Estudio del material en el Detector Interno de ATLAS mediante conversiones de fotones.

Trabajo de Diploma

María Josefina Alconada Verzini

Director: **Dra. M. T. Dova**
Co-Director: **Dr. Krisztian Peters**

Universidad Nacional de La Plata
Departamento de Física
Febrero 2012

Índice general

Introducción **5**

1. Marco teórico **9**
1.1. Interacción de la radiación con la materia 9
1.1.1. Conversión de fotones 11

2. El LHC y el Detector de ATLAS **15**
2.1. Detector ATLAS 16
2.1.1. Nomenclatura en ATLAS 16
2.1.2. Concepto general del Detector ATLAS 17
2.2. Subdetectores de ATLAS 18
2.2.1. Detector Interno 18
2.2.2. Sistema de imanes 21
2.2.3. Calorímetros 22
2.2.4. Espectrómetro de muones 24
2.3. Simulación Monte Carlo en ATLAS 24
2.4. Conjunto de Datos utilizados 27

3. Reconstrucción de conversiones de fotones **29**
3.1. Reconstrucción de trazas 29
3.1.1. Algoritmo de reconstrucción de trazas *Inside-Out* 31
3.1.2. Algoritmo de reconstrucción de trazas *Outside-In* 32
3.2. Colección final de trazas 34
3.3. Ajuste del vértice 35
3.3.1. Descripción del algoritmo 35
3.3.2. Restricciones en el ajuste del vértice 36
3.4. Reconstrucción de la conversión 36
3.4.1. Selección de trazas 37

3.4.2. Selección de pares de trazas y reconstrucción del vértice 37
3.4.3. Conversiones con una sola traza 38

4. Estimación del material en el Detector Interno de ATLAS 41
4.1. Método de conversión de fotones. 41
4.2. *Cross checking* del material en el tubo del haz usando decaimientos Dalitz π^0. 42
4.3. Cortes de selección 43
4.4. Mapeo del material 47

5. Estudios para la determinación del material del Detector Interno de ATLAS 53
5.1. Método de repesado (*reweighting*) 53
5.2. Aplicación del método de repesado en el p_T del fotón convertido 54
5.3. Aplicación del método de repesado en el vértice primario. 55
5.4. Dependencias con p_T 55
5.4.1. Eficiencia 57
5.4.2. Pureza 58
5.5. Impacto del repesado w_{pvz} en la determinación del material 60
5.6. Incertezas sistemáticas en el desempeño del detector. 67
5.6.1. Localización de distorsiones 67
5.6.2. Incertezas sistemáticas en la estimación del material 68

6. Conclusiones y Perspectivas 75

Agradecimientos 83

Bibliografía 86

Introducción

El *Large Hadron Collider* (LHC) [1] actualmente en operación en el laboratorio CERN ofrece posibilidades sin precedentes en un nuevo régimen cinemático en colisiones de hadrones a altas energías. El LHC ha sido particularmente diseñado para producir colisiones protón-protón a energía de centro de masa de 14 TeV, a una luminosidad de $\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$. También opera colisionando iones pesados [1]. Durante 2010 y 2011, el acelerador funcionó a energía de centro de masa de 7 TeV, brindando a los experimentos la posibilidad de obtener resultados en este rango de energías nunca antes explorado, colectando del orden de 5 fb^{-1} de luminosidad integrada.

La colaboración ATLAS [2] ha construido el detector ATLAS, de 44 m de largo y 25 m de diámetro, instalado en una caverna a 92 m bajo tierra, en uno de los puntos donde se producen las colisiones del LHC. La escala y diseño general del detector está determinado por los objetivos físicos requiriendo fundamentalmente, hermeticidad y excelente resolución de los calorímetros, muy buena resolución del impulso de los muones y alta *performance* del detector interno para la identificación de sabores pesados. Entre sus objetivos principales, podemos mencionar la búsqueda de física nueva más allá del Modelo Estándar, incluyendo además al bosón de Higgs, pieza faltante en dicho modelo para comprender el mecanismo de ruptura espontánea de simetría electrodébil.

De particular relevancia para estos objetivos es el estudio de procesos con fotones en su estado final, los que juegan un rol vital tanto en la calibración de los detectores en la etapa inicial de la toma de datos, como en la búsqueda de nuevas partículas e interacciones. Los fotones se producen como productos finales de decaimientos de procesos tanto en el Modelo Estándar como extensiones del mismo. Justamente, el canal más importante para el descubrimiento del bosón de Higgs en la región de baja masa, que no ha sido excluida por los resultados recientes presentados por ATLAS (116-131 GeV), es $H \to \gamma\gamma$. En cuanto a modelos fuera del MS podemos mencionar el caso de supersimetría (SUSY) que predice procesos con fotones en el estado final junto con los candidatos de materia oscura (neutralinos) que darían cuenta de un desbalance de energía, y también modelos

con dimensiones extras que predicen resonancias de gravitones, que pueden decaer en dos fotones.

Debido a la cantidad de material del detector no activo que hay entre el punto de interacción hasta el calorímetro electromágnetico, los fotones originados en la región del punto de interacción tienen una probabilidad no nula de interactuar y crear pares e^+e^-. Aproximadamente 40 % de los fotones producidos se convierten antes de alcanzar los calorímetros y sólo los fotones que convierten dentro del volumen del detector de trazas tienen probabilidad de ser identificados como fotones convertidos. Los electrons y positrones sufren pérdidas por bremsstrahlung causadas por la presencia del material del Detector Interno (ID) que motivó el desarrollo de algoritmos especiales para mejorar la reconstrucción de dichas partículas, reduciendo el sesgo en la determinación del momento. Esta es una situación sin precedentes en detectores de física de partículas de altas energías y se debe a que los requerimientos del detector interno de ATLAS son mayores a los de ningún otro detector de trazas en experimentos del LHC. Esto resulta en un peso total (4.5 toneladas) y cantidad de material (en términos de longitud de radiacion X_0) mucho mayor que los correspondientes a detectores de trazas previos.

Varias modelizaciones del material del ID han sido implementadas en las simulaciones de ATLAS. Cabe mencionar que las simulaciones son herramientas fundamentales para el desarrollo de algoritmos para el proceso de reconstrucción y análisis de datos. Estudios previos a este trabajo en ATLAS han mostrado que las distintas capas de material del ID, así como los componentes de servicio, material structural, conectores del sistema de criogenia, cables, soportes, etc., han sido simulados con muy buena precisión. Sin embargo, la falta acabada del conocimiento del material del ID constituye una fuente de incerteza sistemática en aquellos elementos del análisis que dependen de las simulaciones, como es el caso de la determinación de eficiencias de reconstrucción de fotones, relevantes para la búsqueda de nuevas partículas e interacciones.

En este Trabajo de Diploma se han realizado estudios tendientes a un mapeo preciso y de alta granularidad del detector interno de ATLAS, el que resulta necesario para una precisa reconstrucción de fotones y electrones de alta energía. El material del ID afecta tanto las trayectorias (especialemente por bremsstrahlung) como el desarrollo de las cascadas electromagnéticas (debido al campo magnético y la pérdida de energía en el material del ID).

En el capítulo 1 se presenta el marco teórico para comprender la técnica de conversiones de fotones utilizada en el presente trabajo para estimar el material. En el siguiente capítulo se describe brevemente el LHC y en particular el detector de ATLAS, haciendo

especial hincapié en el Detector Interno. También se puede encontrar un comentario sobre la simulación Monte Carlo en ATLAS y el conjunto de datos que fueron utilizados. El capítulo 3 detalla los algoritmos de reconstrucción de trazas y la posterior reconstrucción de conversiones de fotones. Los resultados de la estimación propiamente dicha del material del Detector Interno tal como se realiza actualmente en ATLAS, se muestran en el capítulo 4; mientras que en el capítulo 5 se presentan los diferentes estudios llevados a cabo para realizar eventuales mejoras en el cálculo del material. Finalmente, el último capítulo resume los resultados obtenidos e incluye una discusión sobre los mismos.

Capítulo 1

Marco teórico

1.1. Interacción de la radiación con la materia

Las principales interacciones de los fotones con la materia son [3]:

- Efecto fotoeléctrico.
- Efecto Compton.
- Producción de pares e^+e^-o conversión de fotones.

Una de las principales características de los haces de fotones, es la atenuación exponencial de su intensidad al atravesar un material homogéneo de espesor X. Si inicialmente la intensidad del haz es I_0, luego de atravesarlo será I, obedeciendo la ley de atenuación:

$$I = I_0 e^{-\mu X} \tag{1.1}$$

μ es conocido como el coeficiente de absorción total que da la probabilidad de absorción por unidad de longitud, y puede escribirse como $\mu = n_a\sigma = \frac{N_A}{A}\rho\sigma$, donde n_a es el número de átomos por unidad de volumen, A es la masa atómica del blanco dado en g/mol, $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ es el número de Avogadro, ρ es la densidad del material y σ es la sección eficaz total por átomo dada por:

$$\sigma = \sigma_{fotoeléctrico} + Z\sigma_{compton} + \sigma_{conversión}$$

La fracción de fotones que sobreviven al atravesar el material resulta:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\mu X} = e^{\frac{N_A\rho}{A}\sigma} \tag{1.2}$$

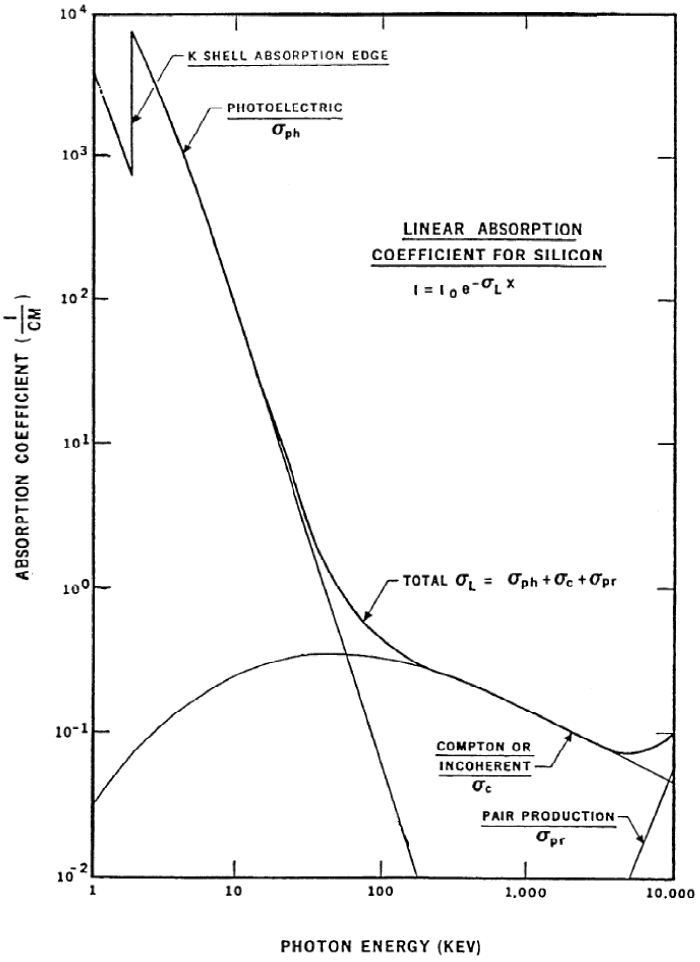


Figura 1.1: Coeficiente de absorción lineal μ para el Silicio. [4]

En la figura 1.1, se observa un esquema de los coeficientes de absorción (proporcional a las secciones eficaces) en Silicio [4] de los tres procesos nombrados anteriormente, como función de la energía, donde se ve que para energías mayores a ~ 10 MeV la producción de pares es el proceso dominante.

El detector ATLAS está diseñado para medir, entre otras propiedades de las partículas producidas en colisiones protón-protón de altas energías, las energías y momentos de los fotones. Los fotones relevantes para las medidas físicas, tanto en procesos del Modelo Estándar como en la búsqueda de nuevas partículas e interacciones, tienen energías superiores a 1 GeV, y pasarán por el detector de trazas antes de depositar su energía en el Calorímetro de Argón Líquido. A estas energías, la interacción de los fotones con el detector interno, está completamente dominada por la producción de pares e^+e^- en el material. Cualquier otra interacción entre los fotones y el material del detector de trazas (principalmente de Silicio), tiene sección eficaz órdenes de magnitud más chica que la de

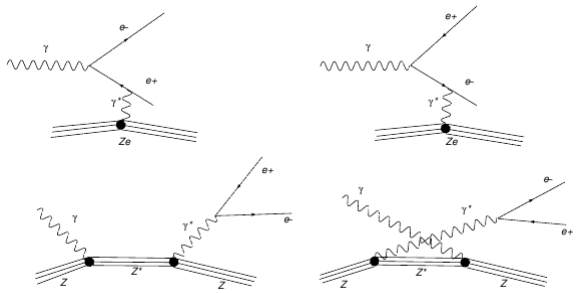


Figura 1.2: Diagramas de Feynman a orden dominante para conversiones de fotones.

la conversión de fotones, pudiendo ignorarse cualquier otra contribución.

1.1.1. Conversión de fotones

La sección eficaz para la conversión de fotones en presencia de material está muy bien estudiada tanto teórica como experimentalmente. En la figura 1.2 se muestran los diagramas de Feynman a orden dominante para las conversiones de fotones en presencia de material, este es necesario para que se satisfagan las conservaciones de momento y energía. [5]

El cálculo de la sección eficaz se llevó a cabo inmediatamente después del descubrimiento del positrón. Un primer tratamiento relativista de la conversión de fotones fue realizado por Bethe y Heitler hacia 1934, teniendo en cuenta el apantallamiento del campo nuclear Coulombiano. Años más tarde, en 1974, Tsai realizó un estudio detallado de la teoría de conversiones de fotones y calculó su sección eficaz para una gran variedad de materiales. En 2006, Klein dio un tratamiento más moderno del tema, incluyendo correcciones a la fórmula de Bethe-Heitler para energías de fotones superiores a los 5 TeV. Cabe destacar el trabajo de Klein publicado en 1999 [6], en el que propone una considerable reducción en la sección eficaz no sólo de la creación de pares sino también de bremsstrahlung, para el caso de energías superiores a 10^{10} GeV[1]. Como en este trabajo se trabajó con fotones de

[1]Klein explica que el momento transferido entre una partícula ultra relativista y otra partícula fija puede ser pequeño, especialmente en la dirección del movimiento. Cuando el impulso longitudinal es chico, el principio de incerteza dicta que la interacción se extiende a lo largo de una dada distancia, conocida como longitud de formación para la producción de partículas (o longitud de coherencia). Si el medio en esa vecindad de la interacción influye lo suficiente sobre la partícula interactuante a lo largo de su paso por esta zona de formación, entonces la producción de pares o bremsstrahlung pueden suprimirse. Los factores que pueden generar esta supresión de radiación electromagnética son , entre otros, scattering múltiple, Compton scattering y campos magnéticos. Cuanto mayor sea la longitud de formación, incluso factores muy débiles pero cumulativos pueden resultar importantes.

energías << 10^{10} GeV, este efecto conocido como LPM (Landau-Pomeranchuk-Migdal) no fue tenido en cuenta.

La sección eficaz diferencial para conversiones de fotones con energías superiores a 1 GeV resulta:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{A}{X_0 N_A}\left(1 - \frac{4}{3}x(1-x)\right) \tag{1.3}$$

donde $x = E_{electrón}/E_{fotón}$. Esta expresión es simétrica en x y 1-x (fracción de energía del positrón), y esto implica que el momento del fotón no se divide equitativamente entre las partículas del par producido. Una fracción de las conversiones de fotones será altamente asimétrica y, ya sea el electrón o el positrón, será producido con una energía muy baja[2].

Integrando la ecuación anterior se obtiene la sección eficaz total para la producción de pares e^+ e^- en el límite de altas energías ($x \to 1$); la misma resulta completamente independiente de la energía del fotón incidente, y está dada por la ecuación 1.4:

$$\sigma = \frac{7A}{9X_0 N_A}. \tag{1.4}$$

X_0 se conoce como *longitud de radiación* y suele ser la unidad más conveniente para medir el espesor del material cuando se trabaja con electrones y fotones a altas energías; se define como 7/9 del camino libre medio para la producción de un par. X_0 fue calculada [7] y resulta:

$$X_0^{-1} = 4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A}(Z^2[L_{rad} - f(Z)] + ZL'_{rad}) \tag{1.5}$$

Para A=1 g mol^{-1}, $4\alpha r_e^2 N_A/A = (716.408\ g\ cm^{-2})^{-1}$. L_{rad} y L'_{rad} están dados en la tabla 1.1 para H, He, Li y en general para un material de Z dado. La función $f(Z)$ es una suma infinita, pero para elementos hasta el uranio puede representarse por

$$f(Z) = a^2[(1+a^2)^{-1} + 0.20206 - 0.0369a^2 + 0.0083a^4 - 0.002a^6], \tag{1.6}$$

donde $a = \alpha Z$.

Si bien la ecuación 1.5 es simple de usar para calcular X_0, la dependencia funcional con Z está en cierta forma escondida. Es por esto que se suele usar la expresión:

$$X_0 = \frac{716.4\ g\ cm^{-2} A}{Z(Z+1)ln(287/\sqrt{Z})} \tag{1.7}$$

[2]Si esta energía es menor que el umbral requerido para producir una traza reconstruible en el detector de trazas de ATLAS, entonces los fotones convertidos serán vistos como si tuvieran una sola traza, dificultando la distinción de un simple electrón o positrón. Estas complicaciones serán discutidas cuando se introduzca la reconstrucción de conversiones de fotones en el capítulo 3.

Elemento	Z	L_{rad}	L'_rad
H	1	5.31	6.144
He	2	4.79	5.621
Li	3	4.74	5.805
Otros	> 4	$ln(184.15Z^{-1/3})$	$ln(1194Z^{-2/3})$

Tabla 1.1: L_{rad} y L'_{rad} para calcular la longitud de radiación en un elemento usando la ecuación 1.5.

Las longitudes de radiación de algunos elementos pueden encontrarse en la tabla 1.2.

Elemento	X_0 $[g/cm^2]$
He	94.32
Li	82.76
Be	65.19
Si	21.82

Tabla 1.2: Longitud de radiación para algunos elementos.

