

PONTIFICIA UNIVERSIDAD CATÓLICA DEL PERÚ

ESCUELA DE POSGRADO



PONTIFICIA
UNIVERSIDAD
CATÓLICA
DEL PERÚ

ESTUDIO DE CORTESES CINEMÁTICOS EN LA BÚSQUEDA DE FÍSICA NUEVA EN EL LHC

Tesis para optar el grado de Magíster en Física

Autor

Yolvi Javier Silva Malpartida

Asesor

Dr. Joel Jones Pérez

Jurado

Dr. Alberto Martín Gago Medina

Dr. José Luis Bazo Alba

Lima - Perú - 2018

*En memoria de mi abuela
Eusebia*



Agradecimientos

Quiero agradecer a mi familia por el apoyo brindado durante esta maestría. También quiero agradecer a mi profesores por sus consejos y enseñanzas, en especial a mi asesor Joel Jones Pérez por su orientación, consejos y apoyo. Quiero dar las gracias también a mis compañeros de la maestría en especial al grupo de Altas Energías, por su amistad y apoyo.

Este proyecto fue posible gracias al financiamiento de CIENCIACTIVA de CONCYTEC.



Resumen

Uno de los retos más importantes en la búsqueda de física nueva, en los procesos del LHC, es reducir el “Ruido de fondo”.

En este trabajo, se buscará reducir el “Ruido de fondo” de algunos procesos del Modelo Estándar como la producción de $pp \rightarrow t\bar{t} + \text{jets}$, $pp \rightarrow W + \text{jets}$, $pp \rightarrow Z + \text{jets}$ ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$) y multijets ($pp \rightarrow \text{jets}$), con un conjunto de cortes cinemáticos a variables usados en el experimento CMS.

Para este propósito se empleará software avanzado como Pythia y Delphes.



Índice general

Índice de figuras	V
1. Introducción	1
2. Marco Teórico	3
2.1. Dispersión Inelástica de Electrón-Protón ($ep \rightarrow eX$)	3
2.2. Modelo de Partones	5
2.3. Dispersión Inelástica de Electrón Como una Sección Eficaz Total de Fotón (Virtual)-Protón	7
2.4. Cromodinámica Cuántica	8
3. Procesos del LHC	16
3.1. Implementación de Lluvia de Partones en Pythia	16
3.1.1. Modo de uso de Pythia	16
3.2. Variables Cinemáticas	19
3.3. Resultados	22
4. Discusión y Conclusiones	28
Bibliografía	30

Índice de figuras

2.1.	Diagrama de menor orden para $ep \rightarrow ep'$, el electrón antes y después de la colisión tienen momentum k y k' respectivamente y el protón tiene momentum p y los partones X tienen momentum p'	4
2.2.	Dispersión inelástica en función de las dispersiones de los partones con carga e_i	5
2.3.	fotón virtual está interactuando con un partón dentro del protón	8
2.4.	Contribuciones $O(\alpha_s)(\gamma^*q \rightarrow qq)$ a $ep \rightarrow ep'$	9
2.5.	$O(\alpha_s)$ Contribución “hard” de la dispersión del gluón ($\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$) a $ep \rightarrow ep'$	9
2.6.	Acoplamiento del proceso $\gamma^*q \rightarrow qq$ en el proceso $\gamma^*p \rightarrow p'$	10
2.7.	Colisión en el sistema centro de masa del proceso $\gamma^*q \rightarrow qq$	11
2.8.	Proceso del partón y emisión del gluón de la ecuación (2.33)	13
2.9.	La estructura del quark del protón visto por un fotón virtual como Q^2 aumenta [11]	14
3.1.	Diagramas de Feynman de la producción de top-antitop. La figura parte (a) corresponde al diagrama de Feynman del canal $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ y la figura parte (b) corresponde al canal $gg \rightarrow t\bar{t}$.	18
3.2.	Plot de los procesos $pp \rightarrow t\bar{t}$ para 1000 eventos	19
3.3.	Desarrollo del método matemático para hallar ΔH_T mínimo	22
3.4.	Plot de la variable cinemática H_T	23
3.5.	Plot de la energía transversal del segundo jet mas energético, con corte de $H_T > 250$ GeV	24
3.6.	Plots de la variable cinemática H_T con cortes de $H_T > 250$ GeV y los dos jets más energéticos mayor a 100 GeV	24
3.7.	Plot de la variable cinemática α_T	25
3.8.	Plots de SUSY respecto a cada corte de variables cinemáticas	27

Capítulo 1

Introducción

Toda la materia en el universo está compuesta por partículas fundamentales, que se pueden clasificar en Bosones y Fermiones, con la diferencia que los bosones tienen Spin entero y los Fermiones semientero. A su vez, los fermiones se pueden clasificar en quarks y leptones. Las interacciones entre ellos se puede describir a través de cuatro interacciones fundamentales en el universo: Interacción fuerte, Interacción débil, Interacción electromagnética e Interacción gravitacional, este último tiene 10^{42} ordenes de magnitud menor a la interacción fuerte[10], por lo que no es considerado en física de partículas fenomenológico.

Estas interacciones son descritas por el modelo estándar. El modelo estándar describe el estado fundamental de la materia a través de partículas fundamentales. A pesar de que casi todas las pruebas experimentales están de acuerdo a las predicciones del modelo estándar, este tiene grandes problemas sin poder resolver como: No describe la masa de los neutrinos, No hay una partícula que describa la materia oscura, el problema de la jerarquía, entre otros. El problema de la jerarquía se da cuando las correcciones cuánticas a la masa del Higgs, por el acoplamiento con partículas más masivas que el Higgs, puede llegar a ser 30 ordenes de magnitud mayor que el valor requerido de la masa del Higgs ($m_H^2 \sim 100^2 \text{ GeV}^2$)[14]. Estos problemas motivan a buscar física nueva, como el Modelo de Supersimetría (SUSY).

SUSY predice nuevas partículas, que son compañeras de las partículas del modelo estándar, con diferente spin, es decir, un fermión tiene un bosón como compañero supersimétrico y viceversa. Los compañeros supersimétricos de los fermiones reciben un nombre que comienza con la letra “s” (ejemplo: top \rightarrow stop) y los compañeros supersimétricos de los bosones con un nombre que termina en “ino” (ejemplo: gluón \rightarrow gluino)[14]. La extensión mínima del modelo estándar que incluye SUSY, es conocido como “Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM)” [8].

Muchos experimentos, como ATLAS [2] y CMS en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) del CERN [1, 3], han tratado de hallar evidencia de partículas supersimétricas. Hasta el momento, no se ha hallado alguna evidencia de física nueva. Una posible explicación a esta falta de señales, es que la señal es débil y

está siendo contaminada con “ruido de fondo”. Este ruido de fondo proviene de otros procesos que generan el mismo estado final, o un estado final que sea similar experimentalmente.

El objetivo del presente trabajo es reducir el ruido de fondo de algunos procesos del modelo estándar como la producción de $t\bar{t}$, $W + \text{jets}$ y $Z + \text{jets}$, con cortes de variables cinemáticas usados por el experimento CMS.



Capítulo 2

Marco Teórico

2.1. Dispersión Inelástica de Electrón-Protón ($ep \rightarrow eX$)¹

En el colisionador Protón-Protón, el ruido de fondo proviene principalmente de procesos de QCD.

Al estar interesados en procesos de QCD, es decir, $pp \rightarrow qq$, se debe entender primero los procesos más básicos como la dispersión inelástica electrón - protón $ep \rightarrow eX$ por ser más “sencillo”.

En una dispersión inelástica de electrón-protón, consideramos al fotón como intermediario y denotamos al estado final como eX , donde X es la representación de dos o más partículas como se muestra en la Figura 2.1. El diferencial de sección eficaz es proporcional al producto de dos tensores, $L_{\mu\nu}$ que es función de los momentum k y k' referente a los electrones, y $W^{\mu\nu}$ que es dado por los momentum p y p' del protón y X .

$$d\sigma \sim L_{\mu\nu}^e W^{\mu\nu} \quad (2.1)$$

El tensor $L_{\mu\nu}$ es conocido de la dispersión electrón - muón. Si usamos el límite relativista ($m_e \sim 0$)[11] está dado por:

$$L_e^{\mu\nu} = 2(k'^{\mu}k^{\nu} + k'^{\nu}k^{\mu} - (k' \cdot k)g^{\mu\nu}) \quad (2.2)$$

Debido que el protón tiene una estructura, $W^{\mu\nu}$ es desconocido, por lo que se propone una estructura general.

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} = & -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p^{\mu} p^{\nu} - i \frac{W_3}{M^2} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{\alpha} p_{\beta} + \frac{W_4}{M^2} q^{\mu} q^{\nu} \\ & + \frac{W_5}{M^2} (p^{\mu} q^{\nu} + q^{\mu} p^{\nu}) + i \frac{W_6}{M^2} (p^{\mu} q^{\nu} - q^{\mu} p^{\nu}) \end{aligned} \quad (2.3)$$

¹Esta sección sigue de cerca el procedimiento de [10] y [11]

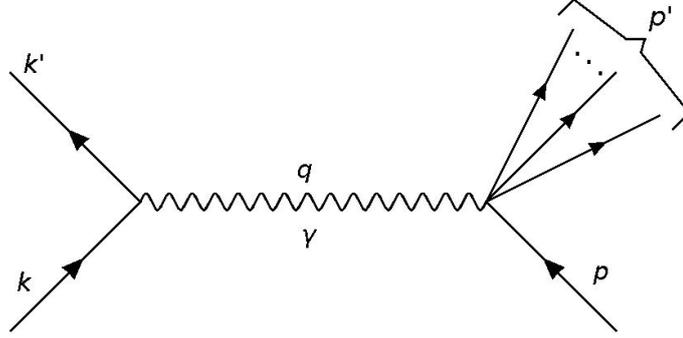


Figura 2.1: Diagrama de menor orden para $ep \rightarrow ep'$, el electrón antes y después de la colisión tienen momentum k y k' respectivamente y el protón tiene momentum p y los partones X tienen momentum p'

W_i dependen de p y p' . No obstante, pueden escribirse en términos de $(p-p')^2 = q^2 = (k' - k)^2 \approx -2k.k'$ y $\nu = p.q/M$ (cambio de variable), donde, M es la masa del protón.

W_3 y W_6 son términos que describen violación de paridad, que no hay en este proceso, ni en procesos de QCD, por ello los vamos a ignorar.

