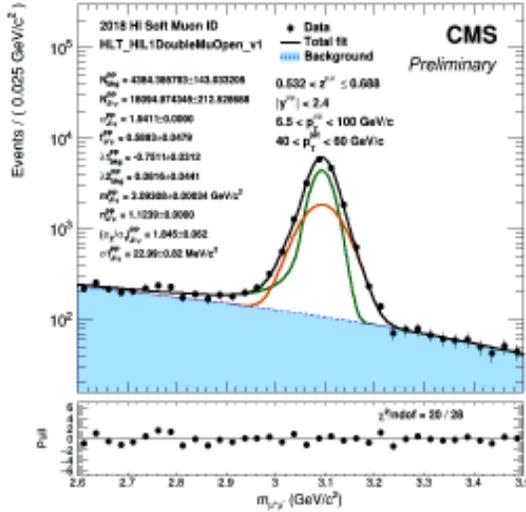
B.3.2. Gaussian and Crystal Ball



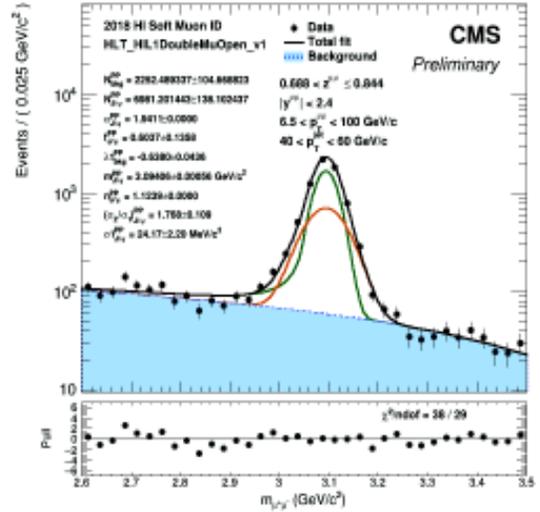
(a)



(b)



(c)



(d)

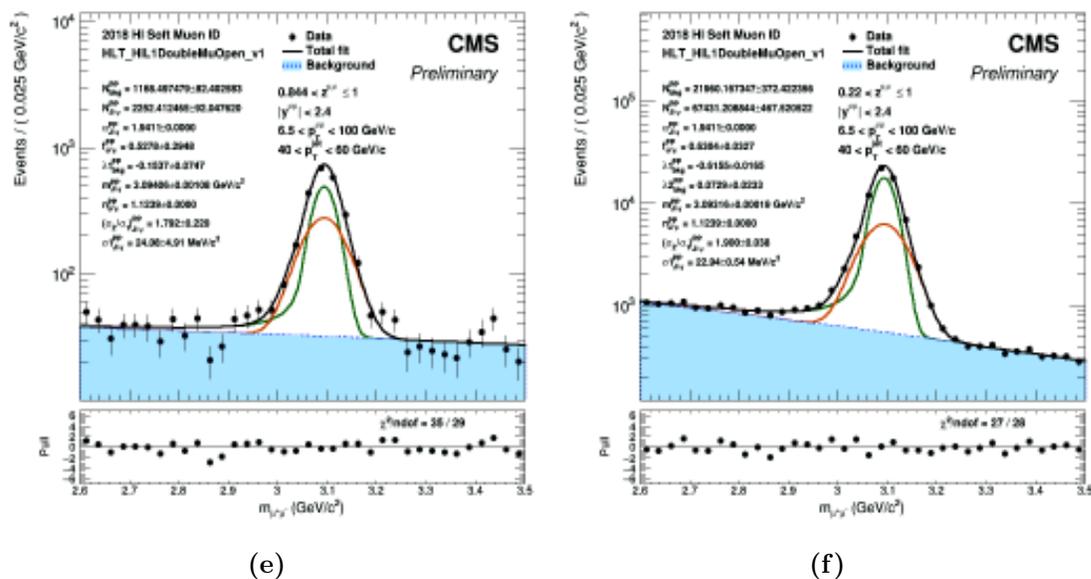


Figura B.3.2: Ajustes de masa invariante de J/ψ en colisiones pp a 5.02 TeV, con datos reales, usando Gaussian and Crystal Ball para la señal con n y α fijas, y Polinomios de Chebychev grado N para el ruido de fondo en $40 < p_T^{jet} < 60$ GeV/c. (a) $0.220 < z < 0.376$ y $N = 2$. (b) $0.376 < z < 0.532$ y $N = 1$. (c) $0.532 < z < 0.688$ y $N = 2$. (d) $0.688 < z < 0.844$ y $N = 1$. (e) $0.844 < z < 1.000$ y $N = 1$. (f) $0.220 < z < 1.000$ y $N = 2$.