Haciendo uso de la ecuación 1.2 y de la sección eficaz para la producción de pares 1.4 en el límite de altas energías, es posible calcular la fracción de fotones convertidos al atravesar una porción de material de espesor X:

$$F_{conv} = 1 - \frac{N}{N_0} = 1 - e^{-\mu X} = 1 - e^{-\frac{N_A \rho}{A}\sigma X} = 1 - e^{\frac{7}{9}\frac{X}{X_0}} \tag{1.8}$$

Entonces la cantidad de material atravesada en unidades de longitud de radiación resulta:

$$\frac{X}{X_0} = -\frac{9}{7} ln(1 - F_{conv}) \tag{1.9}$$

El número de conversiones de fotones está directamente relacionado con la cantidad de material en el detector atravesado por los fotones. Uno puede entonces, utilizar esta información a partir de la distribución de vértices de las conversiones, para mapear la distribución del material, en particular en el detector de trazas de ATLAS, tema central de este Trabajo de Diploma.

Capítulo 2

El LHC y el Detector de ATLAS

El LHC (o Gran Colisionador de Hadrones) [8] es un acelerador y colisionador instalado a 100 m bajo tierra, en el túnel de 27 km de largo donde funcionó LEP. El mismo fue diseñado para colisionar haces de hadrones con energías de hasta 7 TeV y una luminosidad instantánea de $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ [1]. Los protones circulan alrededor del LHC en paquetes bien definidos, de alrededor de 10^{11} partículas cada uno (cuantos más paquetes contenga el haz, mayor será la luminosidad instantánea del acelerador). A la luminosidad de diseño, cada haz posee 2808 paquetes[2] separados entre sí por una distancia de 25 ns. El tamaño de estos no es constante sino que van siendo expandidos o comprimidos a medida que viajan por el anillo: lejos del punto de colisión, miden algunos centímetros de largo y unos milímetros de ancho, pero llegando al lugar de interacción, se comprimen hasta alcanzar los $16 \mu m$ para aumentar la probabilidad de colisión protón-protón.

La máxima energía que puede ser alcanzada en el LHC está limitada por el campo magnético de los 1323 dipolos, que es de 8.33 T. Los mismos, permiten mantener a las partículas en órbitas casi circulares. Por otro lado, el sistema de 392 cuadrupolos magnéticos genera un campo de 6.8 T que permite focalizar el haz en los puntos de colisión.

La figura 2.1 contiene un esquema del sistema de aceleradores del CERN, donde se indican los puntos en el LHC donde se encuentran instalados los detectores.

[1] Se define la luminosidad instantánea como $\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma$, siendo la luminosidad integrada $L = \int \mathcal{L} dt$, de modo que multiplicando la sección eficaz de un proceso dado por la luminosidad colectada por el detector, se puede estimar el número de veces que se producirá ese evento.

[2] A modo de comparación, LEP operaba con 4 paquetes.

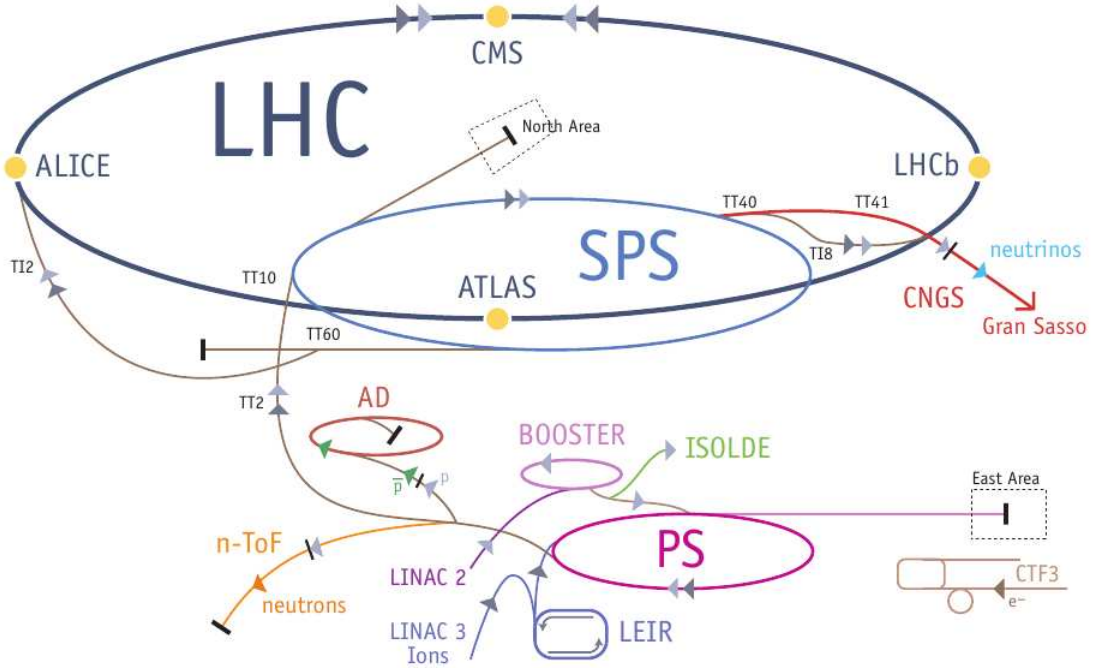


Figura 2.1: Sistema de aceleradores y puntos de interacción del Gran Colisionador de Hadrones.

2.1. Detector ATLAS

ATLAS (***A*** ***T****oroidal* ***L****HC* ***A****pparatu****S***) [2] es uno de los seis experimentos instalados en el Gran Colisionador de Hadrones. Es un detector multipropósito diseñado para cubrir el rango más amplio posible de física en el LHC, desde la búsqueda del bosón de Higgs hasta supersimetría y dimensiones extras. Sus 45 metros de largo, 25 metros de alto y 25 metros de ancho, lo convierten en el detector de partículas de mayor volumen jamás construido.

2.1.1. Nomenclatura en ATLAS

El sistema de coordenadas de ATLAS es un sistema cartesiano ortogonal con origen $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ en el punto de interacción. La dirección del haz define el eje z y el plano xy será transverso al mismo. El eje x positivo apunta hacia el centro del anillo, y el eje y positivo hacia arriba, con una ligera inclinación con respecto a la vertical debido a la inclinación general del túnel. Alrededor del eje del haz se mide el ángulo azimutal ϕ, y el ángulo polar θ es aquel medido desde el eje z. Resulta conveniente definir la pseudorapidez

$\eta = -ln\left(tg\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^3$. El momento y la energía en el plano transverso se indican por p_T y E_T. La distancia en el espacio de $\eta\phi$ resulta $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$.

Las trayectorias de partículas cargadas pueden ser descriptas mediante cinco parámetros en un campo magnético uniforme ideal. A continuación se describe la parametrización usada en ATLAS, donde todas las cantidades son medidas en el punto de máximo acercamiento al eje del haz (x=0, y=0):

- $1/p_T$: Inversa del momento transverso con respecto al eje del haz.
- ϕ: ángulo azimutal, donde $tg(\phi) = \frac{p_y}{p_x}$.
- d_0: parámetro de impacto transverso, definido como la distancia transversa al eje del haz en el punto de máximo acercamiento.
- $cot(\theta)$: cotangente del ángulo polar, donde $cot(\theta) = \frac{p_z}{p_T}$.
- z_0: parámetro de impacto longitudinal, definido como la posición de la traza en z en el punto de máximo acercamiento.

2.1.2. Concepto general del Detector ATLAS

Los criterios básicos para el diseño del detector ATLAS incluyen los siguientes:

- Un calorímetro electromagnético con buen desempeño en la identificación y medidas de electrones y fotones, complementado con un calorímetro hadrónico capaz de realizar medidas precisas de *jets* y energía transversa perdida.
- Medidas de alta precisión del momento de muones, con la habilidad de garantizar mediciones precisas operando a la más alta luminosidad y usando solamente el espectrómetro de muones externo.
- Detección eficiente de trazas a alta luminosidad para medidas de momentos de leptones con alto p_T, identificación de fotones y electrones, identificación de leptones τ, y capacidad de reconstrucción total de eventos a baja luminosidad.
- Gran aceptancia en pseudorapidez (η) cubriendo casi completamente el ángulo azimutal (ϕ) en todo el detector.
- Detección y selección de partículas con bajos umbrales de p_T, proveyendo altas eficiencias para la mayoría de los procesos físicos de interés en el LHC.

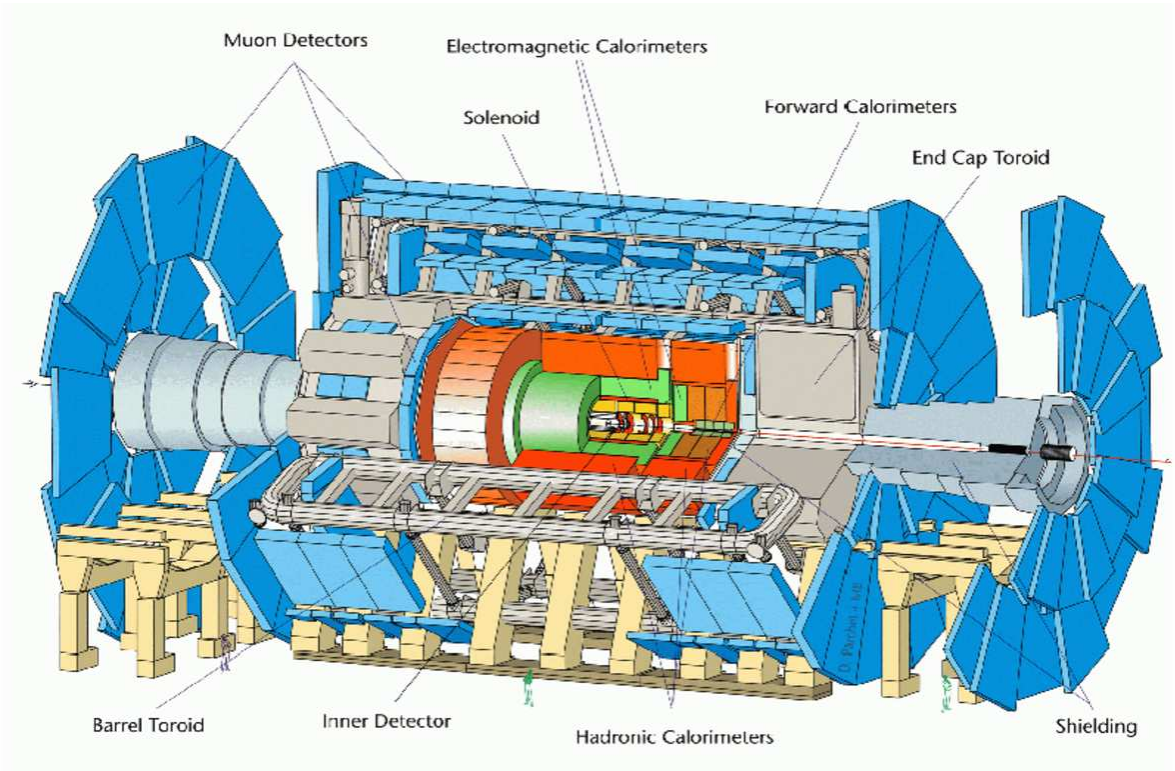


Figura 2.2: Esquema general del detector de ATLAS.

En la figura 2.2 se muestra un esquema general del detector, y en la siguiente sección se describen cada uno de los subdetectores que forman ATLAS.

2.2. Subdetectores de ATLAS

En esta sección se describen las principales componentes de ATLAS, con especial detalle en el Detector Interno, dada la relevancia en este Trabajo de Diploma.

2.2.1. Detector Interno

En ATLAS, a una luminosidad de $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$, emergen aproximadamente 1000 partículas desde el punto de colisión cada 25 ns para $|\eta| < 2.5$, creando una alta densidad de trazas en el detector. Es por esto que el Detector Interno está diseñado para proveer medidas de alta precisión de partículas cargadas en este entorno de numerosas trazas.

En las figuras 2.3 y 2.4 se observan dos esquemas (barril y tapas correspondientemente) del Detector Interno. El mismo combina detectores de alta resolución para distancias

[3] Ver Apéndice A.

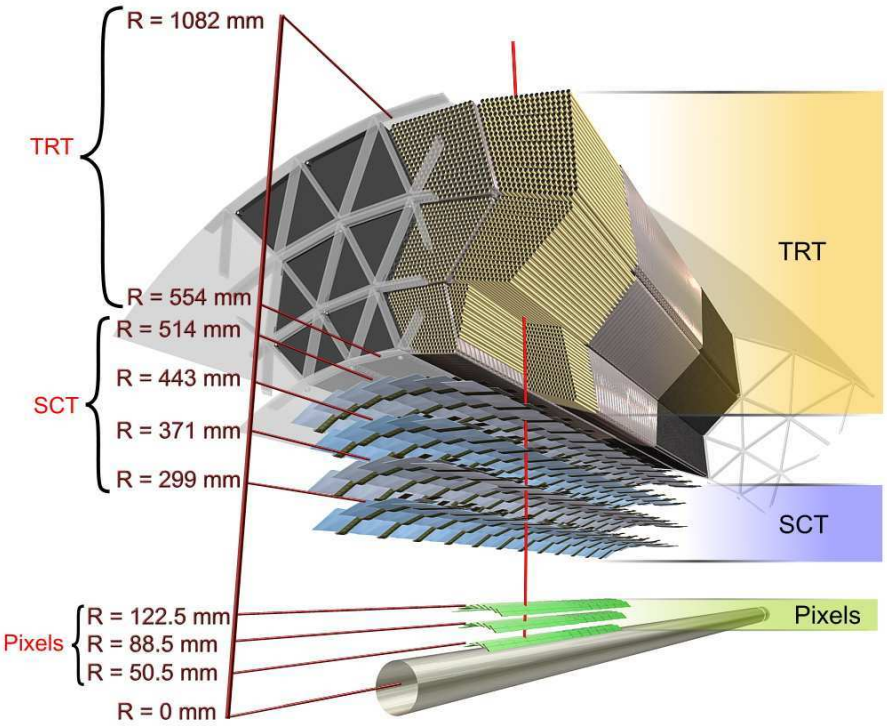


Figura 2.3: Detector Interno de ATLAS (barriles).

próximas al tubo del haz, con elementos que permiten un rastreo continuo hasta distancias más lejanas; todos contenidos en un campo magnético de $2T$.

A continuación se describen los tres subdetectores que componen este sistema.

Detector de Píxeles

El Detector de Píxeles [9] está diseñado de forma tal de proveer medidas de altísima granularidad y precisión tan cerca del punto de colisión como es posible. El mismo se compone de tres barriles y cinco discos en cada lado. La primer capa, conocida como Capa-B, está ubicada a 50.5 mm del punto de interacción, permitiendo obtener una resolución óptima del parámetro de impacto. Las otras dos capas se encuentran colocadas a 80.5 y 120.5 mm correspondientemente. Los discos poseen radios entre 11 y 20 cm, y son necesarios para tener una cobertura total de la región $|\eta| < 2.5$.

El sistema de Detector de Píxeles está formado por 1500 módulos en el barril y 1000 en los discos, de 22.4mm de ancho y 62.4 mm de largo. Cada uno contiene 61440 píxeles, cuyo tamaño mínimo es de 50 μm en la dirección $R\phi$ y 300 μm en z, y capaces de resolver la posición de las partículas mejor que 14 μm.

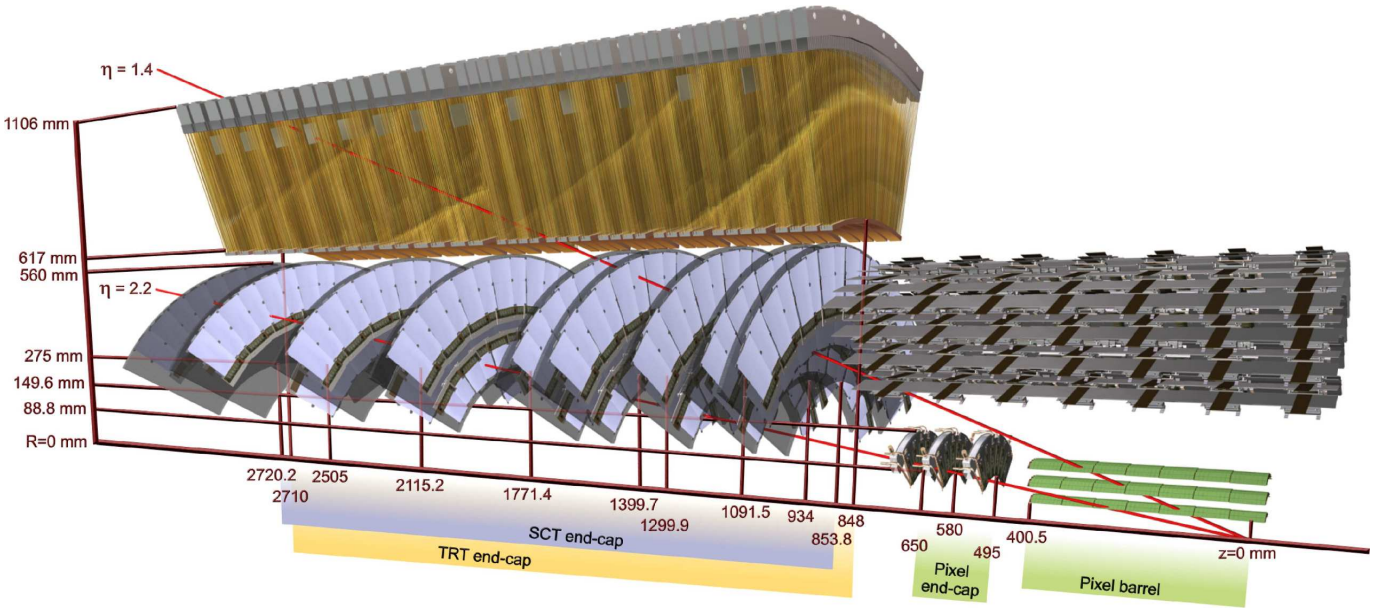


Figura 2.4: Detector Interno de ATLAS (tapas).

Detector Semiconductor de Trazas (SCT)

Por fuera del detector de píxeles, se encuentra el Detector Semiconductor de Trazas [9] diseñado para proveer cuatro medidas de precisión por traza, contribuyendo con la determinación del momento, parámetro de impacto y posición del vértice, así como también ofrecer buen reconocimiento de patrones gracias a su alta granularidad.