Según la identidad de Ward-Takahashi: $q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0$, y con esto, podemos simplificar $W^{\mu\nu}$:

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2}{M^2} \left(p^\mu - \frac{p.q}{q^2} q^\mu \right) \left(p^\nu - \frac{p.q}{q^2} q^\nu \right) \quad (2.4)$$

De las ecuaciones (2.2) y (2.4):

$$(L^\epsilon)^{\mu\nu} W_{\mu\nu} = 4W_1(k.k') + \frac{2W_2}{M^2} [2(p.k)(p.k') - M^2 k.k'] \quad (2.5)$$

Insertando esta ecuación en la Regla de Oro de Fermi, tenemos que la sección eficaz de la dispersión inelástica de electrón-protón ($ep \rightarrow ep'$) en el sistema de laboratorio:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} \right)_{lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left\{ W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (2.6)$$

donde, α , E , E' y Ω son la constante de acoplamiento fuerte, la energía del electrón entrante, energía del electrón saliente y el ángulo sólido del electrón saliente respectivamente.

Si el protón fuese tratado como una partícula fundamental, entonces tendríamos una sección eficaz similar a la sección eficaz de la dispersión de electrón-muón. Para reproducir ese resultado W_1 y W_2 deben tener la forma:

$$2W_1^{punto} = \frac{Q^2}{2M^2} \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2M^2} \right) \quad (2.7)$$

$$W_2^{punto} = \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2M^2} \right) \quad (2.8)$$

donde $Q^2 = -q^2$

Hasta ahora W_1^{punto} y W_2^{punto} tienen dependencia de Q^2 y ν independientemente, pero si usamos la identidad matemática $\delta(x/a) = a\delta(x)$:

$$2MW_1^{punto} = \frac{Q^2}{2M\nu} \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu} \right) \quad (2.9)$$

$$\nu W_2^{punto} = \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu} \right) \quad (2.10)$$

Ahora W_1^{punto} y W_2^{punto} son funciones que dependen solo de la razón $Q^2/2M\nu$ y no de Q^2 y ν de manera independiente.

Esto nos motiva definir una variable adimensional “ w ”

$$w = \frac{2q \cdot p}{Q^2} = \frac{2M\nu}{Q^2} \quad (2.11)$$

Con esta nueva variable, podemos escribir W_i en términos de otras funciones que dependan solo de w ($F_i(w)$), es decir, podemos hacer el siguiente cambio de variable:

$$MW_1(\nu, Q^2) \rightarrow F_1(w) \quad (2.12)$$

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \rightarrow F_2(w) \quad (2.13)$$

2.2. Modelo de Partones

En este modelo el protón está formado por partículas fundamentales llamado partones (quarks y gluones). En altas energías, cuando el electrón interactúa con el protón, esta interacción se interpreta como si ocurriera con un partón específico, con el resto como “espectadores” (como se muestra en la Figura 2.2), que después de la colisión se llevará una fracción x del momentum y energía del protón. En el modelo, el protón estaría compuesto por tres quarks de valencia (dos up’s y un down) en un “mar” de gluones y otros quarks.

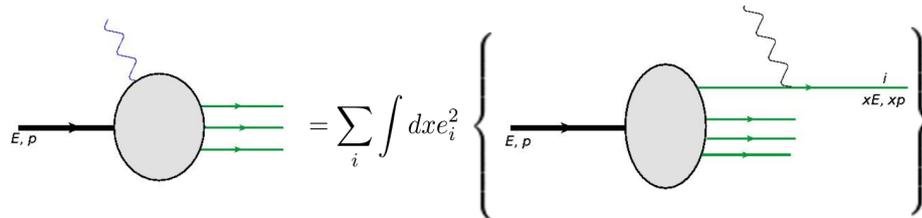


Figura 2.2: Dispersión inelástica en función de las dispersiones de los partones con carga e_i

Como los quarks y gluones en el protón son, en principio, distinguibles, la sección eficaz total se obtiene sumando amplitudes al cuadrado. Por ello, la sección eficaz de la dispersión inelástica electrón - protón es proporcional a la suma de todas las secciones eficaces de cada partón.

Se puede ver en la Figura 2.2 que los partones llevan una fracción de energía y momentum del protón cuando estos interactúan con el fotón virtual, es necesario definir ahora $f_i(x)$:

$$f_i(x) = \frac{dP_i}{dx} \quad (2.14)$$

que es la densidad de probabilidad de que el partón i lleve una fracción x del momentum p del protón, reciben el nombre de "parton distribution function" (pdf).

Entonces, las variables cinemáticas pueden ser resumidas de la siguiente manera:

	Protón	Partón	
Energía	E	xE	
Momentum longitudinal	p_L	xp_L	(2.15)
Momentum transversal	$p_T = 0$	0	
Masa	M	$m = xM$	

Se está considerando que los partones entrantes se mueven solo a lo largo del eje Z .

Con esto, podemos definir la sección eficaz total de la siguiente manera:

$$\frac{d\sigma(ep \rightarrow ep')}{d\Omega dE'} = \sum_i \int_0^1 dx f_i(x) \frac{d\hat{\sigma}(ep_i \rightarrow ep')}{d\Omega dE'} \quad (2.16)$$

donde $\hat{\sigma}(ep_i \rightarrow ep')$ es la sección eficaz de cada partón[15]. Como estos partones se comportan como una partícula fundamental, la sección eficaz debería tener la forma de la dispersión electrón-muón. Considerando las ecuaciones (2.6), (2.7) y (2.8)

$$\left(\frac{d\hat{\sigma}(ep_i \rightarrow ep')}{d\Omega dE'} \right)_{lab} = \frac{\alpha^2 e_i^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{2m^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m} \right) \quad (2.17)$$

donde, m y e_i es la masa y la carga del partón.

Usando la identidad matemática $\delta(x/a) = a\delta(x)$ y la ecuación (2.11).

$$\delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m} \right) = \delta \left(\frac{Q^2 w}{2M} - \frac{Q^2}{2Mx} \right) = \frac{2Mx}{Q^2 w} \delta \left(x - \frac{1}{w} \right) \quad (2.18)$$

Reemplazando las ecuaciones (2.17) y (2.18) en la ecuación (2.16), obtenemos la sección eficaz total.

$$\left(\frac{d\sigma(ep \rightarrow ep')}{d\Omega dE'} \right)_{lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \sum_i e_i^2 f_i \left(\frac{1}{w} \right) \left[\frac{2M}{Q^2 w^2} \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{1}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (2.19)$$

A partir de ahora denotaremos $1/w = x$, pero no significará la fracción del momentum del protón que lleva cada partón, como se mencionó anteriormente. Comparando las ecuaciones (2.6) y (2.19), podemos identificar las funciones de estructura:

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \rightarrow F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \quad (2.20)$$

$$MW_1(\nu, Q^2) \rightarrow F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x) \quad (2.21)$$

Ahora la sección eficaz de la dispersión inelástica electrón-protón depende solo de una función $f_i(x)$ que describe el modelo que se está analizando.

2.3. Dispersión Inelástica de Electrón Como una Sección Eficaz Total de Fotón (Virtual)-Protón

Será útil mostrar el proceso $ep \rightarrow eX$ en términos de un fotón virtual. Un fotón virtual tiene tres grados de libertad y tiene vectores de polarización con helicidad λ : ε_λ^μ y momentum q^μ

La sección eficaz es:

$$\sigma_\lambda^{tot} = \frac{4\pi\alpha}{K} \varepsilon_\lambda^{\mu*} \varepsilon_\lambda^\nu W_{\mu\nu} \quad (2.22)$$

Siendo $K = \frac{2q \cdot p + q^2}{2M} = \frac{2M\nu + q^2}{2M} = \nu + \frac{q^2}{2M}$

Tomando q a lo largo del eje Z , entonces una base para los vectores de polarización son[11]:

$$\varepsilon_\pm^\mu = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, \pm i, 0) \quad (2.23)$$

$$\varepsilon_0^\mu = \frac{1}{\sqrt{-q^2}} (\sqrt{\nu^2 - q^2}, 0, 0, \nu) \quad (2.24)$$

Por otro lado, el protón está en reposo y si el movimiento del fotón se da en el eje Z , entonces el vector $p = (M, 0, 0, 0)$ y $q = (\nu, 0, 0, \sqrt{\nu^2 - q^2})$. Algunas relaciones útiles para hallar la sección eficaz son:

$$\begin{cases} \varepsilon_\pm^\mu \cdot p_\mu = 0 \\ \varepsilon_\pm^\mu \cdot q_\mu = 0 \\ \varepsilon_0^\mu \cdot p_\mu = \frac{M\sqrt{\nu - q^2}}{\sqrt{-q^2}} \\ \varepsilon_0^\mu \cdot q_\mu = 0 \\ \varepsilon_+ \cdot \varepsilon_+ = 1 \\ \varepsilon_- \cdot \varepsilon_- = 1 \end{cases} \quad (2.25)$$

Si contraemos el tensor de (2.4) con las polarizaciones y usamos las relaciones de (2.25) en la ecuación (2.22), podremos obtener las tres secciones eficaces, correspondiente a cada grado de libertad del fotón virtual.

$$\begin{cases} \sigma_T = \frac{1}{2}(\sigma_+^{tot} + \sigma_-^{tot}) = \frac{4\pi^2\alpha}{K}W_1(\nu, q^2) \\ \sigma_L = \sigma_0^{tot} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \left[\left(1 - \frac{\nu}{q^2}\right) W_2(\nu, q^2) - W_1(\nu, q^2) \right] \end{cases} \quad (2.26)$$

Usando las relaciones de sección eficaz de un fotón virtual σ_T y σ_L y W_1 y W_2 , podemos obtener las relaciones en el límite donde el protón es una partícula puntual, es decir:

$$2F_1 = \frac{\sigma_T}{\sigma_0} \quad (2.27)$$

$$\frac{F_2}{x} = \frac{\sigma_T + \sigma_L}{\sigma_0} \quad (2.28)$$

donde,

$$\sigma_0 = \frac{4\pi^2\alpha}{2MK} \quad (2.29)$$

En el modelo de partones σ_T y σ_L , están dados por el diagrama de la Figura 2.3. En este caso, debido a la ecuación (2.21), obtenemos $\sigma_L = 0$ y:

$$\frac{\sigma_T(x, Q^2)}{\sigma_0} = \frac{F_2}{x} = \sum_i e_i^2 f_i(x) \quad (2.30)$$

Notar que también podríamos usar la función F_1 ya que está relacionado con la función F_2 (ver ecuación 2.21).

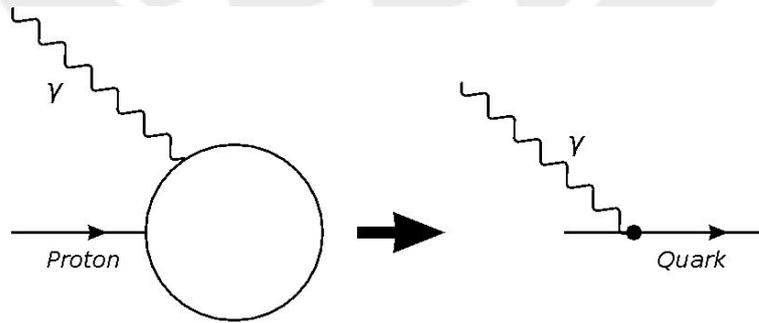


Figura 2.3: fotón virtual está interactuando con un partón dentro del protón

2.4. Cromodinámica Cuántica

En el modelo de partones, representado simbólicamente por la Figura 2.3, debemos permitir la posibilidad que el quark pueda irradiar un gluón antes o

después de interactuar con el fotón virtual, γ^* . Estas posibilidades se muestran en la Figura 2.4. Además, un gluón dentro del protón puede contribuir a la dispersión inelástica profunda a través de la interacción $\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$ como se muestra en la Figura 2.5.