El barril usa cuatro capas de detectores de microbandas de silicio que proveen puntos de precisión en las coordenadas $R\phi$ y z. Cada detector de silicio mide $6.36 \times 6.40\ cm^2$, y cuatro de ellos forman un módulo. A cada lado de este, se unen dos detectores para formar bandas de 12.8 cm de largo. Los módulos ubicados en los discos son similares pero formados con bandas de largos de ~ 12 y ~ 7 cm. El detector contiene 61 m^2 de detectores de silicio. La resolución espacial es de 16 μm en $R\phi$ y de 580 μm en z. Las trazas pueden distinguirse si están separadas más de $\sim 200\ \mu m$.

El sistema del SCT está compuesto por cuatro barriles ubicados en los radios 300, 373, 447 y 520 mm (ver figura 2.3), y nueve discos adaptados para cubrir la región de $|\eta| < 2.5$.

Detector de Radiación de Transición (TRT)

El Detector de Radiación de Transición [9, 10, 11] es el más externo de todos los que forman el detector interno y combina un detector de "traceo"de partículas cargadas y de radiación de transición. Está dividido en tres partes: dos tapas y un barril. Las tapas

están formadas por 36 ruedas con un total de 320000 tubos de 4 mm de diámetro y ∼40 cm de largo ubicados radialmente; mientras que el barril posee alrededor de 54000 tubos de 150 cm de largo paralelos al eje del haz.

Estos tubos son llenados con una mezcla de gas de xenón y poseen un filamento de tungsteno en su interior al que se le aplica una diferencia de potencial de 1.6 kV respecto de la superficie, de modo que cada tubo actúa como un contador proporcional. Entre ellos se colocan radiadores que, al ser atravesados por las partículas, generan rayos X debido al cambio brusco en la constante dieléctrica. La ionización de las moléculas del gas se produce entonces por dos motivos: absorción de rayos X (efecto fotoeléctrico) o colisión con la partícula cargada que atraviesa el tubo. En ambos casos, como resultado de la interacción se obtiene un par ion-e^- (en el último caso la partícula incidente seguirá con su viaje ionizando eventualmente otras moléculas). El ion positivo será atraído hacia el cátodo, mientras que el electrón irá hacia el ánodo. En este camino, puede interactuar nuevamente con otra molécula ionizándola, generando así un nuevo electrón que será a su vez atraído hacia el ánodo, y así sucesivamente. Se produce entonces una avalancha que se incrementa considerablemente al acercarse al filamento central[4]. Esto da lugar a un pulso de corriente que se lee a ambos lados del tubo. Esta señal contiene dos tipos de información. Por un lado, su amplitud permite determinar el tipo de partícula incidente según su masa, y para su discriminación se utiliza un umbral de baja y otro de alta energía. Por otro lado, el tiempo de llegada al filamento central permite conocer la posición de impacto de la partícula en el tubo, con una precisión de 0.17 mm.

2.2.2. Sistema de imanes

ATLAS cuenta con un sistema de imanes formado por un solenoide y un toroide con centro de aire superconductores, cuyo esquema se encuentra en la figura 2.5. El primero está ubicado entre el Detector Interno y el Calorímetro Electromagnético, y es capaz de producir un campo magnético de 2 T. Este permite curvar la trayectoria de las partículas para poder determinar de manera precisa su momento. Por fuera del calorímetro hadrónico se encuentra el sistema de imanes toroidales y el campo magnético producido por éste alcanzando los 4T es uniforme, ya que sería extremadamente costoso contruir un soleoide de ese tamaño.

[4]Esto se debe a que allí el campo eléctrico es mayor ($E \propto 1/r$) y el electrón gana más energía entre choque y choque con las moléculas, superando más rápidamente el potencial de ionización mínimo de estas. En otras palabras, el camino libre medio de ionización es menor cuanto más cerca se encuentra del centro del tubo. [12]

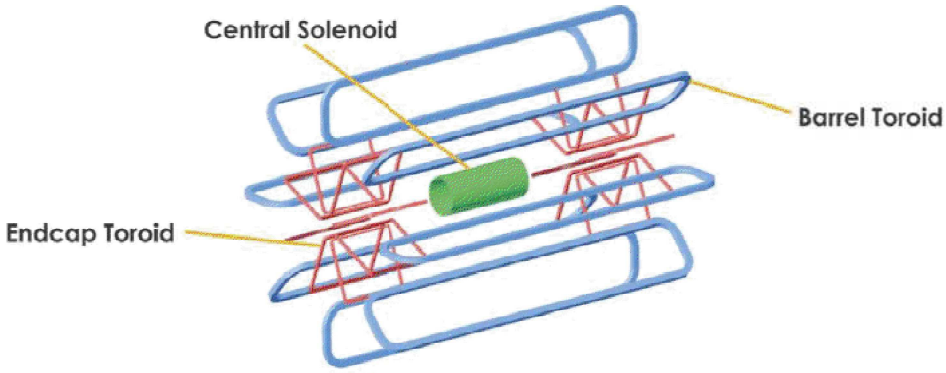


Figura 2.5: Esquema del sistema de imanes del detector ATLAS.

2.2.3. Calorímetros

Alrededor del solenoide que envuelve al Detector Interno, se sitúan los calorímetros, cuyo propósito es medir la energía de las partículas mediante la absorción de las mismas. El detector ATLAS posee un sistema de dos calorímetros, siendo el primero el Calorímetro Electromagnético y el segundo el Calorímetro Hadrónico [2]. Ambos calorímetros de muestreo consisten de capas de material denso que absorbe las partículas incidentes produciendo una cascada de partículas secundarias. Entre los absorbentes se colocan detectores delgados que registran las partículas de la cascada y producen señales proporcionales a sus energías.

Calorímetro Electromagnético

El Calorímetro Electromagnético que se observa en la figura 2.6, está compuesto por una parte central (barril): $|\eta| < 1.475$ y sus dos extremos (tapas): $1.375 < |\eta| < 3.2$. El mismo se encuentra separado en dos mitades en z=0 a una distancia de 6 mm la una de la otra. Cada tapa está dividida en dos ruedas coaxiales: la exterior cubre la región $1.375 < |\eta| < 2.5$ mientras que la interior $2.5 < |\eta| < 3.2$.

Básicamente, el calorímetro es un detector de argón líquido (LAr) con electrodos de Kapton en forma de acordeón (ver figura 2.7) y planchas de plomo absorbentes. Esta geometría provee una simetría completa en ϕ. El espesor total del Calorímetro Electromagnético es mayor a 24 longitudes de radiación en el barril, y mayor a $26X_0$ en las tapas.

En la región de máxima precisión física ($|\eta| < 2.5$), el calorímetro se encuentra segmentado en tres secciones longitudinales:

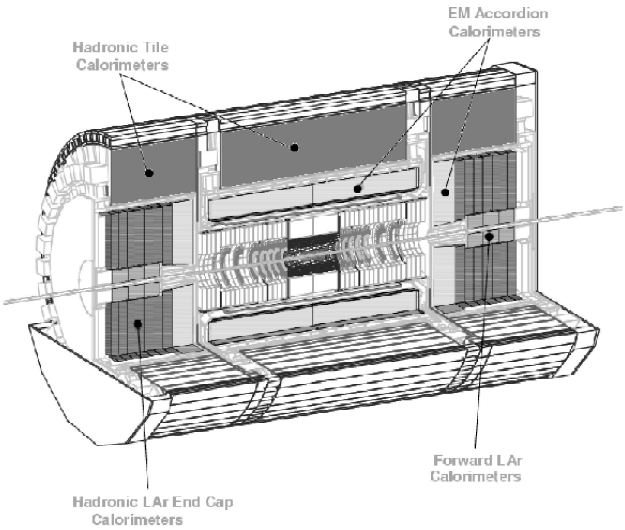


Figura 2.6: Esquema de los calorímetros del detector ATLAS.

- La sección de bandas, con un espesor constante de $\sim 6X_0$ como función de η, está equipada con finas bandas de 4 mm de largo en la dirección de η. Esta sección actúa como un detector "pre-cascada"(*pre-shower*), mejorando la identificación de partículas (diferenciación entre π^0 y γ, e y π, etc.) y permitiendo una medición precisa de la posición en η.

- La sección del medio está segmentada transversalmente en torres cuadradas de tamaño $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$. El espesor total del calorímetro hasta la segunda sección es $\sim 24X_0$.

- La sección final posee una granularidad de 0.05 en η y un espesor que varía entre $2X_0$ y $12X_0$.

Calorímetro hadrónico

El Calorímetro Hadrónico usa diferentes técnicas para cubrir el rango de $\eta < 4.9$. Para $|\eta| < 1.7$, se utilizan planchas de acero de 14 mm de espesor como material absorbente y centelladores en forma de tejas de 3mm de espesor. Las mismas están dispuestas radialmente y de manera escalonada en profundidad. La estructura es periódica en z. Radialmente, este calorímetro de tejas se extiende desde un radio interno de $2.28m$ a un radio externo de $4.25m$. Para $\sim 1.5 < |\eta| < 4.9$, se usan calorímetros de LAr. Cada tapa del

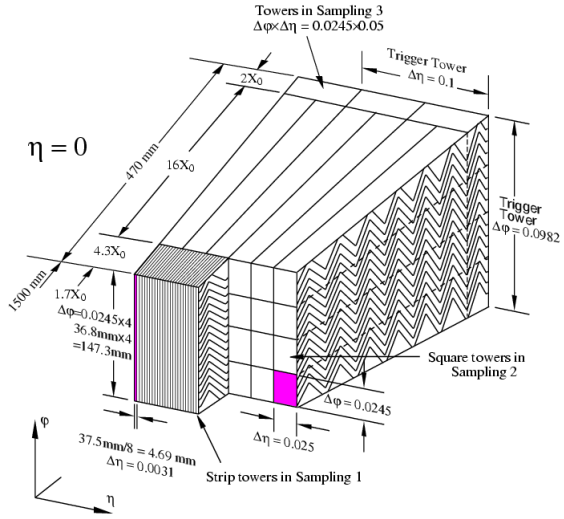


Figura 2.7: División en secciones del Calorímetro Electromagnético de ATLAS

calorímetro consta de dos ruedas independientes de 2.03 m de radio externo, y ambas utilizan planchas de cobre.

2.2.4. Espectrómetro de muones

El esquema conceptual del espectrómetro de muones se observa en la figura 2.8 y una descripción detallada puede verse en [2]. El principio de funcionamiento es la deflección magnética de las trazas de muones en el sistema de imanes toroidales, que se encuentra provisto de cámaras separadas de trigger y de alta precisión en el seguimiento de trazas.

2.3. Simulación Monte Carlo en ATLAS

La principal motivación para la construcción de generadores de eventos Monte Carlo es la necesidad de realizar predicciones teóricas para reacciones de altas energías en experimentos actuales con colisionadores. La mayoría de estas reacciones involucran hadrones, ya sea porque las partículas que colisionan son hadrones o porque se obtienen en el estado final, [13]. Cabe destacar que la mayor sección eficaz a energías del LHC es para la producción de *dijets*.

Sin embargo, las reacciones de hadrones no pueden ser predichas directamente de primeros principios. Sólo sus constituyentes, quarks y gluones, pueden ser descriptos como los quantos de QCD y sus procesos calculados con QCD perturbativo (pQCD).

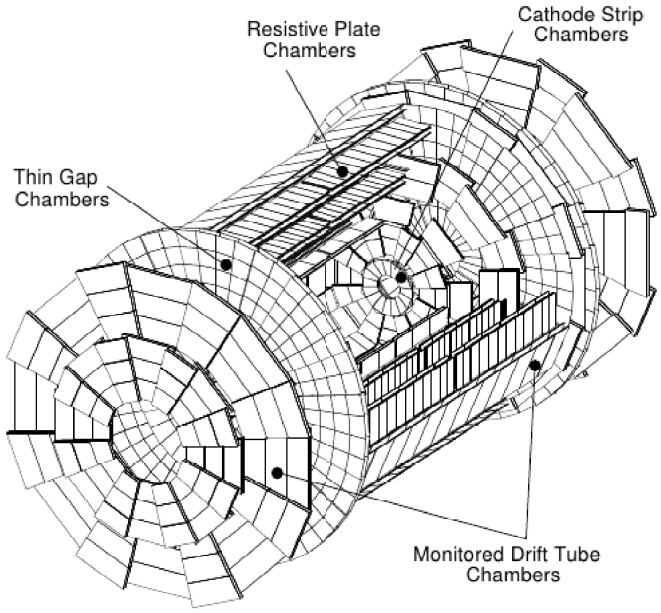


Figura 2.8: Esquema del espectrómetro de muones del detector de ATLAS.

Es por esto que los generadores de eventos Monte Carlo son una herramienta esencial para realizar predicciones para los experimentos con colisionadores teniendo en cuenta todos los aspectos de QCD incluyendo aquellos no perturbativos que requieren de modelos fenomenológicos. La característica más importante es su capacidad de generar resultados a nivel hadrónico mediante la simulación de eventos tal como los observaría el detector. Los programas más exitosos en la generación de eventos utilizados actualmente en los experimentos del LHC son HERWIG [14] y PYTHIA [15]. En particular, las simulaciones MC que se utilizaron en el presente trabajo fueron obtenidos con PYTHIA.

Por otro lado, las herramientas de simulación son esenciales para el diseño del detector y el desarrollo de algoritmos a utilizarse en el proceso de reconstrucción. Las simulaciones de detectores han sido desarrolladas desde aproximaciones muy simples hasta modelos extremadamente detallados como los usados actualmente, donde se incluyen esencialmente todos los procesos físicos conocidos que involucren la interacción entre partículas y materia.

Toda simulación de un detector debe comenzar con una descripción geométrica del mismo. En ATLAS se utiliza el entorno GEANT4 [16] para realizar la descripción de la

geometría y la simulación completa del detector, incluyendo el seguimiento de partículas y la respuesta electrónica de los elementos activos del detector.

Para el Detector Interno, por ejemplo, los procesos simulados más relevantes son la dispersión múltiple, la pérdida continua de energía, bremsstrahlung para electrones, conversiones de fotones e interacciones nucleares para los hadrones. Para obtener resultados precisos de una simulación GEANT, es entonces necesario conocer con extremo detalle la distribución y composición de los materiales, tema central de este Trabajo de Diploma.

La simulación del detector resulta importante durante la fase de diseño para desarrollar un detector con un potencial óptimo de descubrimiento. Una vez realizada la toma de datos, las simulaciones cobran notoria importancia en la calibración y comprensión de los mismos, herramienta fundamental de todos los análisis físicos de procesos conocidos, así como búsquedas para el descubrimiento de partículas y fuerzas. Simultáneamente, un subconjunto de datos se utiliza para mejorar las simulaciones, tanto en cuanto a la generación de procesos físicos, como a la simulación del detector.

En la figura 2.9, se muestra un esquema clarificando cada uno de los pasos descriptos anteriormente.

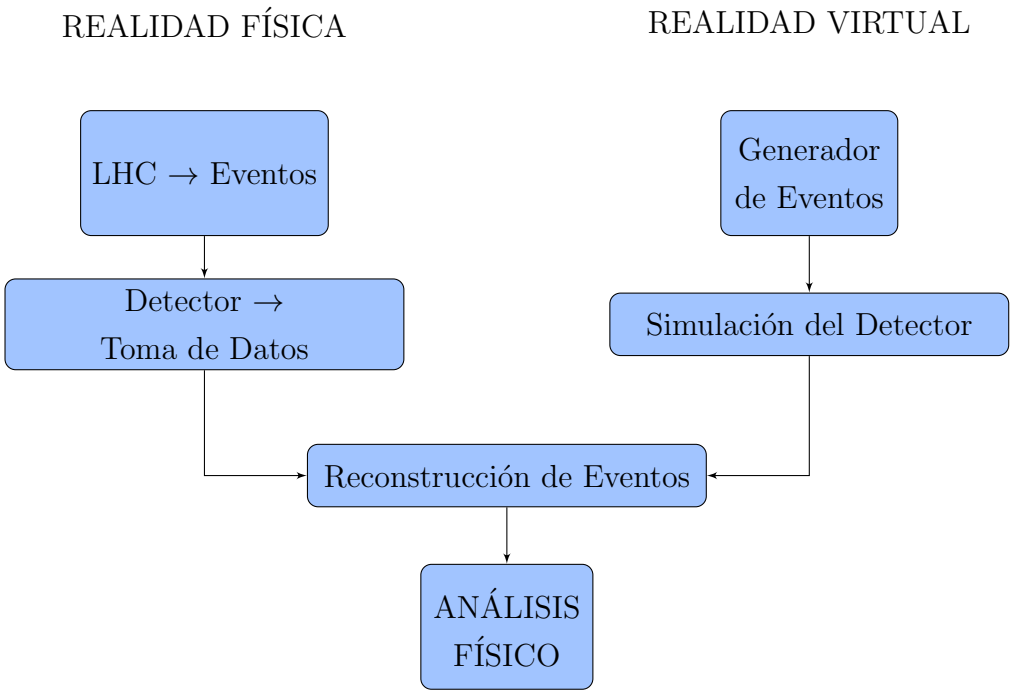


Figura 2.9: Esquema del proceso de análisis de datos y su simulación.

2.4. Conjunto de Datos utilizados

Básicamente toda la física en el LHC está relacionada con interacciones de quarks y gluones. Entre estas, se pueden distinguir dos tipos de procesos: "duros" (*hard*), con alto p_T y bien descriptos por QCD perturbativo; y "suaves" (*soft*), con bajo p_T y que requieren de modelos fenomenológicos no perturbativos. Si bien los procesos de interés en los colisionadores de hadrones son mayormente los eventos de dispersión *hard*, los procesos *soft* estarán presentes como *background*, por lo que resulta muy importante tener un conocimiento preciso de los mismos [17].

Podemos escribir la sección eficaz protón-protón total que tiene lugar en el LHC como:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{elast.} + \underbrace{\sigma_{SD} + \overbrace{\sigma_{DD} + \sigma_{ND} + \sigma_{CD}}^{\text{Minimum-Bias}}}_{\text{Inelásticas}} \tag{2.1}$$

donde cada uno de los términos representa la sección eficaz de eventos elásticos, de difracción simple, de difracción doble, sin difracción y de difracción central, correspondientemente. Podemos definir los eventos *Minimum Bias*, como aquellos asociados con las las colisiones inelásticas excluyendo las difracciones simples, dominadas por las anteriormente descriptas interacciones de bajo p_T. Tanto los datos como las simulaciones Monte Carlo utilizadas en este trabajo, se realizaron con datos *Minimum Bias*.

Datos

En ATLAS la toma de datos se divide en *períodos*. Los mismos están diseñados de tal forma que representan todos los datos con una configuración coherente del detector y del *trigger*. Cualquier cambio significativo en el *trigger* o en la configuración o en la calibración del detector causa la definición de un nuevo período. Estos duran alrededor de un mes y se identifican mediante una letra y el año en que fue realizada la toma de datos. En algunos casos, resulta conveniente definir *subperíodos*. Cada uno de estos *períodos* se encuentra dividido en *runs*, que duran algunas horas y se identifican con un único número. Estos *runs* están a su vez separados en bloques de luminosidad, que son períodos de tiempo de aproximadamente 2 minutos y se caracterizan con un número único dentro del *run* [18]. En la tabla 2.1 se muestran los períodos correspondientes a la toma de datos de ATLAS de 2010 para colisiones pp. En este Trabajo de Diploma se utilizaron datos del *período* D 2010.

El sistema de *trigger* de atlas está diseñado para evaluar rápidamente los cruces de los haces que cumplan con ciertos criterios definidos en un menú preestablecido (llamado

PERÍODO	SUBPERÍODO	RANGO DE RUN	LUMINOSIDAD $[nb^{-1}]$
A	-	152166-153200	0.4
B	B1-B2	153565-155160	9
C	C1-C2	155228-156682	9.5
D	D1-D6	158045-159224	320
E	E1-E7	160387-161948	1118
F	F1-F2	162347-162882	1980
G	G1-G6	165591-166383	9070
H	H1-H2	166466-166964	9300
I	I1-I2	167575-167844	23000

Tabla 2.1: Períodos del año 2010 en ATLAS.

configuración del *trigger*) [19]. Los items de un menú se llaman cadenas del *trigger*, donde puede pensarse a cada una como un conjunto de criterios independientes que se impone sobre cada evento produciendo una de las dos posibilidades: pasa o falla. Si un evento pasa una o más cadenas, entonces ese evento se guarda en uno o más *streams* para el posterior análisis *offline*. Los datos utilizados en el presente trabajo corresponden al *stream L1Calo*.

Simulación Monte Carlo

Dos conjuntos de datos simulados fueron utilizados para realizar el análisis presentado en este trabajo:

- **Monte Carlo nominal** Se utilizó una muestra de 400M eventos minimum bias reconstruidos sólo en el Detector Interno (*ID-only*), combinándola con una muestra con eventos de energías superiores a 6 GeV (minbias6), debido a la escasez de los mismos en la primera. Estas muestras son además *single photon*, esto es, eventos con ninguna otra actividad excepto el fotón.

- **Monte Carlo distorsionado** Además de la simulación nominal, se usaron tres muestras Monte Carlo similares a la anterior pero con diversas distorsiones en el material del ID (Ver sección 5.6.1).

Capítulo 3

Reconstrucción de conversiones de fotones

Anteriormente se vio que a las energías de las partículas producidas en las colisiones p-p del LHC y detectadas por ATLAS, la interacción predominante de los fotones con el material del detector es la producción de pares e^+e^-. En total, alrededor del 60 % de los fotones producidos en procesos físicos se convertirán antes de alcanzar el calorímetro electromagnético [20]. Este número obviamente varía con la pseudorapidez η como puede observarse en la figura 3.1, para fotones con $p_T > 1$ GeV en eventos *minimum bias*. La probabilidad es mínima en la región central $|\eta| < 0.5$ donde la cantidad de material se encuentra ampliamente reducida. En la figura 3.2 se muestra un gráfico de las posiciones de los vértices de las conversiones de fotones en el detector de trazas de ATLAS obtenidas del Monte Carlo de una muestra de 500000 eventos *minimum bias* simulados; se ven claramente las tres capas del subdetector de píxeles y sus discos, así como los cuatro barriles del SCT y sus corresponientes tapas, poniendo en evidencia el potencial del análisis de conversiones para el mapeo del material del Detector Interno de ATLAS.

3.1. Reconstrucción de trazas

El primer paso en la reconstrucción de conversiones de fotones es la reconstrucción de trazas. Este proceso consta de dos secuencias principales: la reconstrucción de trazas desde adentro hacia afuera (*inside-out*) para trazas de partículas cargadas originadas en la región de interacción; y la consecutiva reconstrucción de afuera hacia adentro (*outside-in*), para trazas que se originan en la parte más externa del Detector Interno. Ambos

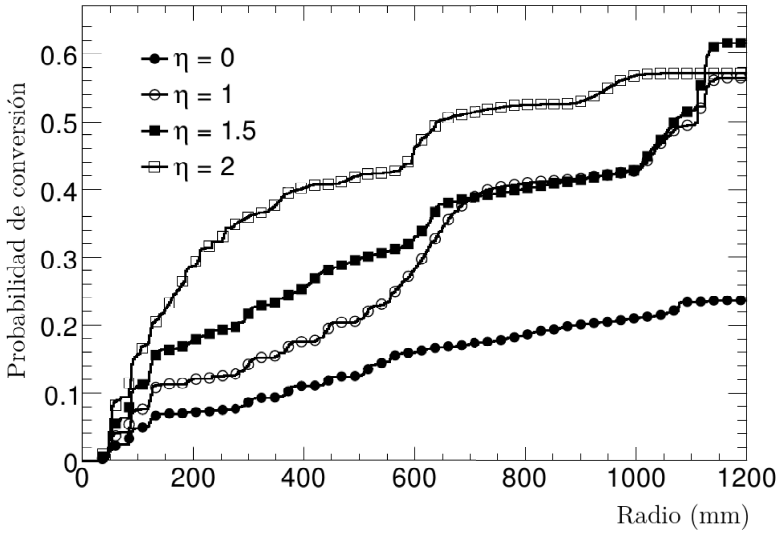


Figura 3.1: Probabilidad de conversión de un fotón ($p_T >$ GeV) como función del radio para distintos valores de pseudorapidez.

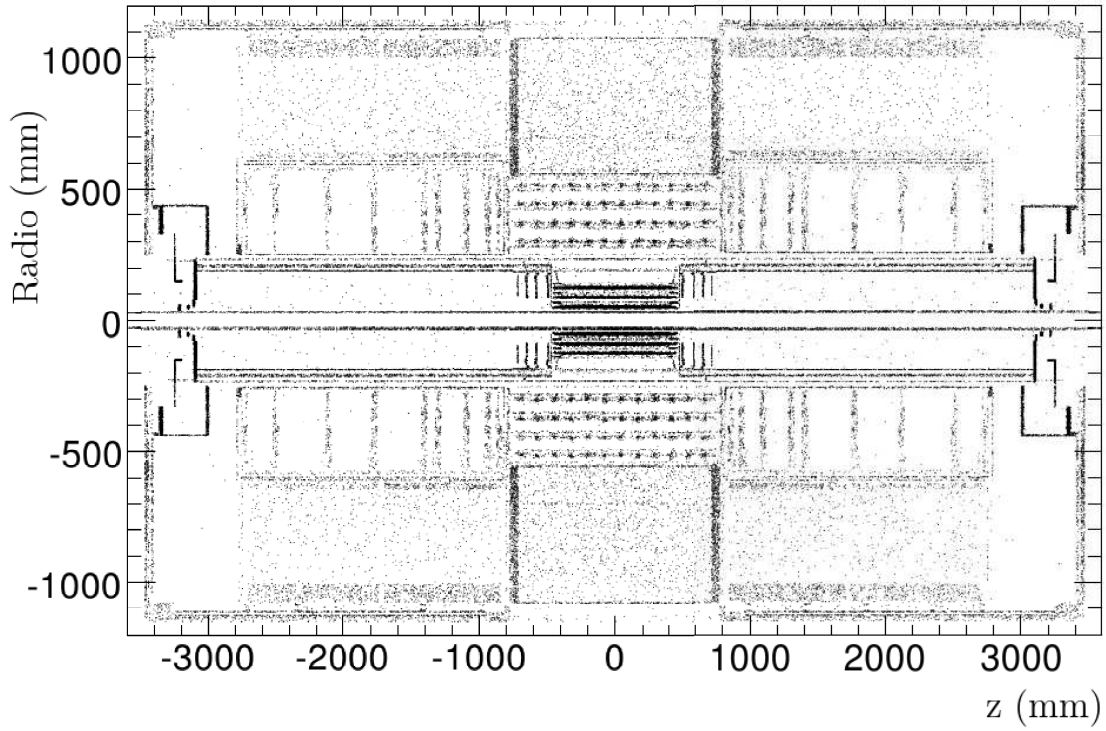


Figura 3.2: Mapeo del detector de trazas de ATLAS usando conversiones de fotones (Monte Carlo).

métodos reconstruyen trazas que contienen tanto *hits*[1] en los subdetectores de Silicio (de ahora en más Si-hits) como *hits* en el Detector de Radiación de Transición (de ahora en más TRT-hits) y los separa en dos colecciones distintas de trazas. Una tercer categoría contendrá aquellas trazas que sólo tengan TRT-hits y no Si-hits. Estas tres colecciones serán luego examinadas para remover cualquier ambigüedad y doble conteo, y finalmente se conjugarán en una sola colección global de trazas que serán luego utilizadas para la fase de reconstrucción de vértices. Para considerar una traza como reconstruible, su momento transverso deberá ser como mínimo 0.5 GeV. A continuación se describen los dos algoritmos de reconstrucción nombrados anteriormente.

3.1.1. Algoritmo de reconstrucción de trazas *Inside-Out*

Luego de la reconstrucción de puntos espaciales (*space points*[2]) en el detector de píxeles y SCT, se forman candidatos a trazas (*seeds*) usando combinaciones de tres *space points*. Para limitar el número de combinaciones posibles, se imponen ciertas condiciones sobre los *seeds* (ej. curvatura). Aquellos que satisfacen estos requerimientos, se convierten en los puntos de partida para las trazas a reconstruir. Una vez formado un *seed*, se utiliza una herramienta geométrica que provee de una lista de elementos del detector de silicio donde se deben buscar *hits* adicionales. Mediante el formalismo provisto por el *Filtro de Kalmann* [21] se pueden agregar sucesivos *hits* a la traza. La información de la misma se va actualizando luego de cada paso. Obviamente, no todos los *seeds* resultarán en una traza.

Una considerable fracción de candidatos a trazas reconstruidos pueden compartir *hits*, estar incompletos, o pueden ser falsas reconstrucciones que resultan de combinaciones aleatorias de *hits*. Es entonces necesario definir una serie de criterios de calidad que permitan evaluar y puntuar las trazas. El puntaje de cada una indicará cuán probable es que una traza específica describa la trayectoria real de una partícula. Las trazas con mayor puntaje se vuelven a ajustar y se usan como referencia para todas las otras trazas. En este punto se eliminan todos los *hits* compartidos y la parte restante de la traza se revalúa y ajusta nuevamente. Los candidatos con muchos *hits* compartidos se descartan así como también cualquier otro candidato a traza que no cumple con alguno de los criterios de calidad. Ahora, se le asigna una extensión TRT a cada uno de los candidatos. Primero,

[1] *Hit*: Un canal de detección con una señal de salida por encima de un cierto umbral. Esto nos permite definir una *traza* como un grupo de *hits* creados por una partícula cargada.

[2] *Space point*: Combinación de dos *hits*, en dos diferentes proyecciones de una capa de silicio con un ángulo, para formar un *hit* tridimensional.

se construye una extensión geométrica de las trazas de silicio, dentro del detector de radiación de transición compatible con las medidas. Por otro lado, se arman extensiones de trazas de TRT combinando todas tales mediciones del TRT. La traza completa, incluyendo ahora la extensión TRT, se vuelve a ajustar y evaluar. Si esta nueva traza tiene un puntaje de calidad mayor que el que tenía antes de agregar la extensión, entonces se conserva la misma creando así una "Traza global"del Detector Interno. Si por el contrario, su puntaje es menor, se conserva la traza de silicio sin su extensión. Las trazas finales reconstruidas, con o sin extensión TRT, se almacenan en una colección. Podemos clasificarlas en las tres categorías:

- Trazas sin extensión TRT (por ejemplo aquellas con $|\eta| > 2$);
- Trazas con extensiones que son usadas en el ajuste final;
- Trazas con extensiones que no son usadas en el ajuste final.

Este algoritmo provee una técnica muy poderosa para la reconstrucción de trazas. Sin embargo, puede también llevar a trazas falsas. Para reducir el número de trazas falsas reconstruidas, se requiere un mínimo número de *Si hits*, en nuestro caso este número es siete. Evidentemente este requirimiento lleva a una disminución en la eficiencia para la reconstrucción de trazas que se originan tardíamente dentro del detector (por ejemplo en el SCT). Además, las trazas que están presentes sólo dentro del detector de radiación de transición no serán reconstruidas.

3.1.2. Algoritmo de reconstrucción de trazas *Outside-In*

La reconstrucción *outside-in* ofrece una solución al problema de la ineficiencia en la reconstrucción de trazas que se originan luego del detector de píxeles.

El punto de partida para este tipo de reconstrucción de trazas es el detector de radiación de transición, donde los segmentos iniciales de trazas se forman usando una técnica completamente diferente a la utilizada para el algoritmo anterior. Se divide al TRT en dos partes, el barril y sus tapas, usando como línea divisora $|\eta| = 0.8$. En el plano $R\phi$ del barril TRT o el Rz de la tapa, las trazas que se originan cerca del punto de interacción aparentan seguir líneas rectas (siendo verdaderas rectas en el segundo caso). Estas pueden caracterizarse aplicando una transformación de Houghs [3], que se basa en la idea que en el plano $R\phi$ (Rz), se puede parametrizar una línea recta usando dos variables: (ϕ_0, c_T)

[3]Ver apéndice A

o (ϕ_0, c_z) respectivamente, donde c_T y c_z son las curvaturas azimutal y longitudinal correspondientemente, y ϕ_0 es el ángulo azimutal inicial. Como resultado, en un histograma 2-dimensional formado por estos parámetros, los *hits* TRT que yacen en la misma línea recta caerán en una sola celda. Entonces buscando máximos locales en estos histogramas, se pueden encontrar las líneas rectas. Para mejorar la precisión en la dirección longitudinal, se divide al TRT en 13 regiones de pseudorapidez a cada lado del plano $\eta = 0$. El tamaño de estas regiones varía, siendo más pequeño alrededor de la región de transición entre el barril y la tapa, y más grande dentro de las regiones del barril y la tapa. Si la trayectoria sugerida por los *TRT hits* es una curva, se puede aplicar una transformación que la mapee en una recta en un sistema de referencia rotado. En este proceso los mejores segmentos-TRT serán elegidos como aquellos que crucen la mayor cantidad de tubos en esta representación de línea recta. De forma similar a lo que se hace con el algoritmo anterior, se requiere un número mínimo de *hits* en el detector de radiación de transición para considerar al segmento como válido. Finalmente, se aplica el procedimiento del *Filtro de Kalman* [22] para determinar con la mayor precisión posible, los parámetros finales del segmento.

Una vez reconstruidos segmentos TRT se avanza hacia el segundo paso, en el que se desea agregar a estos las extensiones de los subdetectores de silicio. En las tres últimas capas del detector SCT, se buscan al menos dos *space point* para formar los candidatos a trazas (*seeds*). Al igual que con el algoritmo *inside-out*, para reducir el número de combinaciones, se aplican cortes en la curvatura. Con la técnica combinatoria de Kalman se producen los candidatos a extensiones de silicio, y se forman así las trazas "globales". El conjunto final de trazas resultantes de este proceso se almacena en una colección, para su posterior uso.

Para minimizar el tiempo que toma la reconstrucción y el *doble conteo*, este procedimiento excluye todos los *TRT-hits* y *space points* en los subdetectores de silicio que ya hayan sido asignados a trazas con el algoritmo *inside-out*.

En la figura 3.3 se ve cómo mejora la eficiencia de reconstrucción de trazas luego de incluir las trazas reconstruidas con el algoritmo *outside-in*. En la misma se grafica la eficiencia como función de la distancia R de la conversión para el caso de fotones de $p_T = 20$ GeV. Debido a la limitación del detector de radiación de transición para cubrir la región más allá de $\eta = 2$, este algoritmo puede usarse eficientemente para reconstruir trazas con pseudorapidez no mayor a ese valor.

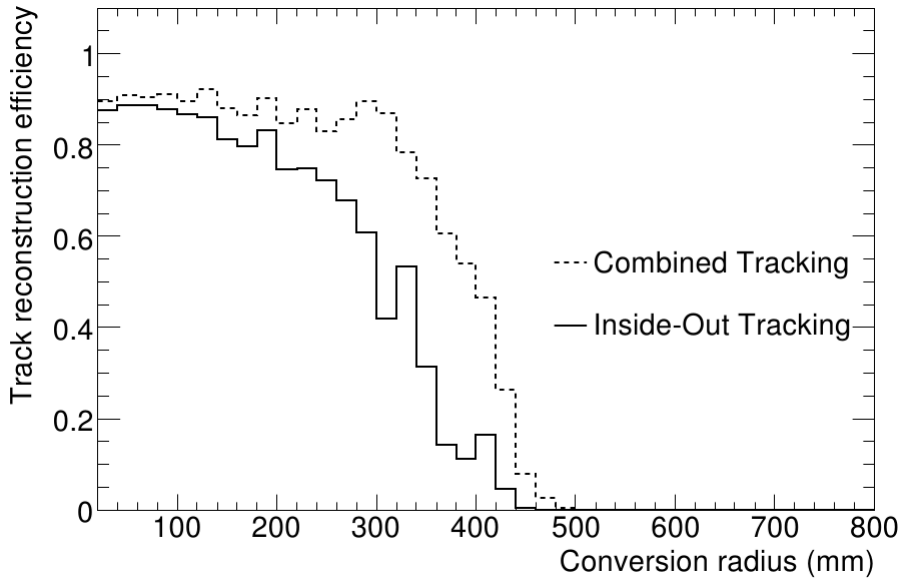


Figura 3.3: Eficiencia de reconstrucción de trazas para conversiones de fotones con p_T de 20 GeV como función del radio de conversión.