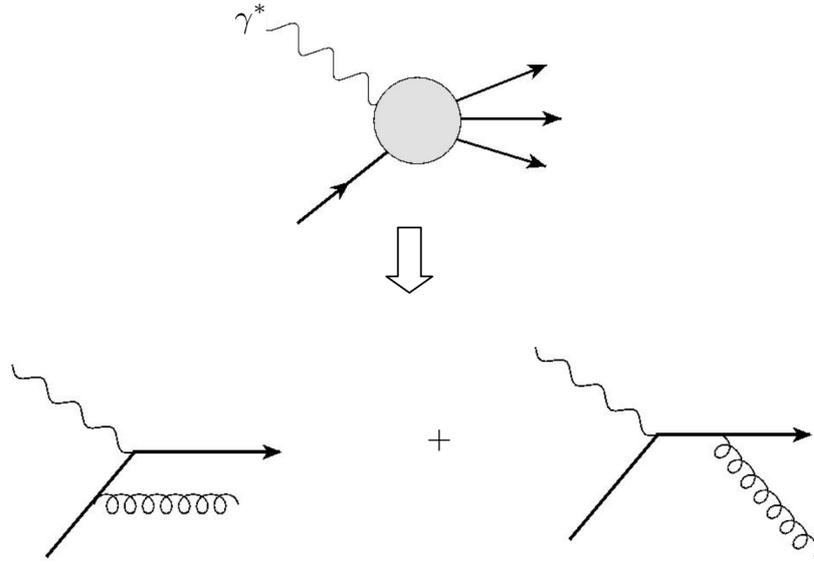


Figura 2.4: Contribuciones $O(\alpha_s)(\gamma^*q \rightarrow qg)$ a $ep \rightarrow ep'$

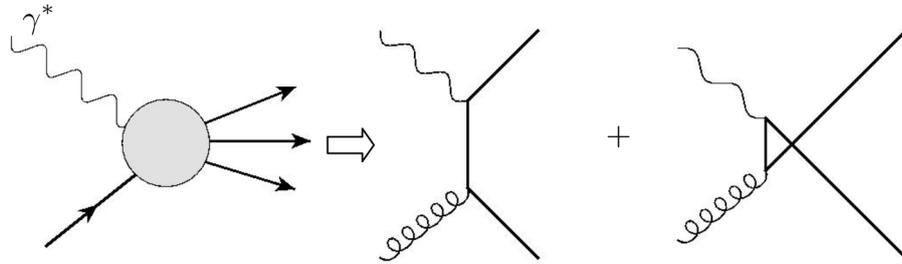


Figura 2.5: $O(\alpha_s)$ Contribución "hard" de la dispersión del gluón $(\gamma^*g \rightarrow q\bar{q})$ a $ep \rightarrow ep'$

Los procesos en las Figuras 2.4 y 2.5 son contribuciones $O(\alpha_s)$ a la sección eficaz, mientras que en la Figura 2.2 la contribución es $O(\alpha)$, pero hay que considerar las contribuciones de las Figuras 2.4 y 2.5 ya que $\alpha_s \gg \alpha$.

La relación entre $\gamma^*q \rightarrow qg$ y $\gamma^*p \rightarrow p'$ se muestra en la Figura 2.6

$$\begin{array}{ccc}
 \gamma^* - Proton & & \gamma^* - Parton \\
 p & \rightarrow & p_i = yp \\
 x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} & \rightarrow & z = \frac{Q^2}{2p_i \cdot q} = \frac{x}{y}
 \end{array} \tag{2.31}$$

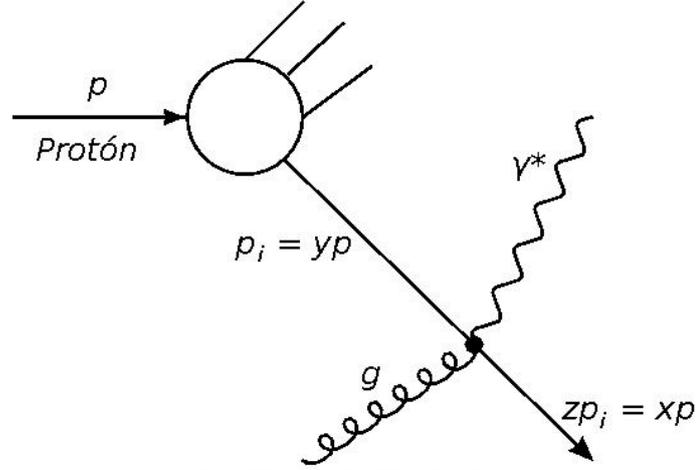


Figura 2.6: Acoplamiento del proceso $\gamma^*q \rightarrow qg$ en el proceso $\gamma^*p \rightarrow p'$

Mostramos esta interpretación de la Figura 2.6, donde el partón p_i tiene una fracción y del momentum del protón.

Entonces, a primer orden en la expansión en α y α_s ; es decir, sino incluimos gluones en la sección eficaz se escribe:

$$\left(\frac{\sigma_T(x, Q^2)}{\sigma_0} \right)_{\gamma^*p} = \sum_i \int_0^1 dz \int_0^1 dy f_i(y) \delta(x - zy) \left(\frac{\hat{\sigma}_T(z, Q^2)}{\hat{\sigma}_0} \right)_{\gamma^*i} \quad (2.32)$$

donde $f_i(y)$ son las funciones de estructura del partón, que dan la probabilidad que un partón i lleve una fracción y del momentum p del protón. $\hat{\sigma}_T$ es la sección eficaz para la absorción de un fotón transversal de momentum q por un partón de momentum p_i . Si fijamos x e integrando respecto a z .

$$\left(\frac{\sigma_T(x, Q^2)}{\sigma_0} \right) = \frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_i \int_x^1 \frac{dy}{y} f_i(y) \left(\frac{\hat{\sigma}_T(x/y, Q^2)}{\hat{\sigma}_0} \right) \quad (2.33)$$

Notar que si $\left(\frac{\hat{\sigma}_T(x/y, Q^2)}{\hat{\sigma}_0} \right)$ tendría la forma de $e_i^2 \delta(1 - x/y)$ y mantenemos fijo x e integramos sobre y , obtenemos como resultado la ecuación (2.30), lo cual quiere decir que la ecuación (2.33) satisface las ecuaciones del modelo de partones.

Al incluir los efectos de la emisión del gluón debemos calcular la dispersión $\gamma^*q \rightarrow qg$. Para este fin es conveniente partir del resultado de la dispersión de Compton ($\gamma^*e \rightarrow \gamma e$).

$$|\bar{\mathbf{m}}|^2 = 32\pi^2\alpha^2 \left(-\frac{u}{s} - \frac{s}{u} + \frac{2tQ^2}{su} \right) \quad (2.34)$$

donde $Q^2 = -q^2$ y s , u y t , son las variables de Mandelstam, definidos de la siguiente manera:

$$\begin{cases} s = (p_1 + p_2)^2 = (q + p)^2 = 4q \cdot q' - Q^2 = 4q'^2 \\ t = (p_1 - p_3)^2 = (q - q')^2 = -2q \cdot q'(1 - \cos \theta) \\ u = (p_1 - p_4)^2 = (p - q')^2 = -2q \cdot q'(1 + \cos \theta) \end{cases} \quad (2.35)$$

Para el proceso $\gamma^* q \rightarrow qq$ es necesario hacer la sustitución $\alpha^2 \rightarrow e_i^2 \alpha \alpha_s$, $u \leftrightarrow t$ e insertar el factor de color $4/3$.

$$|\bar{\mathbf{m}}|^2 = 32\pi^2 e_i^2 \alpha \alpha_s \frac{4}{3} \left(-\frac{\hat{t}}{\hat{s}} - \frac{\hat{s}}{\hat{t}} + \frac{2\hat{u}Q^2}{\hat{s}\hat{t}} \right) \quad (2.36)$$

donde \hat{s} , \hat{t} y \hat{u} , son las variables Mandelstam, para el subproceso del partón.

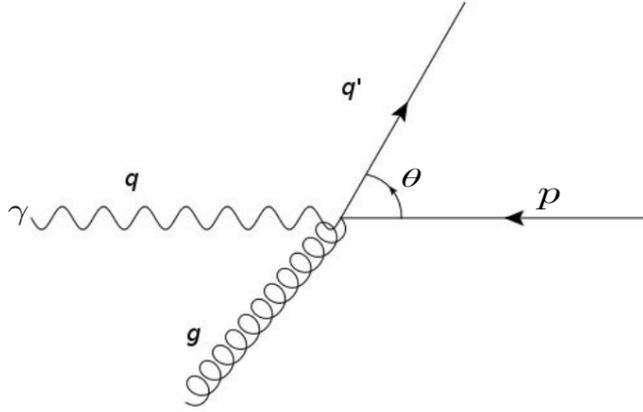


Figura 2.7: Colisión en el sistema centro de masa del proceso $\gamma^* q \rightarrow qq$

Una relación importante a partir de la ecuación (2.35), es:

$$-\hat{t} - \hat{u} = \hat{s} + Q^2 \quad (2.37)$$

Para el cálculo de sección eficaz, es importante definir el diferencial de ángulo sólido del quark emitido. Para definir este diferencial de ángulo sólido primero definimos el momentum transversal del quark emitido para después relacionarlos.

El momentum transversal de este quark está definido según la Figura 2.7: $p_T = q' \sin \theta$, el cual podemos redefinir p_T^2 usando las ecuaciones de (2.35).

$$p_T^2 = \frac{\hat{s}\hat{t}\hat{u}}{(s + Q^2)^2} \quad (2.38)$$

Si usamos el límite de ángulo pequeño, se puede verificar que $\hat{t} \rightarrow 0$, y con esto la ecuación (2.38) se puede simplificar.

$$p_T^2 = -\frac{\hat{s}\hat{t}}{s + Q^2} \quad (2.39)$$

Con la ecuación (2.39), podemos hallar la relación entre dp_T^2 y diferencial de ángulo sólido.

$$\frac{dp_T^2}{d\cos\theta} = \frac{1}{d\cos\theta} \left[\frac{-2(1 - \cos\theta)\hat{s}}{4} \right] = \frac{\hat{s}}{2} \Rightarrow \frac{4\pi}{\hat{s}} dp_T^2 = d\Omega \quad (2.40)$$

La sección eficaz en el sistema centro de masa está dado por:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dp_T^2} = \frac{1}{16\pi\hat{s}} |\bar{\mathbf{m}}|^2 \quad (2.41)$$

Usando la ecuación (2.36) y considerando el límite de ángulos pequeños.