3.2. Colección final de trazas

Luego de la formación de la colección de trazas obtenidas con el algoritmo *inside-out*, todos los segmentos TRT sin extensión de silicio asignada se transforman en trazas para ser luego usados como la base de un nuevo conjunto.

Al final de este proceso de reconstrucción, las tres colecciones de trazas descriptas anteriormente son conjugadas en un único conjunto que será el utilizado por el algoritmo de reconstrucción de conversiones de fotones.

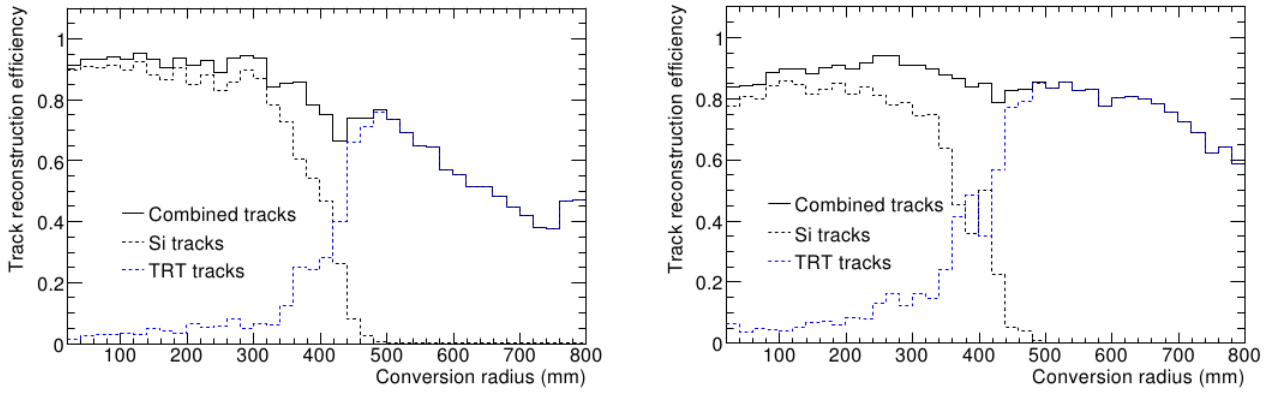


Figura 3.4: Eficiencia de reconstrucción de trazas para conversiones de fotones con p_T de 20 GeV (izquierda) y de 5 GeV (derecha) como función del radio de conversión R.

La eficiencia total luego de unir las colecciones, se muestra en la figura 3.4 tanto para el caso de fotones con 20 GeV de p_T como para los de 5 GeV. De allí se observa que la eficiencia para conversiones "tempranas"(R <150 mm), es mayor en el caso de los fotones más energéticos. Esto claramente indica que las pérdidas por bremsstrahlung tienen mayor efecto sobre trazas de menor p_T, especialmente en aquellas que se originan en la primera región del detector. Además, es también posible que debido a estas pérdidas, sólo una parte de la traza sea reconstruida.

3.3. Ajuste del vértice

El siguiente paso en la reconstrucción de conversiones de fotones, es la reconstrucción de los vértices de la conversión usando el par de trazas producido por el fotón convertido. Si bien la descripción del algoritmo de ajuste la haremos para un vértice en general, como puede ser el de la interacción primaria, las diferencias se harán presentes cuando introduzcamos restricciones adicionales relacionadas con la naturaleza no masiva propia de los vértices de conversión.

3.3.1. Descripción del algoritmo

El objetivo del ajuste del vértice es obtener, para cada una de las trazas que se estudian, su momento en el vértice, y la posición de este, así como también las correspondientes matrices de errores. Se extraen de las trazas los parámetros característicos q_i que definen su trayectoria y sus matrices de peso. Si se supone que la partícula se crea en el vértice $\vec{V}$, entonces se puede expresar a $q_i = T(\vec{V}, \vec{p_i})$ como una función de la posición del vértice y el momento de la partícula allí. El vértice se obtiene minimizando la expresión:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{2} (q_i - T(\vec{V}, \vec{p_i}))^T w_i (q_i - T(\vec{V}, \vec{p_i})), \tag{3.1}$$

donde w_i es la matriz de peso de 5×5 del ajuste de la traza. Para encontrar $\vec{V}$ y $\vec{p_i}$ tal que minimicen χ^2, la ecuación 3.1 puede ser linealizada alrededor de un punto conveniente cercano al vértice :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{2} (\delta q_i - \frac{\partial T(\vec{V}, \vec{p_i})}{\partial \vec{V}} - \frac{\partial T(\vec{V}, \vec{p_i})}{\partial \vec{p_i}} \delta\vec{p_i})^T W_i (\delta q_i - \frac{\partial T(\vec{V}, \vec{p_i})}{\partial \vec{V}} \delta\vec{V} - \frac{\partial T(\vec{V}, \vec{p_i})}{\partial \vec{p_i}} \delta\vec{p_i}) = \tag{3.2}$$

$$= \sum_{i=1}^{2} (\delta q_i - D_i \delta\vec{V} - E_i \delta\vec{p_i})^T W_i (\delta q_i - D_i \delta\vec{V} - E_i \delta\vec{p_i}),$$

Si la primer estimación de la posición del vértice no está cerca del vértice ajustado, los parámetros de la traza y la matriz de errores son extrapolados al punto ajustado, todas las derivadas recalculadas y se repite el proceso de ajuste.

3.3.2. Restricciones en el ajuste del vértice

Tal como dijimos antes, debemos considerar el hecho que el fotón no tiene masa. Para incluir esta restricción en el ajuste del vértice de la conversión, se utiliza el método de multiplicadores de Lagrange.

Una restricción puede pensarse como una función:

$$A_j(\vec{V}, \vec{p}_1, \vec{p}_2, \ldots, \vec{p}_n) = constante$$

que se suma a la función de ajuste de la ecuación 3.1 del siguiente modo:

$$\chi^2 = \chi_0^2 + \sum_{j=1}^{N_{rest}} \lambda_j A_j^2 \tag{3.3}$$

Aquí hemos llamado χ_0^2 a la función sin restricciones, λ_j es el multiplicador de Lagrange y j es el índice de la restricción. A_j^2 puede linealizarse alrededor de un punto $(\vec{V}_0, \vec{p}_{i0})$ obteniendo:

$$\chi^2 = \chi_0^2 + \sum_j = 1^{N_{rest}} \lambda_j (A_{j0}^2 + H_j^T \delta V + \delta V^T H_j + F_{ij}^T \delta p_i + \delta p_i^T F_{ij}) \tag{3.4}$$

donde $H_j = \partial A_j / \partial \vec{V}$, $F_{ij} = \partial A_j / \partial \vec{p}_i$, A_{j0} es el valor exacto de A_j en el punto $(\vec{V}_0, \vec{p}_0 i)$, $\delta\vec{V} = \vec{V} - \vec{V}_0$ y $\delta\vec{p} = \vec{p}_i - \vec{p}_{0i}$.

La solución de la ecuación 3.4 tendrá entonces la forma ($\vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{V}_1$, $\vec{p}_i = \vec{p}_{0i} - \vec{p}_i$), donde $(\vec{V}_0, \vec{p}_{0i})$ es la solución del problema sin restricciones ($\chi^2 = \chi_0^2$). La segunda componente $(\vec{V}_1, \vec{p}_{1i})$ se obtiene resolviendo el sistema de ecuaciones del multiplicador de Lagrange. En el caso del vértice de conversión, la restricción requerida es que las dos trazas producidas en el vértice tengan una diferencia inicial nula en sus ángulos azimutal y polar: $\delta\phi_0 = \delta\theta_0 = 0$; que es consecuencia directa de tener una partícula inicial no masiva.

3.4. Reconstrucción de la conversión

Ahora que tenemos las tres colecciones de trazas y la descripción del algoritmo para ajustar el vértice, contamos con todo lo necesario para reconstruir fotones que se convierten desde el punto de interacción hasta R=800 mm. Por encima de esa distancia,

la eficiencia de reconstrucción cae abruptamente debido al bajo número de *hits* en los subdetectores.

El algoritmo de reconstrucción de conversiones se compone básicamente de: la selección de las trazas y su subsiguiente clasificación, la formación de pares de trazas con cargas opuestas, el ajuste del vértice y reconstrucción de los candidatos a vértices de conversiones de fotones y, finalmente, la reconstrucción de conversiones con una sola traza. Los candidatos a conversiones se guardan entonces en una colección aparte de vértices para la posterior clasificación mediante el uso de *clusters* electromagnéticos durante el siguiente nivel en la reconstrucción de eventos.

3.4.1. Selección de trazas

Sólo una fracción de los posibles pares de trazas reconstruidas por los algoritmos es incluida en la colección final de trazas. Si bien las combinaciones erróneas de trazas serán descartadas luego durante el proceso de reconstrucción de conversiones o el análisis físico específico, es importante eliminarlas tan temprano como sea posible, debido a la larga cantidad de tiempo involucrada en el proceso de cada par de trazas. Como primer paso, se aplican cortes en algunos parámetros de la traza, así como también en su momento transverso (p_T >0.5 GeV). Las trazas que estén más probablemente asociadas a electrones son seleccionadas realizando un corte en la probabilidad reconstruida, mediante el uso del cociente de un número mínimo de TRT-hits con el número total de TRT-hits en cada traza. Luego de aplicar estos cortes, las trazas que sobreviven son dispuestas en dos grupos con cargas opuestas.

3.4.2. Selección de pares de trazas y reconstrucción del vértice

En esta etapa consideraremos todos los pares posibles de trazas con cargas opuestas. Existen tres posibles tipos de pares de trazas:

- Pares con ambas trazas con Si-hits.
- Pares con una traza con sólo TRT-hits.
- Pares con ambas trazas con TRT-hits.

Para reducir eventuales combinaciones de trazas pertenecientes a diferentes pares (*combinatorial background*), se aplican una serie de cortes durante la formación de pares. El primer criterio para aceptar un par es que la diferencia entre los ángulos polares de las

dos trazas sea pequeña, basado en el hecho que el fotón es no masivo. Además, la distancia entre los primeros *hits* de las dos trazas en el par debe ser razonablemente cercana. Finalmente, se calcula la distancia de mínimo acercamiento entre las dos trazas del par, y se pone un corte de modo que las trazas que estén a una distancia mayor que esta son descartadas.

Para mejorar el ajuste del vértice, es importante comenzar con una estimación inicial de la posición del mismo. Usando los parámetros de cada traza, se pueden derivar los correspondientes radios de curvatura y el centro de cada una de las proyecciones de las trazas en el plano $R\phi$. Como el campo magnético es uniforme, esta proyección resulta circular; esto permite estimar la posición del vértice como el punto de intersección de las dos circunferencias, o en caso que no se intersecten, como el punto de mínimo acercamiento entre los dos círculos. Si esta mínima distancia de acercamiento es mayor que cierto valor umbral, el par es descartado. En principio, las circunferencias se intersecan en dos puntos; como las dos trazas que se originan de un vértice de conversión deben también cruzar el plano Rz, la correcta intersección en el plano $R\phi$ se elije como aquella que esté más cerca al punto de mínimo acercamiento de las dos trazas en el plano Rz. Al igual que antes, las trazas cuyos puntos de mínimo acercamiento estén separados por una distancia mayor que cierto valor (tanto en el plano Rz como $R\phi$), serán descartadas. Se aplica también un corte en la longitud de arco de la proyección en $R\phi$ de las dos trayectorias de las trazas entre la línea que conecta los centros de curvatura de los dos círculos y los puntos de intersección. Finalmente, la distancia del origen de la traza (la posición del candidato a vértice de la conversión) y el punto de intersección de las dos trazas debe también ser muy pequeña.

3.4.3. Conversiones con una sola traza

Debido a conversiones que decaen asimétricamente (descriptas en la sección 2), como también a aquellos casos en los que la conversión ocurre tan tardíamente que las dos trazas no llegan a separarse, existe un número significativo de conversiones donde sólo una de las dos trazas es reconstruida. Dependiendo de la escala del momento del fotón, estas "conversiones de una sola traza"pueden representar la mayoría de los casos para conversiones que ocurren en la región final del detector, especialmente en el Detector de Radiación de Transición. La capacidad de este subdetector de resolver *hits* de dos trazas distintas es limitada, especialmente si estas trazas no atraviesan una distancia lo suficientemente larga dentro del detector como para que se separen completamente. Como resultado de esto, sólo una traza es reconstruida.

Al finalizar el proceso de ajuste del vértice, todas las trazas que se encuentran incluidas en un par que resultó exitosamente en un nuevo candidato a vértice de la conversión, se marcan como "asignadas" a un vértice. Las trazas restantes son examinadas una vez más de forma individual con el fin de determinar si pueden o no ser consideradas cono productos de una conversión. Para que una traza pueda ser considerada, debe tener su primer *hit* después de la primer capa del Detector de Píxeles. Además, la traza debe ser del tipo a la de un electrón, donde la probabilidad reconstruida usando el cociente del número de *TRT-hits* sobre el número total de *TRT-hits* (como la selección inicial descripta anteriormente, pero requiriendo un valor mucho más alto), se utiliza para seleccionar trazas similares a las de electrones.

Se reconstruye entonces un candidato a vértice de conversión, en la posición donde se encuentra el primer *hit* de la traza. Este nuevo candidato a vértice es almacenado, y es idéntico en estructura a los derivados del ajuste del vértice pero con la importante diferencia que sólo tiene una traza asignada. El efecto de incluir estas conversiones de una sola traza en la eficiencia total de reconstrucción de conversiones, es significante tal como se ve en la figura 3.5. La misma muestra la eficiencia de reconstrucción de conversiones para fotones de 20 GeV de p_T como función tanto del radio de conversión R como de la pseudorapidez η. Como es de esperarse, las conversiones de una sola traza prevalecen para valores grandes de R, mientras que para todo el rango de η presentan una distribución uniforme

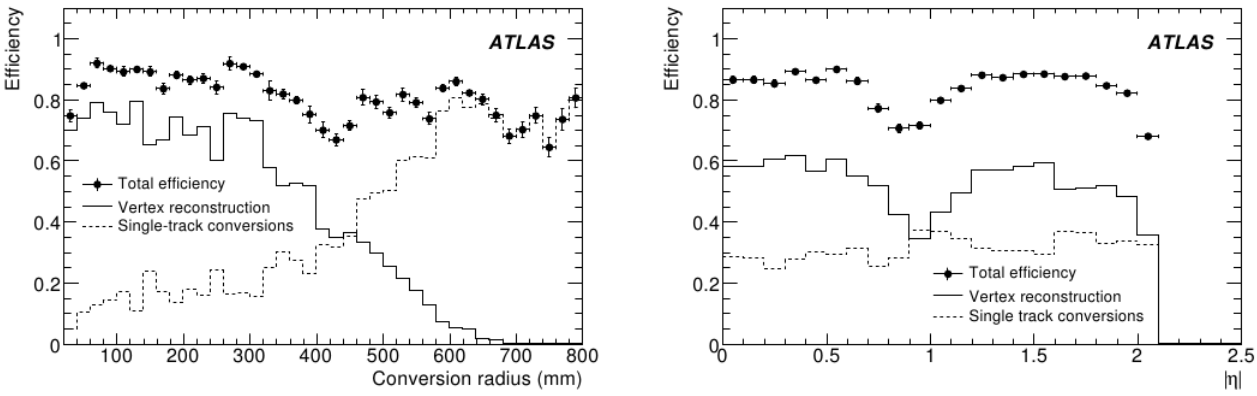


Figura 3.5: Eficiencia de reconstrucción para conversiones de fotones con impulso transverso de 20 GeV como función del radio de conversión (izquierda) y de la pseudorapidez (derecha). Los puntos con las barras de error muestran la eficiencia de reconstrucción total, los histogramas de líneas sólidas la eficiencia de reconstrucción de los vértices de las conversiones, y los histogramas de línea punteada la eficiencia de reconstrucción para conversiones de una sola traza.

Capítulo 4

Estimación del material en el Detector Interno de ATLAS

4.1. Método de conversión de fotones.

El número de conversiones de fotones está directamente relacionado con la cantidad de material en el detector atravesado por los fotones. Uno puede entonces, utilizar esta información presente en la distribución de vértices de las conversiones para mapear la distribución del material. A continuación se describirá el uso de conversiones de fotones como una herramienta para estimar con alta precisión la posición y cantidad de material en el detector interno.

La longitud de radiación X/X_0 de un cierto volumen de material, según vimos en la sección 2.1.1, está relacionada con la fracción de fotones F_{conv} que se convierten allí, a través de la relación:

$$\text{Cantidad de material} = \frac{X}{X_0} = -\frac{9}{7} ln(1 - F_{conv}) \tag{4.1}$$

donde F_{conv} puede ser estimado como:

$$F_{conv} = \frac{\text{Número de conversiones verdaderas esperadas por capa en los datos}}{\text{Número de todos los fotones incidentes en la capa}} = \tag{4.2}$$

$$= \frac{N_{reco}^{data}}{N_{tot}^{data}} \frac{F_{comb}^{MC} F_{mis}^{MC}}{\varepsilon^{MC}} \frac{1}{exp(-7/9 M_{up})}$$

En esta expresión N_{reco}^{data} es el número de conversiones reconstruidas en una capa específica del detector, y N_{tot}^{data} es el número total de fotones producidos en el vértice primario. M_{up}

es la longitud de radiación del material integrada en frente de la porción de material que estamos estudiando. Por otro lado, F_{comb} es un factor de corrección que tiene en cuenta la contaminación proveniente del fondo de combinaciones (*combinatorial background*), y que puede escribirse como $F_{comb}^{MC}(i)$ =Número de vértices generados y reconstruidos en la capa i/Número de vértices reconstruidos en la capa i [23]; para medirlo se utilizan criterios ajustados de selección. F_{mis} corrige efectos de resolución que llevan a la migración de candidatos a conversión de fotón entre distintas capas del detector. Finalmente, ε es la eficiencia de reconstrucción y selección, que puede calcularse haciendo el cociente entre el número de conversiones generadas y reconstruidas (que pasan los criterios de selección), y el número de conversiones generadas. Debe notarse que ε, F_{comb}, F_{mis} y M_{up} son obtenidos de las simulaciones.

El número de conversiones de fotones por evento no es bien reproducido por la simulación Monte Carlo, lo que puede atribuirse a la simulación de la producción de fotones o a la eficiencia total de reconstrucción. Ninguno de estos aspectos concierne al presente estudio, y por esta razón de aquí en más el número total de conversiones de fotones en la simulación Monte Carlo estará normalizado al número total de conversiones de fotones reconstruidas en los datos.

La expresión 4.2 implica conocer el número total de fotones producidos en el vértice primario. Como este número (principalmente debido al decaimiento de mesones neutros) es desconocido, debemos independizarnos del mismo. Para ello, el número de conversiones de fotones reconstruidas en una región del detector es normalizada al número de conversiones de fotones en un volumen de referencia. El tubo del haz fue el elegido debido al buen conocimiento del material que lo compone, además de tener una eficiencia de reconstrucción similar a la del vértice primario. La principal limitación en este modelo es el bajo número de conversiones presentes allí, lo cual resulta en grandes incertezas estadísticas asociadas, que de hecho constituyen la mayor fuente de incertezas de este método.

4.2. *Cross checking* del material en el tubo del haz usando decaimientos Dalitz π^0.

Los mesones neutros producidos en el vértice primario pueden decaer a un par de fotones o a través de un proceso Dalitz. El mesón neutro más abundante producido en las colisiones es π^0 y sus tasas de decaimiento son:

$$\pi^0 \to \gamma + \gamma \qquad \text{Tasa de decaimiento: } (98.798 \pm 0.032)\,\%$$
$$\pi^0 \to \gamma + e^+ + e^-(Dalitz) \qquad \text{Tasa de decaimiento: } (1.198 \pm 0.032)\,\%$$

Haciendo uso de la fracción de decaimiento via Dalitz, se puede determinar la longitud de radiación en un dado volumen comparando el número de conversiones de fotones en el mismo con el número de decaimientos Dalitz de π^0. En particular, esto puede utilizarse para chequear la longitud de radiación en el tubo del haz, donde la eficiencia de reconstrucción de fotones convertidos es casi idéntica a la de reconstrucción de los pares e^+e^- de los decaimientos Dalitz, [24].

4.3. Cortes de selección

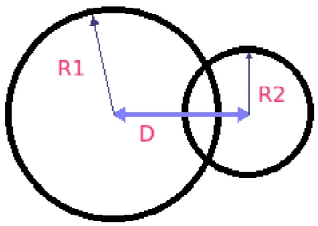
A fin de reducir la contaminación del fondo combinatorio se aplican cortes de calidad en las trazas, descriptos de manera general en el capítulo anterior. Por otro lado, para asegurar una selección pura de conversiones se realizan cortes en cada una de las variables del estudio, descriptas a continuación.

Antes de presentar las distribuciones definitivas con los cortes aplicados, veamos cómo resultan cuando no se les impone ninguna condición. Estos resultados se encuentran en las figuras 4.2 y 4.3. En estas, los puntos corresponden a la distribución de conversiones en datos, la línea negra a la simulación Monte Carlo, y el histograma lleno con color celeste los datos simulados reconstruidos que tengan una coincidencia con los generados (de ahora en más *truthmatched*).

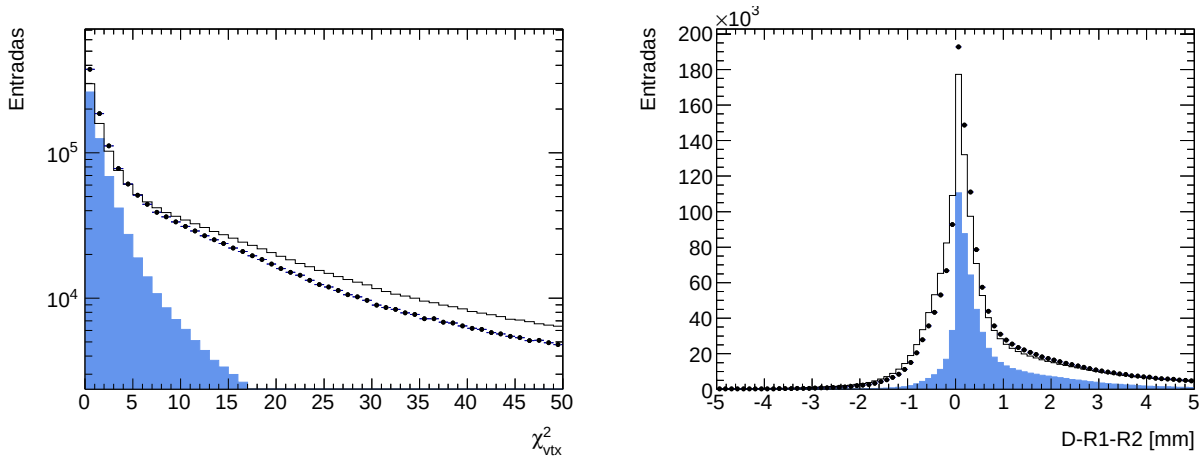
La figura 4.2(a) muestra que a valores altos de χ^2_{vtx} (ver sección 3.3), las distribuciones de datos y Monte Carlo, se alejan considerablemente de la de *truthmatched*; esto significa que se reconstruyeron eventos que no son verdaderas conversiones. Resulta sensato entonces poner un corte alrededor, por ejemplo, de $\chi^2_{vtx} \leq 2.5$.

Otra variable sobre la que se aplica un corte de calidad es $D - R1 - R2$, que es la diferencia entre la distancia que separa los centros de las circunferencias proyectadas con las trazas de cada partícula, y la suma de cada uno de sus radios (ver figura 4.1).

Figura 4.1: Proyecciones de cada una de las trazas del par en dos circunferencias.

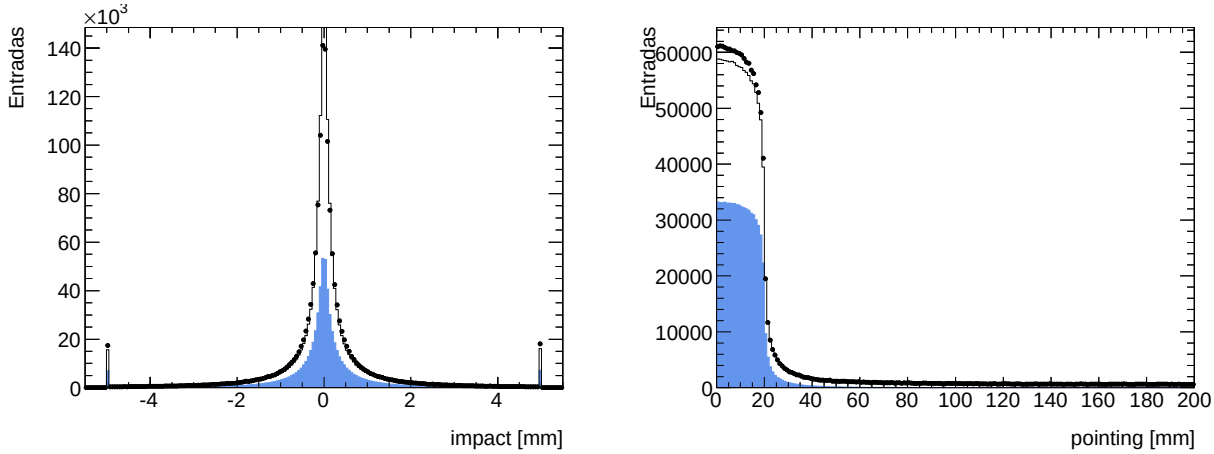


Las distribuciones de $D - R1 - R2$



(a) (b)

Figura 4.2: Distribuciones del χ^2_{vtx} de las conversiones de fotones (a) y de la variable $D - R1 - R2$ (b) sin aplicar los cortes de selección.



(a) (b)

Figura 4.3: Distribuciones de los parámetros de impacto transversal (a) y longitudinal (b) sin aplicar los cortes de selección.

para datos y Monte Carlo tal como se muestran en la figura 4.2(b), se alejan más de la de *truthmatched* para la pequeña componente de la *truthmatched* con valores menores a cero, haciendo natural un corte que elimine estos valores.

Anteriormente se introdujo la variable z_0 como el parámetro de impacto longitudinal, que representa la distancia entre el vértice primario y la coordenada en z del punto de mayor acercamiento de una traza; ahora lo utilizamos para el vértice de la conversión como se observa en la figura 4.4, y lo llamamos *pointing*. Del mismo modo, se puede introducir

un parámetro de impacto transversal d_0 para el vértice, al que llamaremos *impact*, y su definición resulta más clara en el esquema de la figura 4.4.

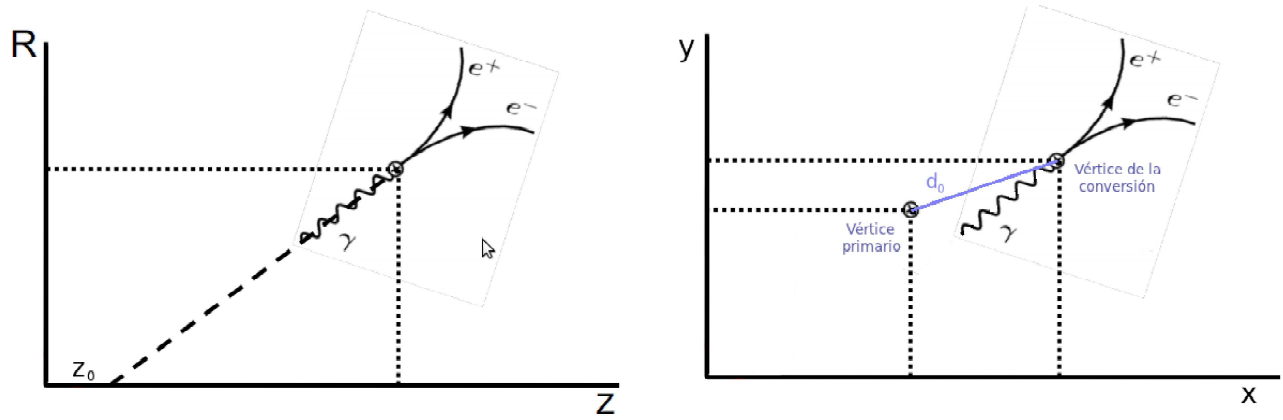


Figura 4.4: Definición del parámetro de impacto longitudinal (izquierda) y transversal (derecha) para el vértice de la conversión de un fotón.

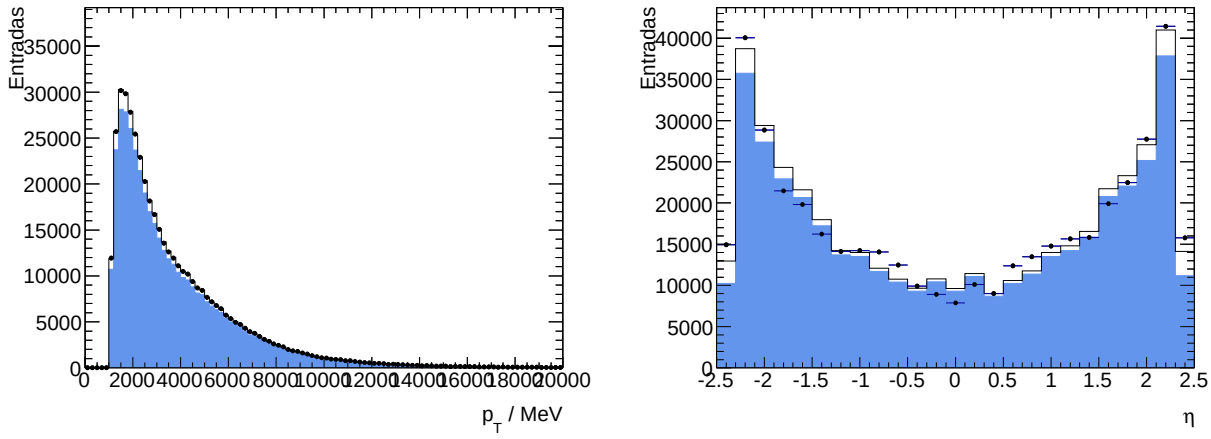
En las figuras 4.3(a) y 4.3(b) quedan del mismo modo que antes justificados los cortes en cada uno de los parámetros de impacto.

Ya en la sección 3 se estableció como condición necesaria para la reconstrucción de una conversión, que el momento transverso mínimo de cada traza sea 0.5 GeV, dando un valor mínimo para el p_T del fotón convertido de 1 GeV, tal como se observa en la distribución de la figura 4.5(a). El rango de pseudorapidez cubierto en este estudio fue $|\eta| < 2.5$ (Figura 4.5(b)). En la figura 4.6(a) se muestra la distribución angular de ϕ del fotón convertido y en 4.6(b) la del χ^2_{vtx} que resulta del ajuste del vértice. La restricción sobre $D - R1 - R2$ es que esta cantidad sea positiva; esto es, que las circunferencias se toquen en un punto como máximo (Figura 4.7(a)). El corte en el vértice primario (Figura 4.7 (b)), es en 20 mm. Las distribuciones de *pointing* e *impact* se grafican en 4.8(a) y 4.8(b).

En resumen, los cortes de selección que se aplicarán son:

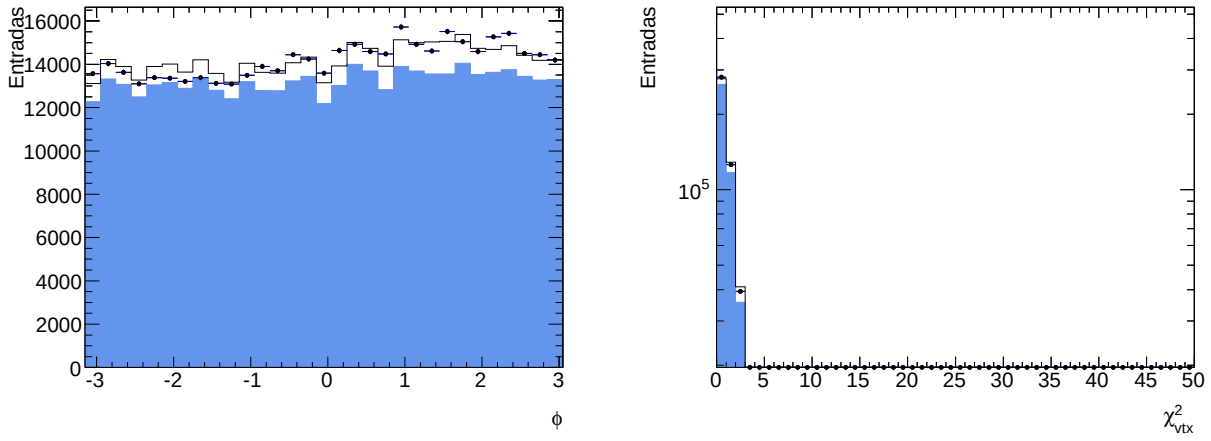
- $p_T > 0.5$ GeV por traza.
- $|\eta| < 2.5$.
- $\chi^2 < 3$.
- $D - R1 - R2 > 0$.
- Vértice primario $|z_{pvtx}| < 20$ mm.

- $|Impact| < 2$ mm.
- Ponting$<$ 20 mm.



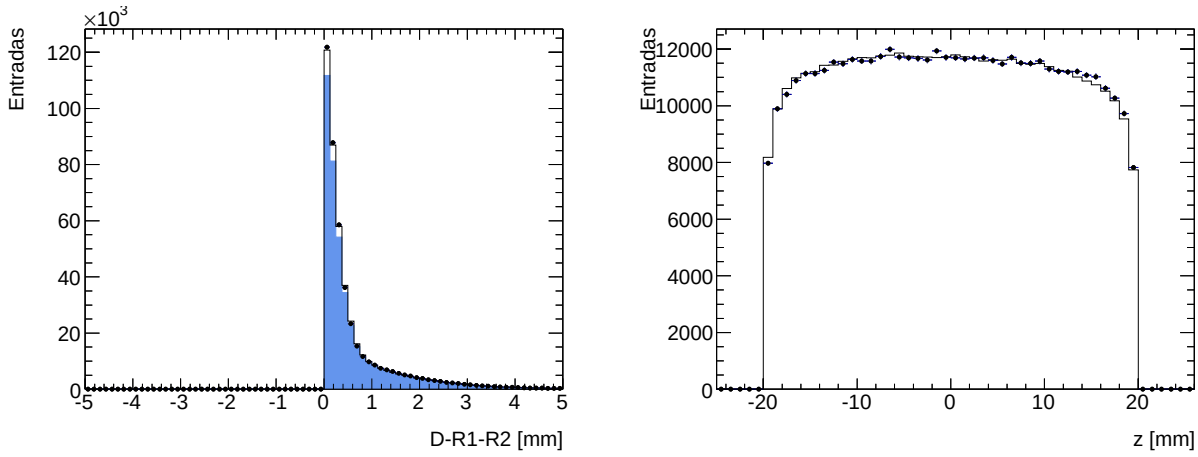
(a) (b)

Figura 4.5: (a) Distribución del momento transverso, con valor mínimo de 0.5 GeV para cada traza del par. (b) Distribución de $\eta < 2.5$.



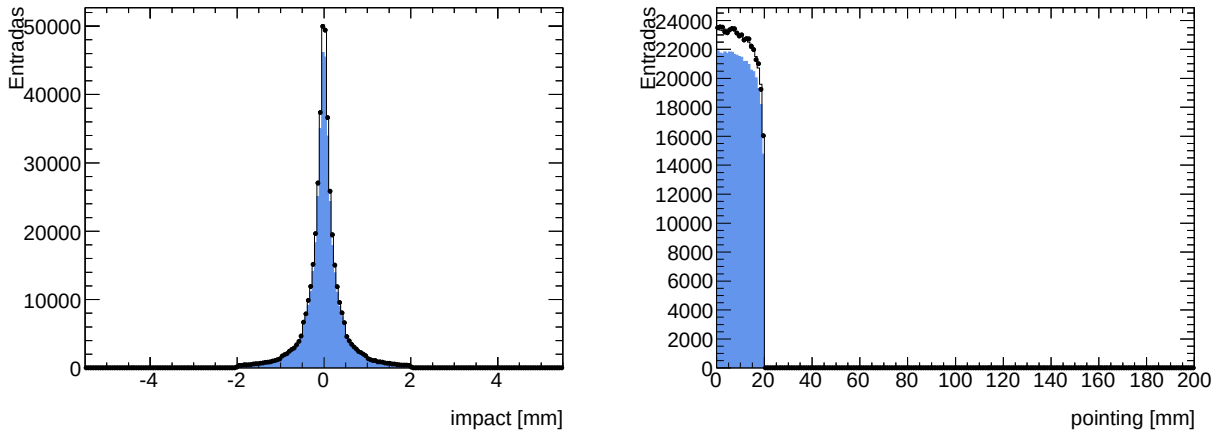
(a) ϕ (b) $\chi^2_{vtx} < 2.5$

Figura 4.6: Distribución de la variable angular ϕ (a) y del $\chi^2_{vtx} < 2.5$ del ajuste del vértice (b).