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dp_T^2} = \frac{8\pi e_i^2 \alpha_s}{3\hat{s}^2} \left(\frac{1}{-\hat{t}} \right) \left[\hat{s} + \frac{2(\hat{s} + Q^2)Q^2}{\hat{s}} \right] \quad (2.42)$$

Considerando la ecuación (2.31).

$$z = \frac{Q^2}{2p_i \cdot q} = \frac{Q^2}{\hat{s} + Q^2} \quad (2.43)$$

Finalmente, podemos simplificar la ecuación (2.42) en:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dp_T^2} = e_i^2 \hat{\sigma}_0 \frac{1}{p_T^2} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(z) \quad (2.44)$$

Donde:

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right) \quad (2.45)$$

Representa la probabilidad de que un quark emita un gluón y se convierta en un quark con momentum reducido por una fracción z . Notar que la sección eficaz tiene una singularidad para el límite donde $p_T^2 \rightarrow 0$ y cuando $z = 1$, es decir, si el gluón sale sin momentum. A esto se le llama singularidad “soft”.

La integral de la sección eficaz del proceso γ^* -partón.

$$\hat{\sigma}(\gamma^* q \rightarrow qg) = \int_{Q_0^2}^{Q^2} dp_T^2 \frac{d\hat{\sigma}}{dp_T^2} = e_i^2 \hat{\sigma}_0 \left(\frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(z) \ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \right) \quad (2.46)$$

Se introduce el límite inferior Q_0^2 como corte para regularizar la divergencia cuando $p_T^2 \rightarrow 0$.

Adicionando $\hat{\sigma}(\gamma^* q \rightarrow qg)$ a la sección eficaz del modelo de partones, encontramos las modificaciones de QCD para el ecuación (2.33).

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \left| \begin{array}{c} \text{Diagram 1: Photon hitting a quark line} \\ \text{Diagram 2: Photon hitting a quark line with gluon emission} \\ \text{Diagram 3: Photon hitting a quark line with gluon emission} \end{array} \right|^2$$

Figura 2.8: Proceso del partón y emisión del gluón de la ecuación (2.33)

$$\frac{\sigma_T(x, Q^2)}{\sigma_0} = \frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y) \left[\delta \left(1 - \frac{x}{y} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) \ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \right] \quad (2.47)$$

En esta ecuación introducimos la notación de la función de la estructura del quark $q(y) = f_q(y)$.

En la ecuación (2.47), el primer término de la integral muestra el proceso del partón, descrita en la ecuación (2.30), y el segundo término de la integral muestra el proceso de la emisión del gluón, descrito en la ecuación (2.46).

Podemos reescribir la ecuación (2.47) en la forma de “parton-like”.

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} [q(y) + \Delta q(x, Q^2)] \delta \left(1 - \frac{x}{y} \right) \quad (2.48)$$

$$= \sum_q e_q^2 [q(x) + \Delta q(x, Q^2)] \quad (2.49)$$

Donde:

$$\Delta q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \int_x^1 \frac{dy'}{y'} q(y') P_{qq} \left(\frac{x}{y'} \right) \quad (2.50)$$

Si, $Q^2 = Q_0^2$ solo veríamos que un fotón interactúa con el protón y emite un quark, es decir, no habría ninguna estructura adicional (ver Figura 2.9 izquierda), solo tendríamos el proceso de partón (primer término de la ecuación 2.49). No obstante, si mejoramos la resolución, es decir, $Q^2 \gg Q_0^2$, es posible ver una estructura adicional, con el proceso de la emisión del gluón (ver Figura 2.9 derecha).

La evolución Q^2 de las densidades de los quarks está determinada por QCD a través de la ecuación (2.50). El cambio de la densidad del quark $\Delta q(x, Q^2)$ está relacionado con el cambio de $\Delta \ln Q^2$, la ecuación (2.50) puede ser escrito de forma diferencial.

$$\frac{d}{d \ln Q^2} q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) \quad (2.51)$$

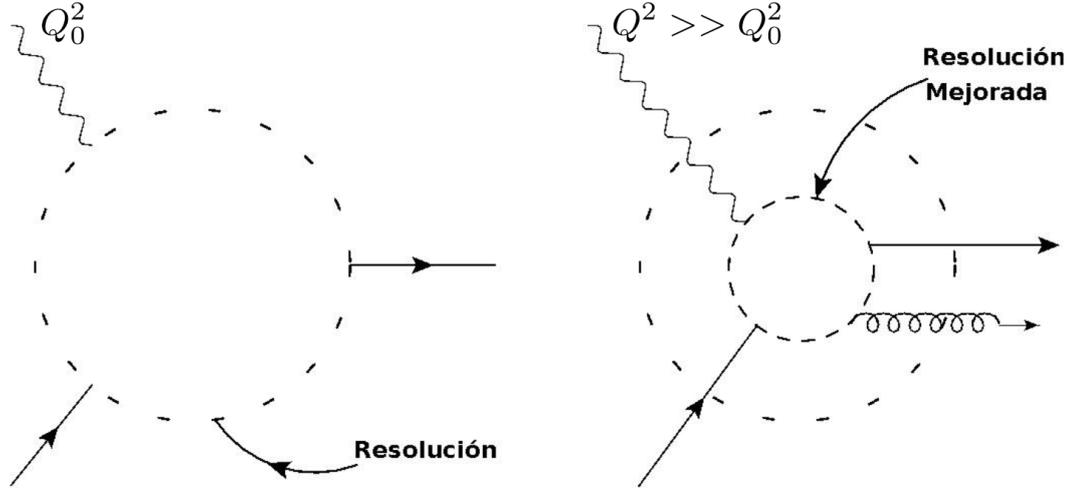


Figura 2.9: La estructura del quark del protón visto por un fotón virtual como Q^2 aumenta [11]

Esta es la ecuación de evolución de Altarelli-Parisi. Esta ecuación matemáticamente expresa que un quark con fracción de momentum x podría haber venido de un quark “padre” con una fracción de momentum mayor y que irradiaba un gluón.

Hasta ahora incorporamos los procesos $\gamma^*q \rightarrow q$ y $\gamma^*q \rightarrow qg$ a la Dispersión inelástica profunda, $ep \rightarrow ep'$, no obstante, esto aún está incompleto, es necesario incluir el proceso en el cual el gluón del protón inicial produce un par de quark - antiquark, es decir, el proceso: $\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$.

Para este fin, partimos nuevamente del elemento de matriz de la dispersión de Compton.

$$|\bar{\mathbf{m}}|^2 = 32\pi^2 e_q^2 \alpha_s \frac{1}{2} \left(\frac{\hat{\mu}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{\mu}} + \frac{2\hat{s}Q^2}{\hat{t}\hat{\mu}} \right) \quad (2.52)$$

Notar que ahora el factor de color es $\frac{1}{2}$. Siguiendo los pasos de la ecuación (2.46), es posible hallar la sección eficaz y Δg .

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} \Big|_{\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}} = \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} g(y) \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qg} \ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \quad (2.53)$$

$$\Delta g(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \int_x^1 \frac{dy'}{y'} g(y') P_{qg} \left(\frac{x}{y'} \right) \quad (2.54)$$

donde, $g(y)$ es la densidad del gluón en el protón (análogo a $q(y)$) y P_{qg} es:

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2} (z^2 + (1-z)^2) \quad (2.55)$$

Representa la probabilidad de que un gluón se aniquile en el par $q\bar{q}$, por lo tanto, este quark tendrá una fracción z del momentum de este gluón. Podemos notar que la contribución de evolución de la densidad del quark (ecuación 2.51) no está completo, es necesario incluir la contribución del proceso $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$.

$$\frac{d}{d \ln Q^2} q_i(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q_i(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \right] \quad (2.56)$$

donde, i representa el sabor del quark, y $\alpha_s P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right)$ representa la probabilidad de que un quark, con momentum fraccional x , sea el resultado de la producción del par $q\bar{q}$ por un gluón “padre”.

Vemos que la pdf del gluón $g(y, Q^2)$ participa en la evolución de la pdf del quark $q_i(y, Q^2)$. Por ello, será necesario tener la evolución de $g(y, Q^2)$.

Siguiendo el procedimiento en la ecuación (2.51):

$$\frac{d}{d \ln Q^2} g(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i q_i(y, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) \right] \quad (2.57)$$

donde i son los quarks y antiquarks de todos los sabores, y $P_{gq}(z)$ y $P_{gg}(z)$ son:

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1 + (1-z)^2}{z} \quad (2.58)$$

$$P_{gg}(z) = 3 \frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)} \quad (2.59)$$

Notar que $P_{gq}(z) = P_{gq}(1-z)$. Las ecuaciones de evolución de los quarks o gluón, dependen directamente de las funciones P_{qq} , P_{qg} , P_{gq} y P_{gg} .

Si incluimos estas contribuciones en la ecuación (2.54):

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_q e_q^2 [q(x) + \Delta q(x, Q^2) + \Delta g(x, Q^2)] \quad (2.60)$$

Estas son todas las contribuciones al proceso $ep \rightarrow ep'$.

Capítulo 3

Procesos del LHC

3.1. Implementación de Lluvia de Partones en Pythia

El programa Pythia es una herramienta estándar para la generación de colisiones de alta energía, que comprende un conjunto coherente de modelos de física para la evolución de un proceso de pocos cuerpos a un complejo estado final multihadrónico. Contiene una biblioteca de procesos “hard” para lluvias de partones de estado inicial y final y desintegración de partículas. También tiene un conjunto de utilidades e interfaces para programas externos [18].

La lluvia de partones se basa en un número grande de “branchings” sucesivos de partones, que llevan a tener un jet. La lluvia de partones considera procesos $a \rightarrow bc$, donde a es llamada “madre” y b y c son llamadas “hijas”. Cada hija es libre de tener un proceso propio a su vez. Los branching incluidos en PYTHIA son $q \rightarrow qq$, $g \rightarrow gg$, $g \rightarrow qq$, $q \rightarrow q\gamma$ y $l \rightarrow l\gamma$.

La cinemática de cada branching se da en términos de dos variables Q^2 y z . La variable Q^2 está relacionada con la masa o la escala del momentum transversal del branching. Por otro lado z está relacionada con el intercambio de momentum entre las dos hijas, el partón b tomando la fracción z y el partón c tomando la fracción $(1 - z)$. La probabilidad del branching $a \rightarrow bc$, están descritas en las ecuaciones (2.45), (2.55), (2.58) y (2.59) en el capítulo anterior.