(a) (b)

Figura 4.7: Distribución para $D - R1 - R2 > 0$ (a) y para el vértice primario de la interacción $pvz < 20mm$ (b).



(a) (b)

Figura 4.8: Distribución del parámetro de impacto longitudinal (a) y de la variable *pointing* (b).

4.4. Mapeo del material

La distribución de los vértices de las conversiones de fotones puede usarse, como se vio anteriormente, para mapear la distribución de material en el Detector Interno. En la figura 4.9, se presenta la distribución radial de los vértices de las conversiones de fotones integrada en toda la región de η[1] para eventos minimum-bias. En la misma, se muestra

[1]Si bien el corte se realizó para $|\eta| < 2.5$, la estimación del material se realizó sólamente para el rango $|\eta| < 0.625$.

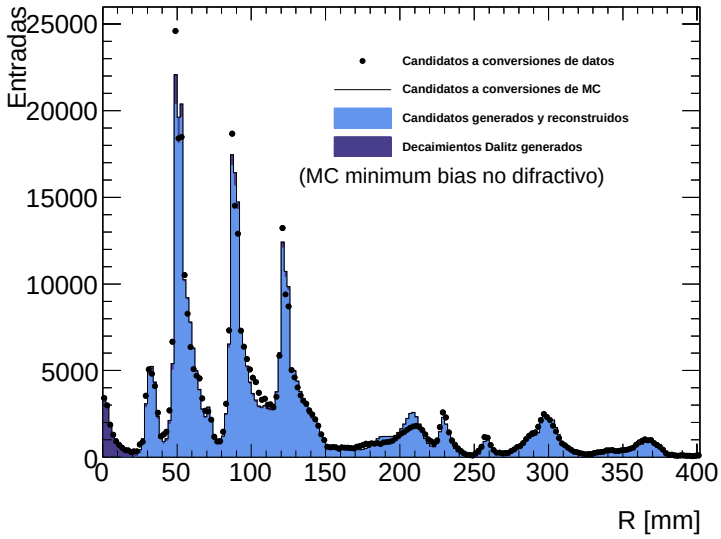


Figura 4.9: Distribución radial de los vértices de las conversiones de fotones integrada sobre toda la región de η. Los puntos muestran la distribución para todos los candidatos a conversiones de fotones en datos; la línea negra, la correspondiente distribución para la simulación Monte Carlo y el histograma lleno con color celeste muestra la contribución de las conversiones generadas que coinciden con alguna de las reconstruidas *truthmatched*. En violeta vemos la predicción MC de los decaimientos Dalitz de mesones neutros. Las distribuciones están normalizadas al mismo número de candidatos de conversiones de fotones en los datos y Monte Carlo.

claramente el tubo del haz (R=34.3 mm), las tres capas del Detector de Píxeles(R=(50.5, 88.5, 120.5) mm) y las dos primeras capas del SCT (R=(299, 371) mm), junto con el tubo soporte del Detector de Píxeles (R=229 mm) y otras estructuras de soporte. Se ve también que la cantidad total de material coincide en gran medida con la simulada.

En la tabla 4.1, se encuentran los valores estimados para la cantidad de material en el Detector Interno. La primer columna representa la región en R en la que se está estimando la cantidad de material; la primer incerteza es la estadística y está principalmente dominada por la estadística en el tubo del haz (el número de conversiones allí es muy bajo), que se utiliza como material de referencia y con respecto al cual se realiza la normalización. La segunda incerteza corresponde al valor resultante teniendo en cuenta la correlación para las diferentes capas debido a la normalización.

Resulta útil en este punto identificar cada región en R con un sector del detector de modo que los rangos de R considerados indican claramente las distintas subcomponentes

	MC	DATA	DATA/MC
$26\,\text{mm} < R < 40\,\text{mm}$	$0.0065 \pm 0.0000 \pm 0.0000$	$0.0065 \pm 0.0001 \pm 0.0001$	1.00 ± 0.03
$40\,\text{mm} < R < 76\,\text{mm}$	$0.0371 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0331 \pm 0.0003 \pm 0.0007$	0.89 ± 0.02
$76\,\text{mm} < R < 112\,\text{mm}$	$0.0359 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0306 \pm 0.0003 \pm 0.0006$	0.85 ± 0.02
$112\,\text{mm} < R < 160\,\text{mm}$	$0.0329 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0275 \pm 0.0003 \pm 0.0005$	0.84 ± 0.02
$160\,\text{mm} < R < 270\,\text{mm}$	$0.0139 \pm 0.0000 \pm 0.0000$	$0.0131 \pm 0.0002 \pm 0.0003$	0.94 ± 0.02
$270\,\text{mm} < R < 320\,\text{mm}$	$0.0290 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0258 \pm 0.0004 \pm 0.0005$	0.89 ± 0.02
$320\,\text{mm} < R < 400\,\text{mm}$	$0.0287 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0277 \pm 0.0012 \pm 0.0005$	0.96 ± 0.04

Tabla 4.1: Longitud de radiación determinada utilizando la simulación Monte Carlo nominal. MC: material de la simulación. Data: material estimado.

de detector interno. En la figura 4.10 se muestra un esquema detallado del mismo.

26mm$< R <$40 mm	$\rightarrow$	Tubo del Haz = TH
40mm$< R <$76 mm	$\rightarrow$	Capa B del Detector de Píxeles = PB
76mm$< R <$112 mm	$\rightarrow$	Capa 1 del Detector de Píxeles = P1
112mm$< R <$160 mm	$\rightarrow$	Capa 2 del Detector de Píxeles = P2
160mm$< R <$270 mm	$\rightarrow$	Soportes del Detector de Píxeles= SP
270mm$< R <$320 mm	$\rightarrow$	Capa 1 del SCT = S1
320 mm$< R <$400 mm	$\rightarrow$	Capa2 del SCT = S2

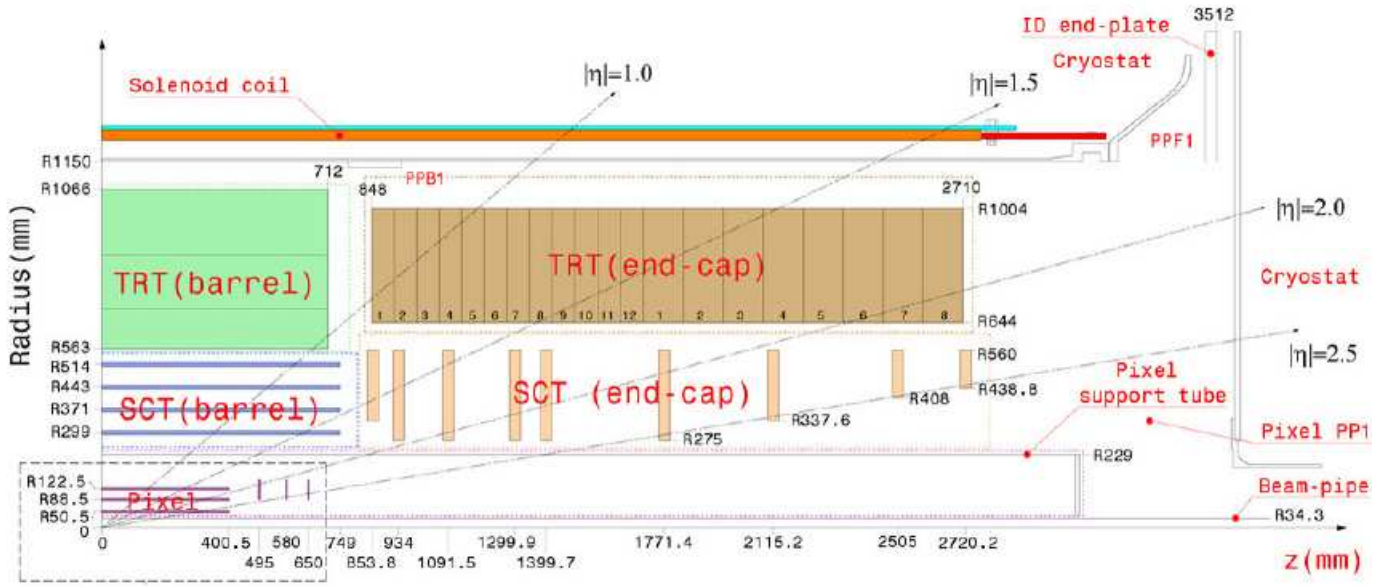


Figura 4.10: Vista en Rz del Detector Interno de ATLAS mostrando cada uno de sus elemtos principales con sus correspondientes dimensiones.

Los gráficos de la figura 4.11, son las proyecciones en el plano transversal xy tanto para los datos como para la simulación Monte Carlo, de la distribución de los vértices de las conversiones de fotones; en ellos se observa con gran detalle cada una de las capas de los subdetectores, como así también el tubo del haz.

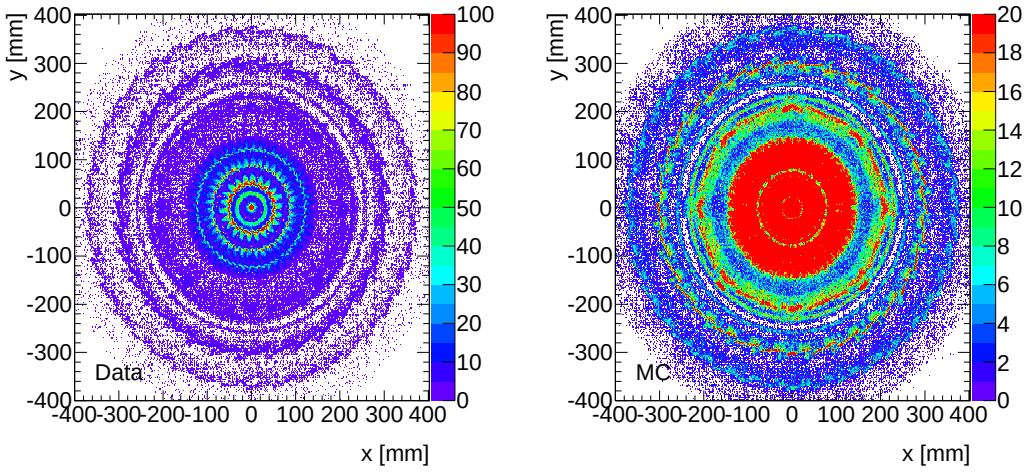


Figura 4.11: Proyección xy de la distribución de vértices de conversiones de fotones reconstruidas de los datos (izquierda) y del Monte Carlo (derecha).

Por otro lado, en la figura 4.12 se pueden ver también con gran claridad, las proyec-

ciones en el plano Rz de la distribución de los vértices de las conversiones, para los datos y la simulación Monte Carlo. La líneas sólidas rojas representan el valor de $\eta = 2$, a partir del cual el Detector de Transición de Radiación deja de contribuir en la reconstrucción de trazas, disminuyendo considerablemente la eficiencia.

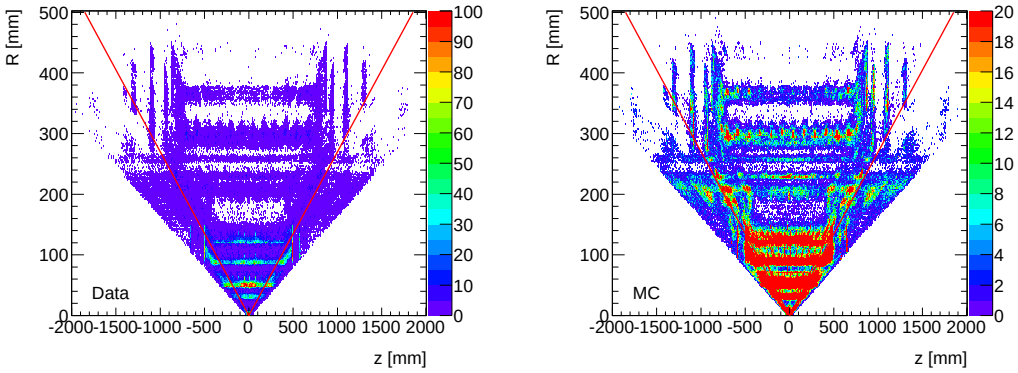


Figura 4.12: Proyección Rz de la distribución de vértices de conversiones de fotones reconstruidas de los datos (izquierda) y del Monte Carlo (derecha). Las líneas sólidas rojas indican la pseudorapidez $\eta = 2$ donde el TRT deja de contribuir a la reconstrucción de trazas.

Capítulo 5

Estudios para la determinación del material del Detector Interno de ATLAS

En este capítulo se describirán cada uno de los diferentes análisis realizados como parte de este Trabajo de Diploma, cuyo fin primordial es comprender y mejorar los aspectos principales en lo que se refiere a la determinación de la cantidad de material en el Detector Interno de ATLAS.

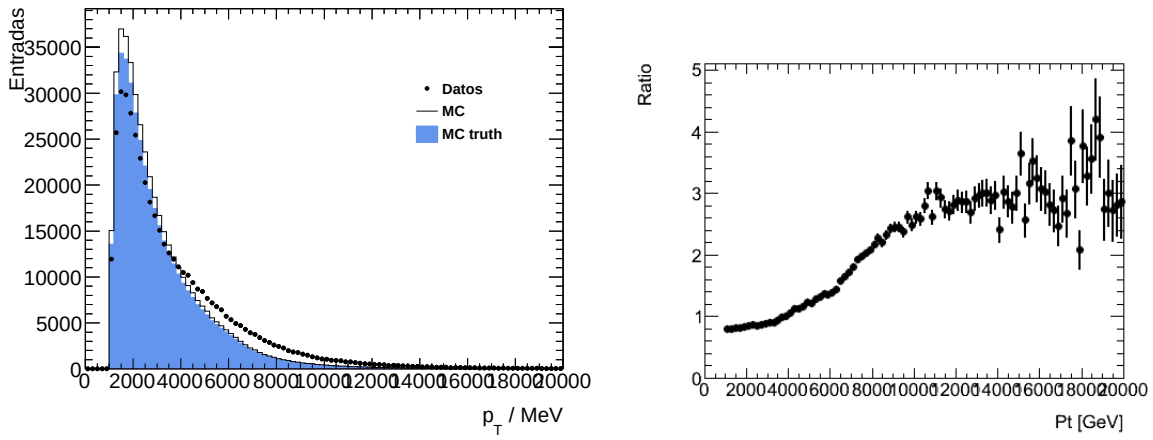
5.1. Método de repesado (*reweighting*)

Como es de esperar, la simulación Monte Carlo no es 100 % confiable: los modelos utilizados pueden ser imprecisos e incompletos, y la descripción del detector puede omitir detalles, sólo por nombrar algunos motivos. Al observar entonces la distribución de alguna variable, se encuentra que los datos no coinciden exactamente con la simulación Monte Carlo. De más está decir que serán los datos en los que debemos confiar; pero como necesitamos obtener información de la simulación (por ejemplo para la determinación de la pureza y eficiencia de reconstrucción) para luego usarla en los datos en el análisis correspondiente (en este trabajo para la estimación del material), debemos compatibilizar ambas distribuciones. La idea de la técnica de repesado (*reweighting*), es realizar el cociente de las distribuciones de interés y obtener un factor de peso para cada *bin* del histograma correspondiente. Con este valor se realiza el repesado de los eventos de la simulación Monte Carlo, obteniendo así una distribución en acuerdo con la de los datos. Justamente a partir de estas nuevas distribuciones se obtienen los valores de las eficiencias

de reconstrucción necesarias para el análisis.

5.2. Aplicación del método de repesado en el p_T del fotón convertido

En la figura 5.1(a) se muestran las distribuciones de datos y Monte Carlo del momento transverso p_T de los fotones convertidos a partir de las muestras descriptas en el Capítulo 2, sin repesado. En 5.1(b) se presenta el cociente de las distribuciones de donde se obtienen los valores de los pesos. Se observa que los mismos aumentan de ~ 1 a ~ 3 para el rango de p_T de los fotones convertidos de 1 a 20 GeV. Efectivamente, al modificar los eventos de la simulación Monte Carlo con este factor de peso, ambas distribuciones resultan similares, tal como se comprueba en la figura 5.2. En todos los casos, al igual que antes, el histograma punteado corresponde a la distribución de los datos, la línea negra a la simulada, y el sombreado corresponde al *truthmatched*.



(a) (b)

Figura 5.1: Distribución de p_T de los fotones convertidos **sin** repesado (a) y cociente de la distribución de p_T de los datos y la simulación Monte Carlo (b).