3.1.1. Modo de uso de Pythia

Pythia usa el lenguaje de programación de C++, y para iniciar a codificar en Pythia, es importante tener en cuenta cinco partes importantes: Declaración de los paquetes de Pythia, Inicio del programa, Declaración de los objetos del proceso, Generación de eventos y Cierre o fin del programa.

Como ejemplo podemos generar todos los procesos de Hard QCD, de la siguiente forma: [17].

<code>#include "Pythia8/Pythia.h"</code>	Declaración de los paquetes de Pythia
<code>using namespace Pythia8;</code>	
<code>int main() {</code>	Inicio del programa
<code>Pythia pythia;</code>	Declaración de los objetos del proceso
<code>pythia.readString("HardQCD:all = on");</code>	Declaración de todos los procesos de Hard QCD
<code>pythia.readString("Beams:eCM = 8000.");</code>	Declaración de la Energía del centro de masa (en GeV), en este caso es 8 TeV
<code>pythia.init();</code>	Inicio del proceso, haces pp son predeterminados
<code>for (int iEvent = 0;</code> <code>iEvent < 5; ++iEvent) { pythia.next(); }</code>	Generación de eventos, para este ejemplo, tenemos 5 eventos.
<code>return 0;</code> <code>}</code>	Fin del programa

Notar que solo se habilitó todos los procesos de Hard QCD, pero Pythia tiene otros procesos que pueden ser declarados de manera similar. En la Tabla 3.1, se muestra un algunos de estos procesos.

Esto nos genera un archivo de salida con información del proceso "hard" y el proceso de eventos completos, en ambos casos muestra información de las partículas "madres" e "hijas", así como también, información sobre el factor de color, momentum (p_x, p_y y p_z), energía y sección eficaz.

Una aplicación del uso de Pythia es la generación de secciones eficaces por la variación de las energías del centro de masa. Podemos usar como referencia la producción del par top-antitop, a través de los canales gg ($gg \rightarrow t\bar{t}$) y $q\bar{q}$ ($q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$), con diagramas de Feynman descritos en la Figura 3.1, incorporando los procesos individuales $gg2t\bar{t}$ y $q\bar{q}2t\bar{t}$ en la sección de declaración de procesos.

Para generar estos procesos, es necesario modificar la codificación inicial y hacer un "loop" a la declaración de la energía del centro de masa.

Como resultado obtenemos un gráfico de sección eficaz vs energía del centro de masa, ver Figura 3.2. Como se esperaba, el canal $gg \rightarrow t\bar{t}$ es mayor al canal $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$, ya que tiene tres contribuciones (tres diagramas de Feynman), mientras que el canal de $q\bar{q}$ solo tiene uno.

Proceso de grupo	Proceso individual
SoftQCD	minBias,elastic, singleDiffractive, doubleDiffractive
HardQCD	gg2gg, gg2qqbar, qg2qg, qq2qq, qqbar2gg, qqbar2qqbarNew, gg2ccbar, qqbar2ccbar, gg2bbbar, qqbar2bbbar
WeakBosonExchange	ff2ff(t:gmZ), ff2ff(t:W)
WeakSingleBoson	ffbar2gmZ, ffbar2W, ffbar2ffbar(s:gm)
WeakBosonAndParton	qqbar2gmZg, qg2gmZq, ffbar2gmZgm, fgm2gmZfqqqbar2Wg, qg2Wq, ffbar2Wgm, fgm2Wf
Top	gg2ttbar, qqbar2ttbar, qq2tq(t:W), fbar2ttbar(s:gmZ), ffbar2tqbar(s:W)
HiggsSM	ffbar2H, gg2H, ffbar2HZ, ff2Hff(t:WW), ...
SUSY	qg2squarkgluino, gg2squarkantisquark, qq2squarksquark, qqbar2chi0chi0, ...

Tabla 3.1: Tabla de algunos procesos en grupo y procesos individuales de Pythia. El factor “2”, denota la separación de un estado inicial y un estado final [18].

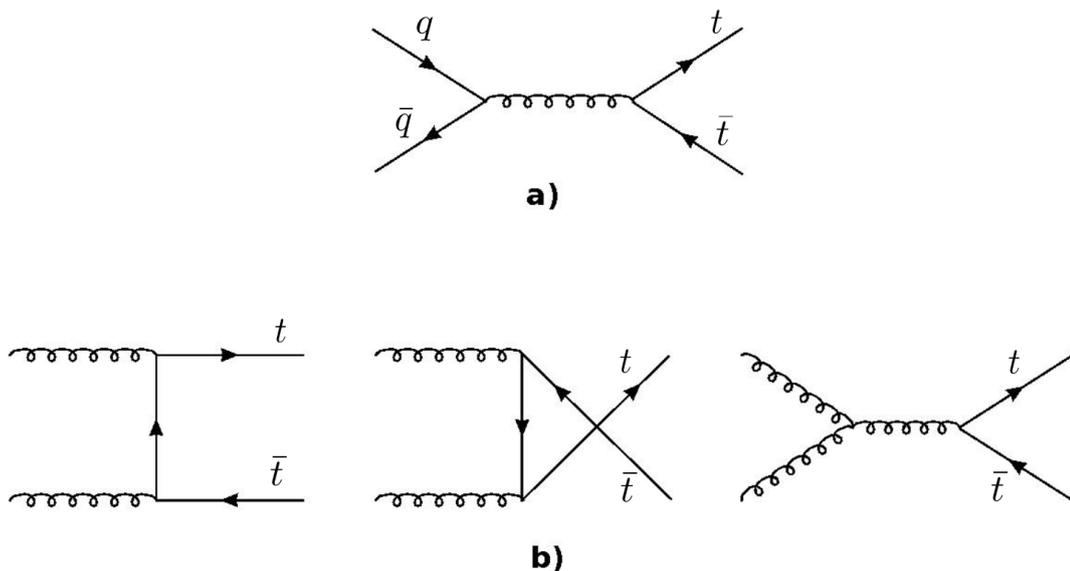


Figura 3.1: Diagramas de Feynman de la producción de top-antitop. La figura parte (a) corresponde al diagrama de Feynman del canal $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ y la figura parte (b) corresponde al canal $gg \rightarrow t\bar{t}$.

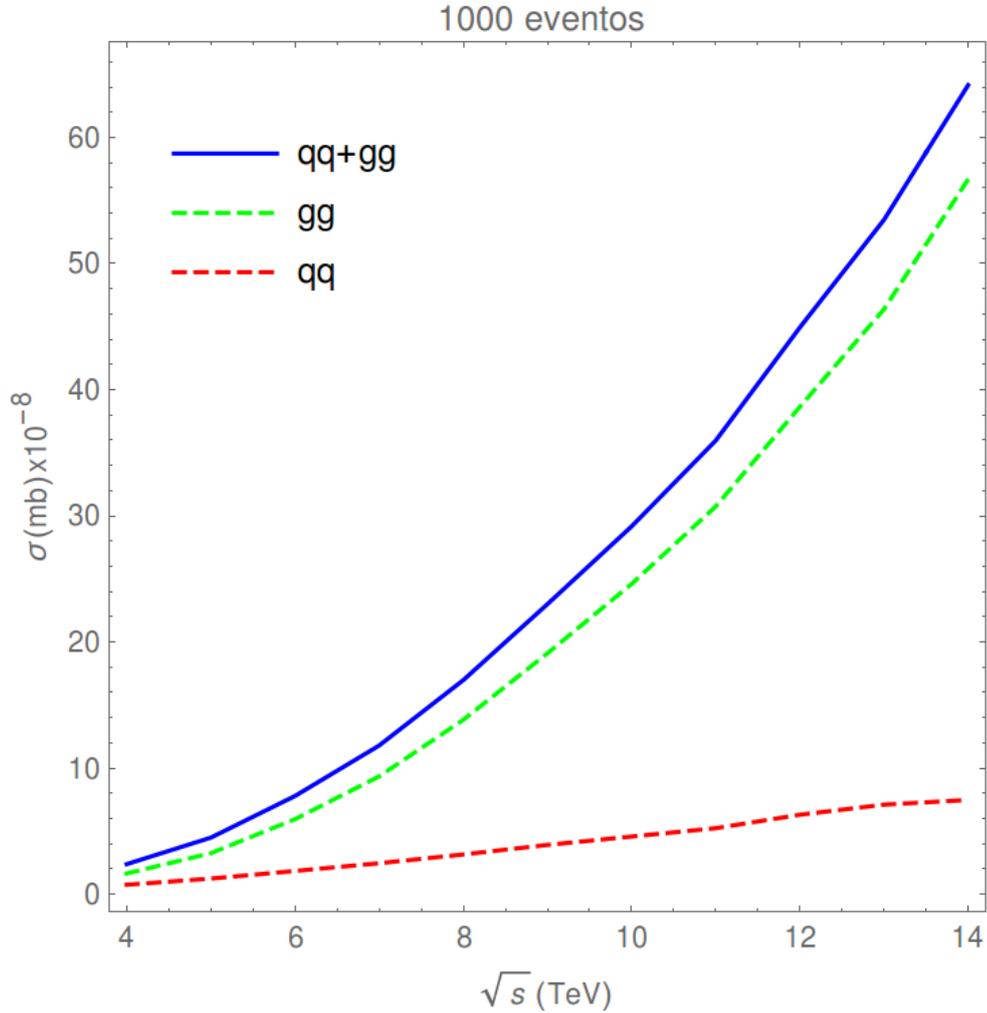


Figura 3.2: Plot de los procesos $pp \rightarrow t\bar{t}$ para 1000 eventos

En nuestro caso estamos interesados en los procesos $pp \rightarrow W + jets$, $pp \rightarrow Z + jets$ ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$), $pp \rightarrow t\bar{t} + jets$ y multijets ($pp \rightarrow jets$), que según el experimento de CMS son los más importantes backgrounds para la búsqueda de SUSY con jets. Estos se podrían añadir en la sección de eventos y generar un archivo de salida con la extensión “.hepmc”. Este archivo de salida, será el archivo de entrada para Delphes. No obstante, en esta investigación los backgrounds fueron tomados de archivos predeterminados. Pythia solo se usó para generar los eventos de SUSY.

3.2. Variables Cinemáticas

El experimento mas importante en la búsqueda de SUSY está en el LHC [1, 3]. Sin embargo, hasta el momento no se ha podido obtener una señal que sirva de evidencia de la existencia de partículas supersimétricas. Una explicación para

esto, es que las señales sean muy débiles y pueden estar siendo contaminadas con otras señales o ruidos de fondo. Por esta razón se busca reducir este ruido de fondo a través de requisitos cinemáticos.

En esta sección, reproduciremos el análisis de reducción de ruido de fondo del experimento CMS, mediante cortes a variables cinemáticas. Se usará como muestra los procesos $pp \rightarrow W + \text{jets}$, $pp \rightarrow Z + \text{jets}$ ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$), $pp \rightarrow t\bar{t} + \text{jets}$ y multijet ($pp \rightarrow \text{jets}$).

Una de estas variables cinemáticas es H_T , que en el análisis de CMS está definido como la suma de las energías transversales de los jets ($E_T^{j_i}$), es decir:

$$H_T = \sum_{i=1}^{N_{jet}} E_T^{j_i} \quad (3.1)$$

donde N_{jet} es el número de jets.

Para los análisis requerimos cortes básicos de $E_T > 50$ GeV y $|\eta| < 3$ (donde η es el pseudorapidity, $\eta = -\ln \tan(\frac{\theta}{2})$, θ es el ángulo formado entre el momentum y la dirección positiva del eje del haz), esto es debido a la calibración del calorímetro, y para pasar criterios de identificación del jet diseñados para rechazar señales espurias en los calorímetros. También es importante rechazar eventos con leptones aislados (electrón o muón) con momentum $p_T > 10$, GeV, ya que se puede confundir con “missing energy” de los neutrinos, de igual forma, se rechaza eventos con un fotón aislado con momentum $p_T > 25$ GeV, para tener una topología pura de multi jets[7].

Es necesario hacer un corte en $H_T > 250$ GeV, ya que esta región proporciona una alta eficiencia de señal para la región del espacio de parámetros CMSSM[7]. Se requiere también que el pseudorapidity del jet mas energético sea $|\eta| < 2.5$ y la energía transversal de los dos jets más energéticos sean mayor a 100 GeV.[7]

Un corte adicional de $H_T > 350$ GeV reduce sustancialmente las contribuciones de los procesos de SM al mismo tiempo que mantiene una alta eficiencia para las topologías de SUSY consideradas[7].

Otra variable cinética importante es α_T , que rechaza eventos de *missing energy* no significativos o con mediciones erróneas de energías transversales, pero mantiene sensibilidad a señales de física nueva que tienen en su estado final “*missing energy*” genuino [5], es decir, discrimina los eventos con “*missing transverse energy*” genuino[4].

Para eventos con dos jets, α_T es definido como,

$$\alpha_T = \frac{E_T^{j_2}}{M_T} \quad (3.2)$$

donde, $E_T^{j_2}$ la energía transversal del jet menos energético y M_T es la masa transversal de una sistema de dos jets, que es definido como,

$$M_T = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^2 E_T^{j_i}\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^2 p_x^{j_i}\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^2 p_y^{j_i}\right)^2} \quad (3.3)$$

p_x y p_y son los momentums en dirección x e y de los jets.

Para α_T con eventos de n jets ($n > 2$), es necesario reducir el sistema de n jets en dos combinaciones de jets, o pseudojets. Para cada pseudojet calculamos la suma escalar de las energías transversales de los jets, y esa suma será la variable E_T^{pj} , luego hallamos la diferencia de estos dos pseudojets, y esa diferencia será la variable ΔH_T , es decir,

$$\Delta H_T = E_T^{pj1} - E_T^{pj2} \quad (3.4)$$

Exploramos todos los posibles pseudojets que se puedan formar y elegimos los pseudojets donde el valor de la diferencia (ΔH_T) sea mínima [6].

Este valor de ΔH_T es necesaria para la ecuación de α_T para un sistema de n jets ($n > 2$).

$$\alpha_T = \frac{1}{2} \frac{H_T - \Delta H_T}{\sqrt{H_T^2 - \mathcal{H}_T^2}} \quad (3.5)$$

donde H_T está definido en la ecuación (3.1), y \mathcal{H}_T , está definido como la suma de todos los momentums transversales de los jets en cada evento, es decir,

$$\mathcal{H}_T = \left| -\sum_{jets} \vec{p}_T \right| \quad (3.6)$$

Si hacemos un corte en $\alpha_T > 0.55$, podemos reducir el ruido de fondo considerablemente.

Ya que ΔH_T es una variable que no se puede hallar de manera directa, se implementó un método matemático [12].

Para fines prácticos en la explicación del desarrollo de este método, se va considerar que el evento que estamos analizando tiene cinco jets.

Para este método necesitamos la lista de energías transversales de los jets del evento, $\{E_T^1, E_T^2, E_T^3, E_T^4, E_T^5\}$, esta lista de energías deberá estar ordenada de manera descendente, es decir, $E_T^1 > E_T^2 > E_T^3 > E_T^4 > E_T^5$. Como ejemplo, podemos considerar $\{E_T^1, E_T^2, E_T^3, E_T^4, E_T^5\} = \{450, 310, 240, 210, 180\}$ GeV. Con esta lista inicial generamos dos nuevas listas, una lista “izquierda” y una “derecha”. En la lista “izquierda” debemos obtener la diferencia de las dos primeras energías como primer valor de la lista y el resto de valores serán los mismos de la primera lista (excepción de las 2 primeras), luego debemos ordenar la lista

de mayor a menor nuevamente. Hacemos lo mismo para la parte “derecha”, pero ahora, en vez de restar, sumamos los dos primeros valores de energía. Repetimos este proceso $n - 1$ veces (para el ejemplo $5 - 1 = 4$ veces) y obtendremos al final de todo el proceso 2^{n-1} valores (para el ejemplo $2^{5-1} = 16$ valores), en este caso las listas se reducen a números sueltos. Para finalizar, se busca el menor de estos valores y será ΔH_T mínimo. Gráficamente lo podemos ver de la siguiente manera:

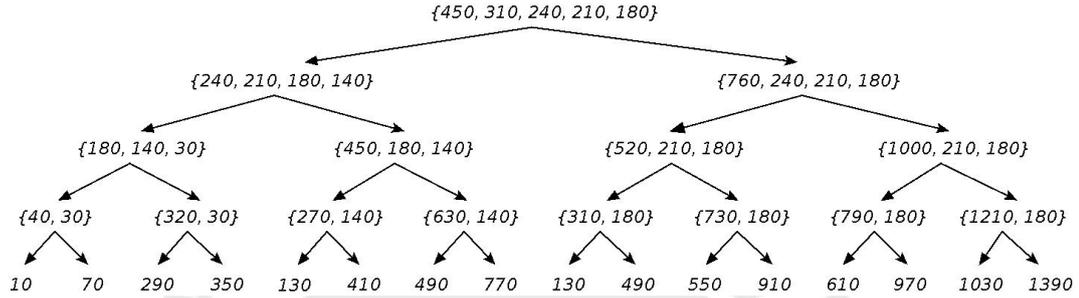


Figura 3.3: Desarrollo del método matemático para hallar ΔH_T mínimo

Podemos observar que el ΔH_T mínimo, para el ejemplo, es 10. Valores grandes de \cancel{H}_T también pueden ser obtenidos debido a eventos con múltiples jets que estén debajo de la selección $E_T > 50$ GeV, estos eventos no entran al cálculo de \cancel{H}_T . Para evitar estos efectos hacemos otro corte a una nueva variable: $R_{miss} = \frac{\cancel{H}_T}{\cancel{E}_T} < 1,25$ son rechazados, donde \cancel{E}_T está definido como la suma de las energías transversales de los jets incluyendo los valores de energía menor a 50 GeV.

3.3. Resultados

Los resultados se basan en los cortes a variables cinemáticas consideradas en el sección anterior. Los cortes se implementaron para para data preestablecida con luminosidades distintas a la usada por el experimento del CMS, por lo tanto, se reescaló de forma que haya una correspondencia a la luminosidad de 35 pb^{-1} .

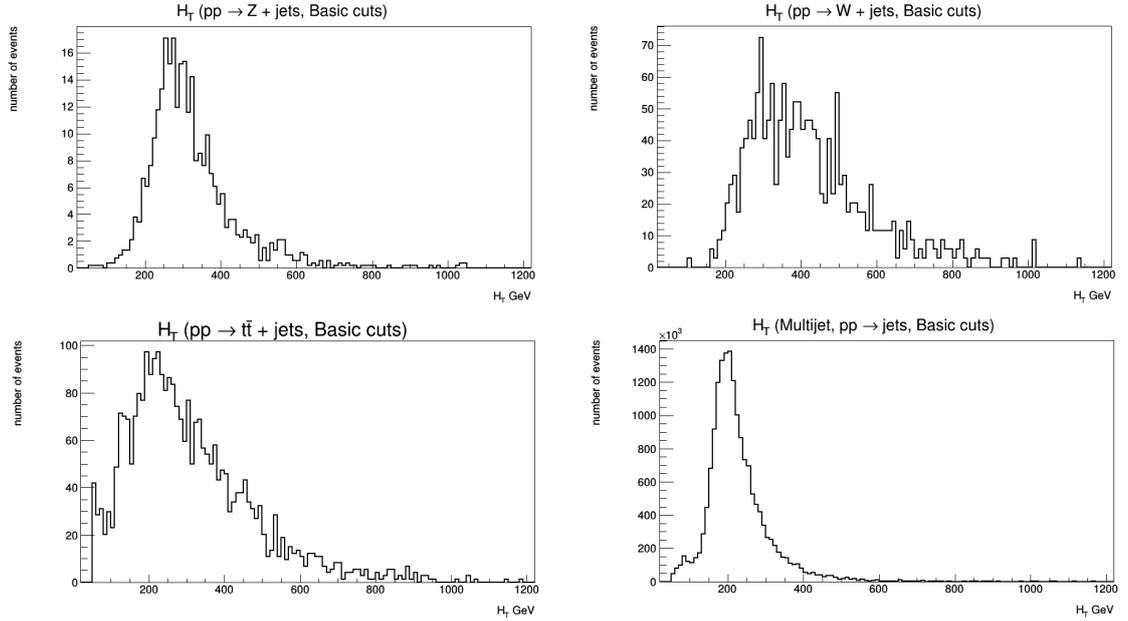


Figura 3.4: Plot de la variable cinemática H_T

La Figura 3.4 muestra la variable H_T con cortes básicos, es decir, $E_T > 50$ GeV, $|\eta| < 3$. los leptones aislados (electrón o muón) con $p_T > 10$ y fotones con $p_T > 25$. Se puede observar que el background dominante es el del proceso de multijet ($pp \rightarrow$ jets), también se puede observar que para los procesos $pp \rightarrow t\bar{t} +$ jets y multijet ($pp \rightarrow$ jets) hay gran cantidad de eventos por debajo de 250 GeV lo que indica que en el primer corte (250 GeV) será posible reducir el background. Esto no es tan relevante para los procesos $pp \rightarrow W +$ jets y $pp \rightarrow Z +$ jets ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$).

La Figura 3.5 muestra la variable E_T del segundo jet mas energético luego del corte de $H_T > 250$ GeV, adicional a los cortes básicos. Se observa que es posible reducir aún más el background si se hace un corte de 100 GeV a la energía transversal de dicho jet. Evidentemente, esto implica que el jet más energético también recibirá este corte. Adicionalmente el valor absoluto del pseudorapidity de este jet recibirá el corte en 2.5.

La Figura 3.6, muestra nuevamente a la variable H_T con los cortes ya mencionados. Como se muestra en la Figura 3.5 comparando con la Figura 3.3, se puede reducir considerablemente el background en los procesos $pp \rightarrow t\bar{t} +$ jets y multijet ($pp \rightarrow$ jets) ya que hay muchos eventos de H_T que están por debajo de 250 GeV. Es posible reducir aún más con el corte de $H_T > 350$ GeV, sin que esto afecte considerablemente los eventos de SUSY.

La Figura 3.7 muestra la variable cinemática α_T con cortes de $H_T > 350$ GeV, E_T^1 y $E_T^2 > 100$ GeV y $|\eta(\text{leading jet})| < 2.5$, adicional a los cortes básicos.

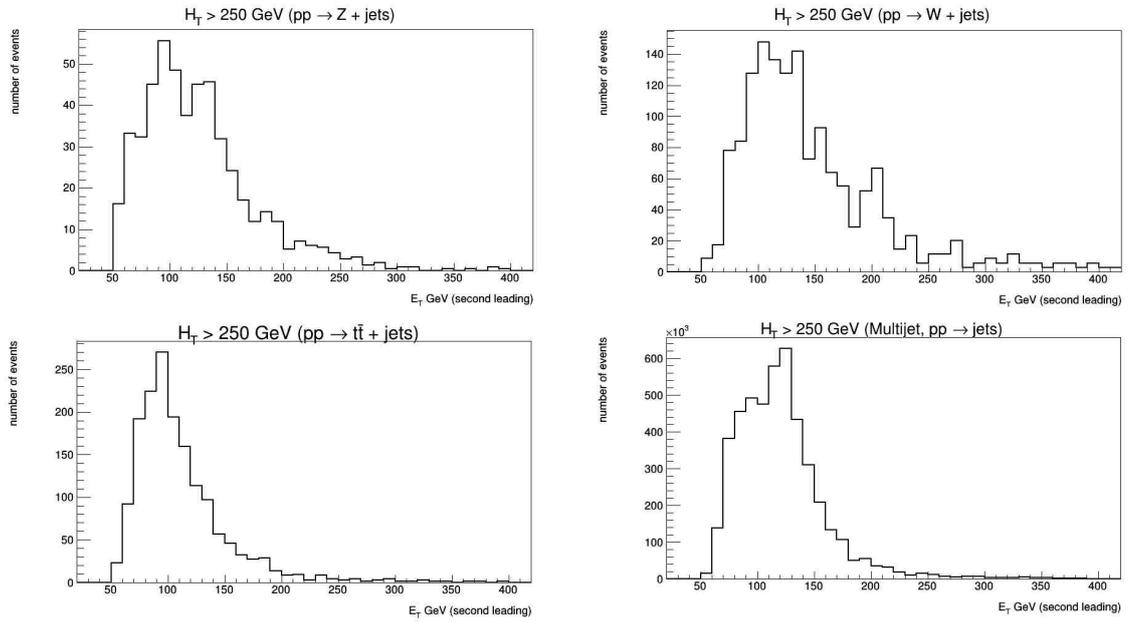


Figura 3.5: Plot de la energía transversal del segundo jet mas energético, con corte de $H_T > 250$ GeV

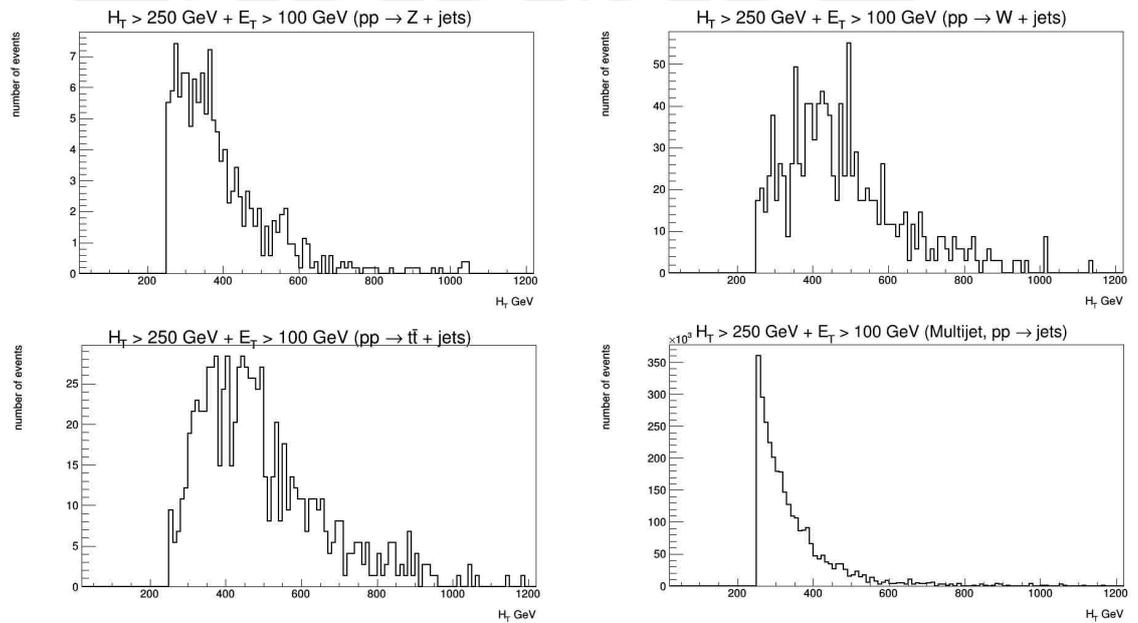


Figura 3.6: Plots de la variable cinemática H_T con cortes de $H_T > 250$ GeV y los dos jets más energéticos mayor a 100 GeV

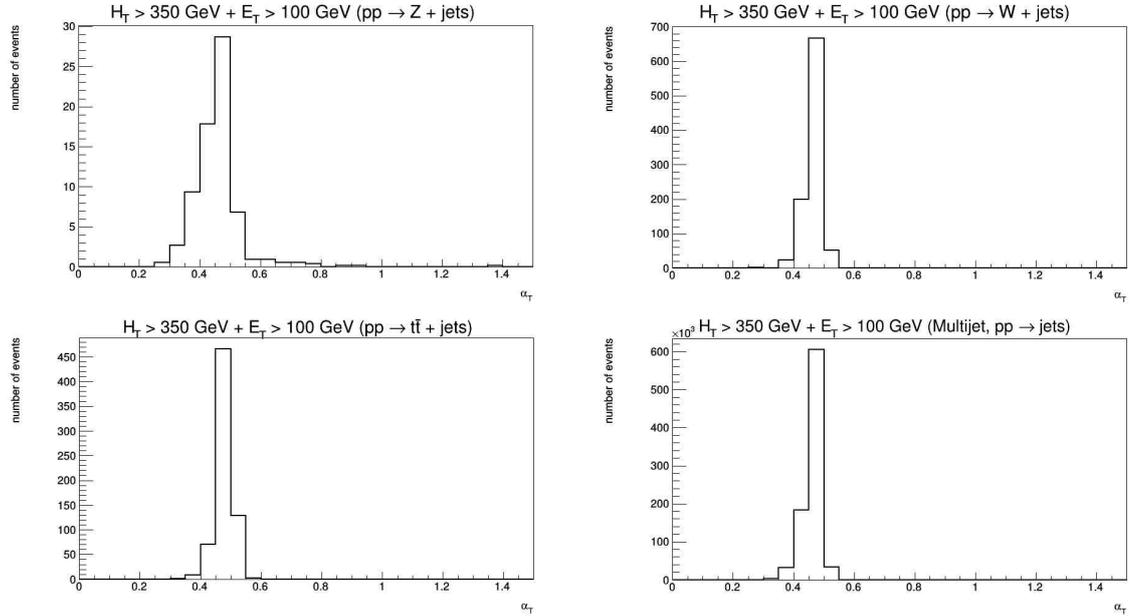


Figura 3.7: Plot de la variable cinemática α_T

En el caso de Multijet, la gran cantidad de eventos que parece tener $\alpha_T = 8.6 \times 10^5$, se debe realmente a que estos eventos se han generado con una luminosidad significativamente menor (la diferencia de luminosidad usada en el experimento del CMS y esta investigación es aproximadamente de 34.7 pb^{-1}). De generarse una cantidad suficientemente grande de eventos, es decir, usar una luminosidad mayor, se esperaría encontrar algunos eventos con $\alpha_T > 0.5$.

A continuación se muestra tablas de resúmenes de los cortes en las variables cinemáticas H_T y α_T .

NÚMERO DE EVENTOS DE H_T RESPECTO A CADA CORTE CINEMÁTICO				
PROCESOS	H_T (cortes básicos)	$H_T > 250 \text{ GeV}$	$H_T > 250 \text{ GeV} + E_T^{j1} \text{ y } E_T^{j2} > 100 \text{ GeV}$	$H_T > 350 \text{ GeV} + E_T^{j1} \text{ y } E_T^{j2} > 100 \text{ GeV}$
$pp \rightarrow Z + \text{jets}$	293	229	136	73
$pp \rightarrow W + \text{jets}$	1678	1515	1159	945
$pp \rightarrow t\bar{t} + \text{jets}$	2887	1633	827	676
Multijets ($pp \rightarrow \text{jets}$)	1.7×10^7	4.62×10^6	3.06×10^6	9.79×10^5

Tabla 3.2: Tabla de resumen de cortes en la variable cinemática H_T

Se puede observar en la Tabla 3.2 que después del primer corte de H_T ($H_T > 250 \text{ GeV}$) los eventos para los procesos de $pp \rightarrow Z + \text{jets}$ y $pp \rightarrow W + \text{jets}$ se reducen entre 12 y 20 % aproximadamente. Además, los procesos $pp \rightarrow t\bar{t} +$

jets y Multijets ($pp \rightarrow \text{jets}$) muestran una reducción del 50 % y 70 % respectivamente. Esto se debe a las orientaciones de H_T que se puede observar en la Figura 3.4.

NÚMERO DE EVENTOS DE H_T RESPECTO A CADA CORTE CINEMÁTICO USADO POR EL EXPERIMENTO DEL CMS			
PROCESOS	$H_T > 250 \text{ GeV}$	$H_T > 250 \text{ GeV} + E_T^{j1} \text{ y } E_T^{j2} > 100 \text{ GeV}$	$H_T > 350 \text{ GeV} + E_T^{j1} \text{ y } E_T^{j2} > 100 \text{ GeV}$
$pp \rightarrow Z + \text{jets}$	290	160	80
$pp \rightarrow W + \text{jets}$	2000	610	280
$pp \rightarrow t\bar{t} + \text{jets}$	2500	830	650
Multijets ($pp \rightarrow \text{jets}$)	5.81×10^6	3.40×10^6	1.11×10^6

Tabla 3.3: Tabla de resumen de cortes en la variable cinemática H_T usados por el experimento del CMS[7].

La Tabla 3.3 muestra los eventos de H_T respecto a cada corte cinemático, usado por el experimento del CMS. En la mayoría de casos, el orden de magnitud es similar. La excepción está en el proceso $pp \rightarrow W + \text{jets}$, esto es posiblemente a la diferencia de luminosidades en el que se generaron los eventos.

NÚMERO DE EVENTOS DE α_T RESPECTO A CADA CORTE CINEMÁTICO			
PROCESOS	α_T (antes del corte)	$\alpha_T > 0.55$	$\alpha_T > 0.55 + R_{Miss} < 1.25$
$pp \rightarrow Z + \text{jets}$	73	3	3
$pp \rightarrow W + \text{jets}$	945	0	0
$pp \rightarrow t\bar{t} + \text{jets}$	676	3	3
Multijets($pp \rightarrow \text{jets}$)	8.6×10^5	0	0

Tabla 3.4: Tabla de resumen de cortes en la variable cinemática α_T

En la Tabla 3.4 se muestra cortes en la variable cinemática α_T , adicional a los cortes de H_T ($H_T > 350 \text{ GeV} + E_T^{j1} \text{ y } E_T^{j2} > 100 \text{ GeV}$). En el proceso de $pp \rightarrow t\bar{t} + \text{jets}$ y Multijets ($pp \rightarrow \text{jets}$) se muestra que solo hay eventos en el rango de 0 a 0.05 (ver Figura 3.7), esto es debido a la luminosidad en el que se generaron los eventos, es posible que con una diferente luminosidad encontremos eventos de α_T mayores a 0.55. También se puede observar que no hay cambios en α_T debido al corte de R_{Miss} .

NÚMERO DE EVENTOS DE α_T RESPECTO AL CORTE DE $\alpha_T > 0.55$ USADOS POR EL EXPERIMENTO DEL CMS	
PROCESOS	$\alpha_T > 0.55$
$pp \rightarrow Z + \text{jets}$	4.2 ± 0.6
$pp \rightarrow W + \text{jets}$	3.9 ± 0.7
$pp \rightarrow t\bar{t} + \text{jets}$	2.8 ± 0.1
Multijets($pp \rightarrow \text{jets}$)	19.5 ± 4.6

Tabla 3.5: Tabla de resumen de cortes en la variable cinemática α_T , usados por el experimento del CMS[7]

La Tabla 3.5 muestra el número de eventos de α_T respecto al corte de $\alpha_T > 0.55$ usados por el experimento del CMS, se observa que en los procesos $pp \rightarrow Z + \text{jets}$ y $pp \rightarrow t\bar{t} + \text{jets}$ no hay una diferencia significativa respecto al número de eventos que se han generado para esta investigación (ver Tabla 3.4).

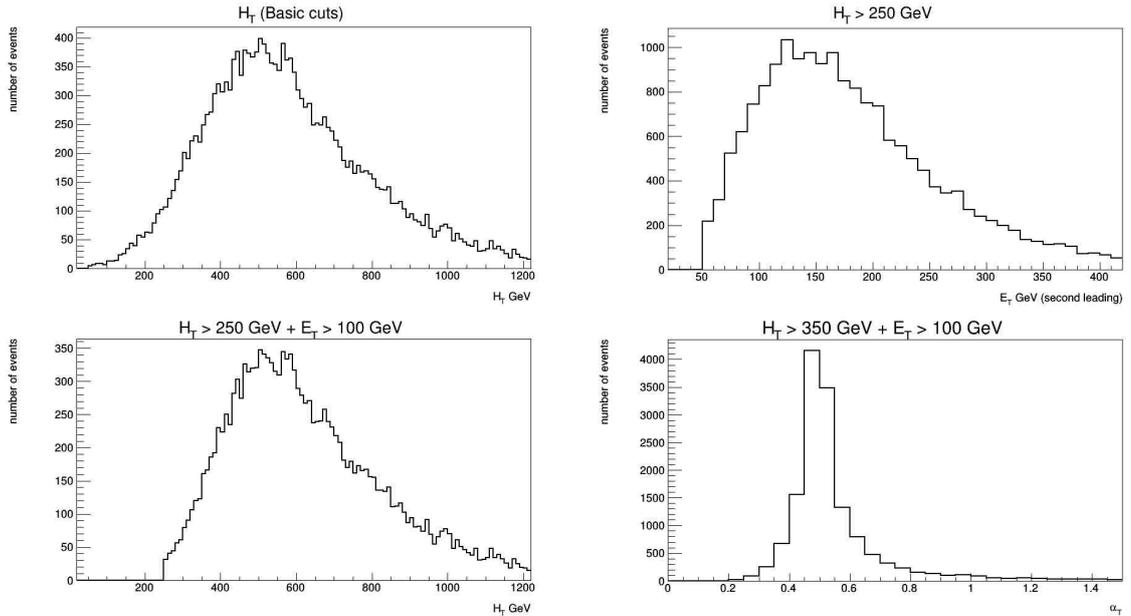


Figura 3.8: Plots de SUSY respecto a cada corte de variables cinemáticas

La Figura 3.8 muestra los eventos de SUSY para cada corte a las variables cinemáticas. Estos histogramas se hicieron con una luminosidad diferente a lo usado por el experimento del CMS y no se consideraron las correcciones. Se usó el conjunto de parámetros LM1 del *Constrained Minimal Supersymmetric Extension of the Standard Model* (CMSSM)[7]. Estos histogramas muestran que, aún cuando hay una reducción importante del background debido a los cortes cinemáticos, se conserva un número significativo de eventos.

Capítulo 4

Discusión y Conclusiones

El ruido de fondo representa una posible contaminación a señales que se deseen buscar en el LHC. Para reducir este ruido de fondo se hizo cortes a variables cinemáticas establecidas por el experimento del CMS.

Se implementó un script para generar todas las variables cinemáticas, así como todos los cortes establecidos por el experimento CMS.

Los histogramas de SUSY se hicieron con una luminosidad diferente a la usada por el CMS y no se hicieron las correcciones de esta a esta luminosidad. Estos histogramas se hicieron con el objetivo de mostrar el comportamiento del número de eventos respecto a cada corte de las variables cinemáticas.

La variable H_T reduce el ruido de fondo entre 40% para los procesos $pp \rightarrow W + \text{jets}$ y Multijets ($pp \rightarrow \text{jets}$) y 75% para los procesos $pp \rightarrow Z + \text{jets}$ y $pp \rightarrow t\bar{t} + \text{jets}$, lo que implica que es un corte eficiente en la búsqueda de señales supersimétricas.

Comparando los resultados de los cortes de H_T respecto a los cortes hechos por el experimento del CMS, se observa una diferencia significativa respecto al proceso $pp \rightarrow W + \text{jets}$, esto es posiblemente a la diferencia de luminosidad en el que se generaron los eventos.

La variable cinemática α_T con el corte de $\alpha_T > 0.55$ reduce el ruido de fondo en aproximadamente 80%, adicional al ruido de fondo reducido con los cortes en H_T , lo que implica una gran relevancia en la búsqueda de SUSY.

En los histogramas de SUSY, se puede observar que aún después de los cortes a las variables cinemáticas se mantiene un número importante de eventos.

Se puede concluir que los cortes a variables cinemáticas son eficientes ya que reducen el ruido de fondo significativamente, pero mantienen un número rele-

vante de eventos en el cual se puede buscar evidencia de SUSY.



Bibliografía

- [1] C Albajar, MG Albrow, OC Allkofer, A Astbury, B Aubert, T Axon, C Bacci, T Bacon, N Bains, JR Batley, et al. Events with large missing transverse energy at the cern collider: Iii. mass limits on supersymmetric particles. *Physics Letters B*, 198(20):261–270, 1987.
- [2] Lucian-Stefan Ancu et al. Susy searches with the atlas detector. *arXiv preprint arXiv:1412.2784*, 2014.
- [3] R Ansari, P Bagnala, M Banner, R Battiston, K Bernlöhner, CN Booth, K Borer, M Borghini, G Carboni, V Cavasinni, et al. Search for exotic processes at the cern pp collider. *Physics Letters B*, 195(4):613–622, 1987.
- [4] Serguei Chatrchyan, V Khachatryan, AM Sirunyan, A Tumasyan, W Adam, T Bergauer, M Dragicevic, J Erö, C Fabjan, M Friedl, et al. Search for supersymmetry at the lhc in events with jets and missing transverse energy. *Physical review letters*, 107(22):221804, 2011.
- [5] Serguei Chatrchyan, V Khachatryan, AM Sirunyan, A Tumasyan, W Adam, T Bergauer, M Dragicevic, J Eroe, C Fabjan, M Friedl, et al. Search for supersymmetry in hadronic final states with missing transverse energy using the variables a_t and b-quark multiplicity in pp collisions at $s = 8$ tev. *European Physical Journal C*, 73(9):1–31, 2013.
- [6] CMS collaboration et al. Search strategy for exclusive multi-jet events from supersymmetry at cms. *CMS Physics Analysis Summary SUS-09-001*, 2009.
- [7] CMS collaboration et al. Search for supersymmetry in pp collisions at 7 tev in events with jets and missing transverse energy. *arXiv preprint arXiv:1101.1628*, 2011.
- [8] Manuel Drees, Rohini Godbole, and Probir Roy. *Theory and phenomenology of sparticles: An account of four-dimensional $N = 1$ supersymmetry in high energy physics*. World Scientific, 2004.
- [9] Lyndon Evans. The large hadron collider. *New Journal of Physics*, 9(9):335, 2007.

- [10] David Griffiths. *Introduction to elementary particles*. Number 1. John Wiley & Sons, 2008.
- [11] Francis Halzen and Alan D Martin. *Quarks and leptons*, 1984.
- [12] Richard E Korf. A complete anytime algorithm for number partitioning. *Artificial Intelligence*, 106(2):181–203, 1998.
- [13] S Lehti and V Karimäki. *Computing methods in high energy physics. Lecture Notes*, 2010.
- [14] Stephen P Martin. A supersymmetry primer. In *Perspectives on supersymmetry II*, pages 1–153. World Scientific, 2010.
- [15] Matthew D Schwartz. *Quantum field theory and the standard model*. Cambridge University Press, 2014.
- [16] T Sjöstrand, JR Christiansen, N Desai, P Ilten, S Mrenna, S Prestel, and PZ Skands. *Pythia 8 online manual*, 2015.
- [17] Torbjörn Sjöstrand, Richard Corke, and Peter Skands. *Pythia 8 worksheet*. 2014.
- [18] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. A brief introduction to pythia 8.1. *Computer Physics Communications*, 178(11):852–867, 2008.