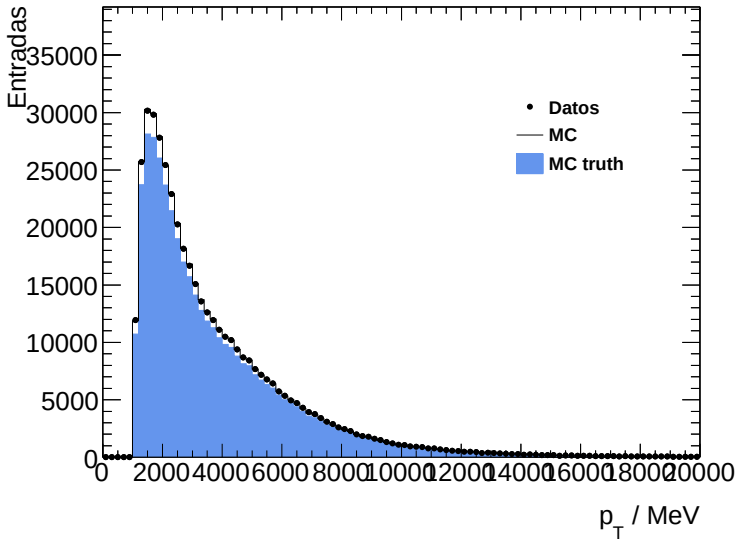


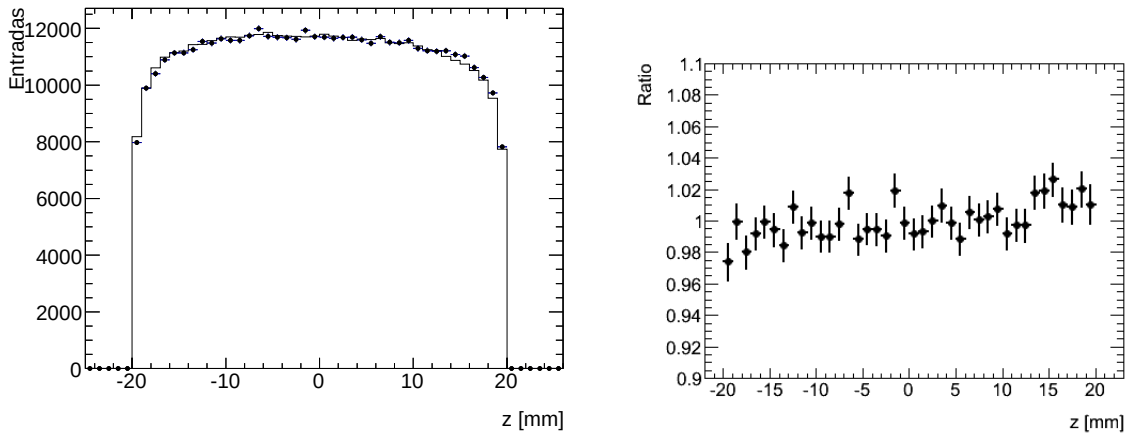
Figura 5.2: Distribución de p_T de los fotones convertidos luego de realizar el repesado.

5.3. Aplicación del método de repesado en el vértice primario.

En la sección anterior, se mostró la aplicación del método de repesado en la distribución de p_T de los fotones convertidos. La figura 5.3(a), muestra que la simulación Monte Carlo y los datos de la distribución del vértice primario de la conversión $\gamma \to e^+e^-$ no difieren tanto como en el caso de p_T; esto se puede observar en la figura 5.3(b), donde se ve que los factores de peso w_{pvz} varían en aproximadamente ± 0.02 del valor ideal 1. Es por esto que la distribución de vértices primarios de la figura 5.4 prácticamente no difiere de aquella en la que no se aplica el repesado.

5.4. Dependencias con p_T

Para la determinación del material en unidades de longitud de radiación, es necesario estimar el número de conversiones verdaderas reconstruidas. Para calcularlo, se debe conocer la pureza y la eficiencia de reconstrucción y selección a partir de las simulaciones MC. En estudios previos se utilizó un valor constante de ambas cantidades, suponiendo independencia con el momento transverso p_T y la pseudorapidez η de los fotones convertidos. En principio, tanto la pureza como la eficiencia podrían presentar cierta dependencia con alguno de las variables de nuestro estudio. Por ejemplo, es bien conocida la relación de



(a) (b)

Figura 5.3: Distribución del vértice primario **sin** repesado (a) y cociente de la distribución del vértice primario reconstruido de la conversión de los datos y la simulación Monte Carlo (b). Los puntos corresponden a los datos y la línea sólida al MC.

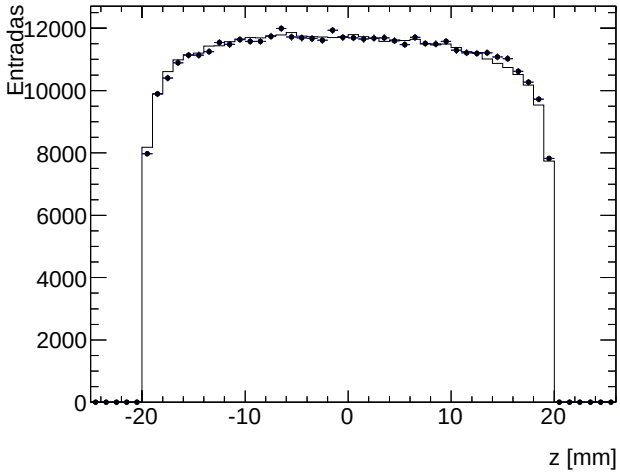


Figura 5.4: Distribución del vértice primario de la conversión de fotones luego de realizar el repesado en datos (puntos) y Monte Carlo (línea).

la eficiencia con la distancia R al eje, tal como se observa en la figura 5.5. La misma disminuye a medida que R crece, debido a la disminución en el número de *hits* en los subdetectores (Ver sección 3.1, Figura 3.3). Se analiza ahora, la posible dependencia de la eficiencia y pureza con el momento transverso p_T de los fotones convertidos.

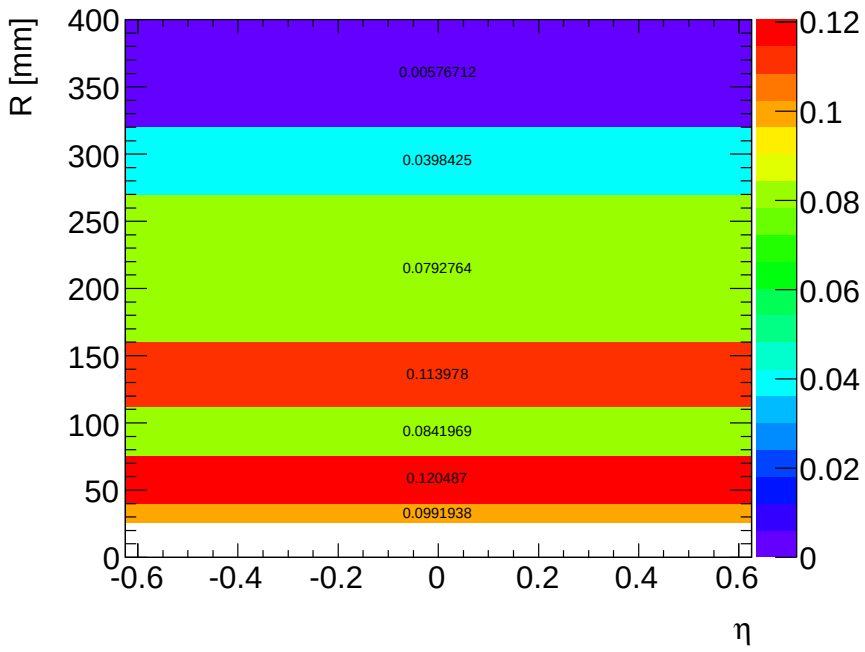


Figura 5.5: Dependencia de la eficiencia con la distancia R al eje.

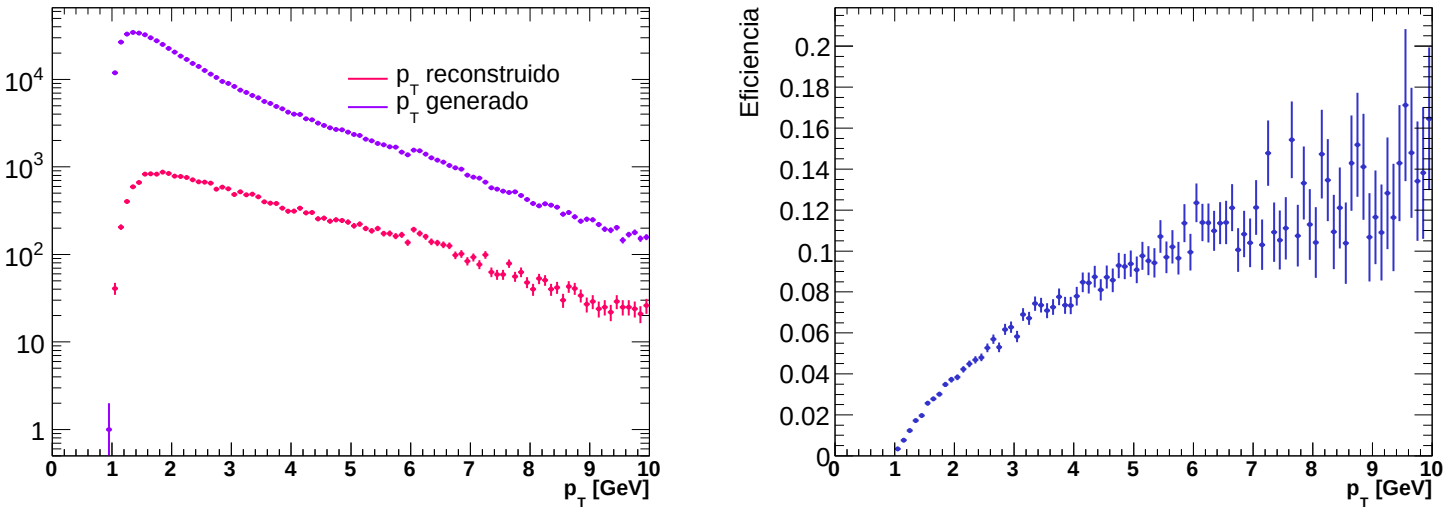
5.4.1. Eficiencia

La eficiencia de reconstrucción y selección puede definirse como el cociente entre el número de conversiones generadas **y** reconstruidas que satisfacen los criterios de selección, y el número total de conversiones generadas.

$$\varepsilon = \frac{\text{Número de conversiones generadas } \mathbf{y} \text{ reconstruidas en un bin}}{\text{Número de conversiones generadas en un bin}} \tag{5.1}$$

Hasta ahora hemos considerado a la eficiencia constante respecto de las variables η y p_T. Se quiere estudiar ahora la dependencia con el impulso transverso p_T del fotón convertido. Para tal fin, se modificó el código utilizado en ATLAS, de modo de poder evaluar la dependencia con p_T de la eficiencia a partir de las distribuciones de las posiciones de los vértices de conversión. En la figura 5.6(a) se presentan las distribuciones de p_T de las conversiones generadas y aquellas reconstruidas. Se observa una estructura en 6 GeV, debida a la combinación de muestras, una con umbral en 6 GeV (ver sección 2.4). Estas distribuciones son las utilizadas en el cálculo de la eficiencia. La figura 5.6(b) muestra la eficiencia integrando todas las capas R_i del detector. Claramente la eficiencia aumenta con p_T alcanzando un valor constante apartir de los 5 GeV. Esto es consistente con los resultados presentados en la sección 3.2, en los que se observa que la eficiencia es mayor

para el caso de fotones más energéticos, debido a que las pérdidas por bremstrahlung tienen mayor efecto sobre trazas de menor p_T.



(a) (b)

Figura 5.6: Distribuciones de p_T reconstruido y generado (a). Dependencia de la eficiencia con el impulso transverso p_T integrada en todo R (b).

Un análisis más detallado se muestra en las figuras 5.7, 5.8, 5.9, 5.10, 5.11, 5.12 y 5.13, donde se estudia esta dependencia para cada una de las regiones en R.

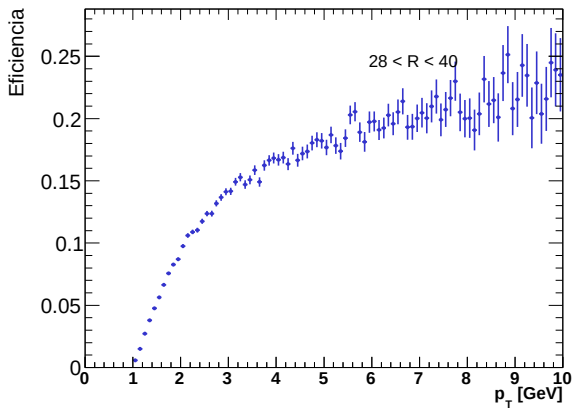
Los resultados obtenidos indican que es necesario tener en cuenta esta dependencia de la eficiencia con el impulso transverso para un estudio más preciso en el cálculo del material del Detector Interno.

5.4.2. Pureza

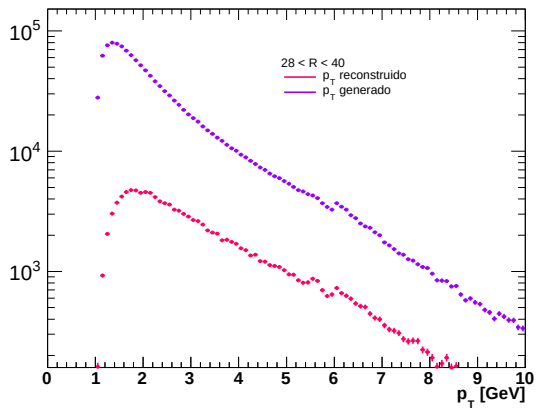
Se define a la *pureza* de la muestra seleccionada como el cociente entre el número de conversiones generadas **y** reconstruidas en un bin y el número de conversiones reconstruidas en el bin. Nuevamente queremos estudiar si existe alguna dependencia de esta variable con el impulso transverso p_T.

$$pureza = \frac{\text{Número de conversiones generadas } \mathbf{y} \text{ reconstruidas en un bin}}{\text{Número de conversiones reconstruidas en un bin}} \tag{5.2}$$

Si los fotones fueran perfectamente reconstruidos por un detector ideal la pureza sería 1. En la realidad esto no es así, como se observa en el gráfico de la figura 5.14, en la que

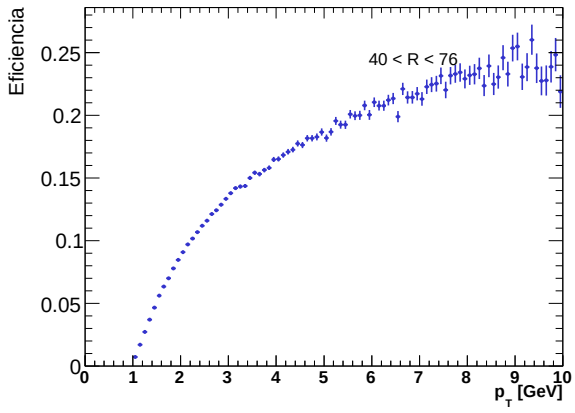


(a)

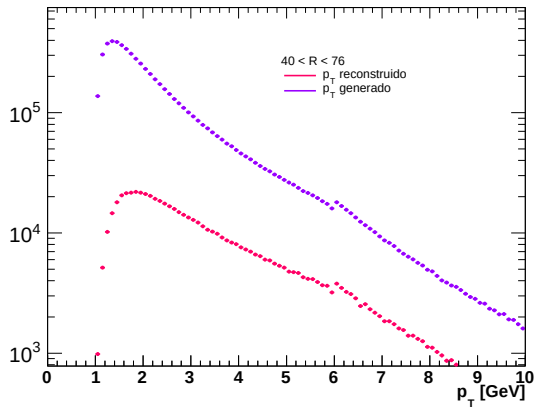


(b)

Figura 5.7: Distribuciones de p_T reconstruido y generado (a) para la región $28 < R < 40$ y dependencia de la eficiencia con el impulso transverso p_T (b).



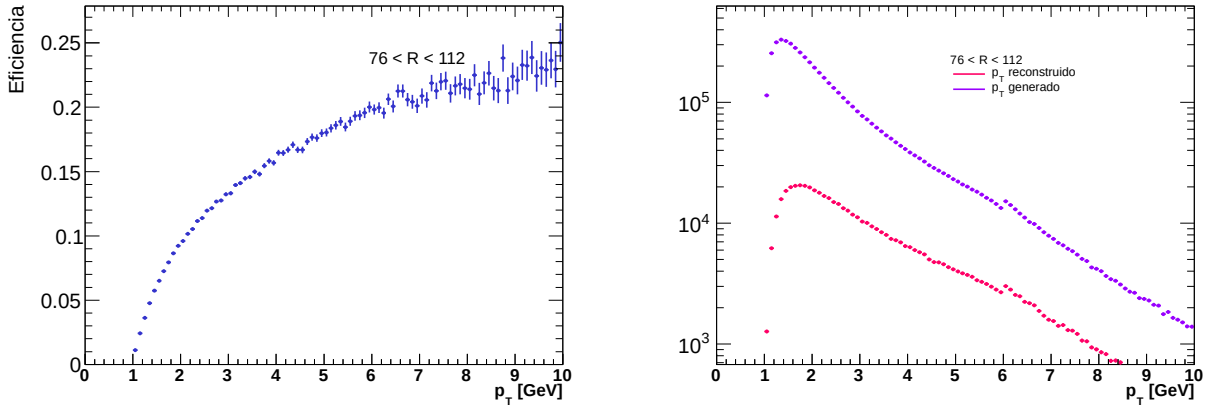
(a)



(b)

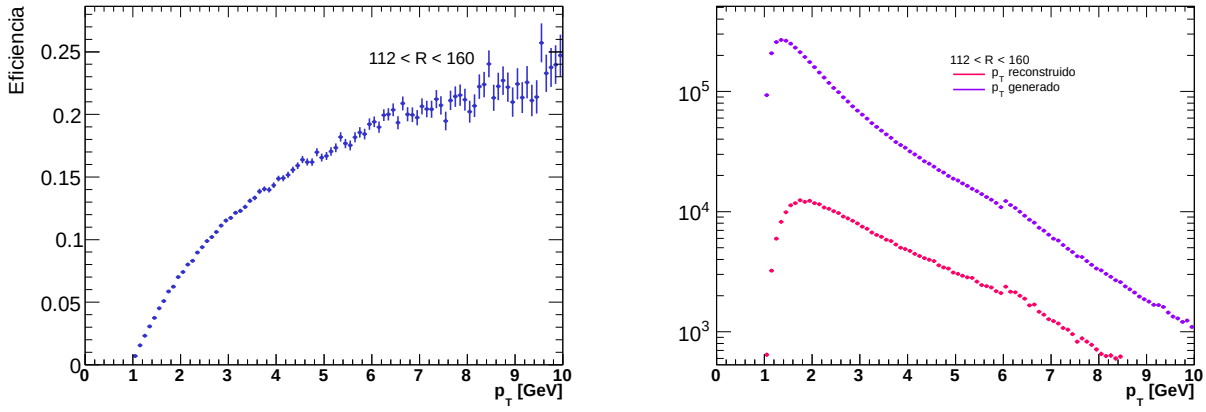
Figura 5.8: Distribuciones de p_T reconstruido y generado (a) para la región $40 < R < 76$ y dependencia de la eficiencia con el impulso transverso p_T (b).

se grafica la dependencia de la pureza en función del impulso transverso p_T; del mismo se concluye que es una buena aproximación considerar a la pureza constante en p_T, tal como es actualmente utilizado en ATLAS. Asimismo se destaca la alta pureza ($\geq 90\,\%$) que se alcanza con los requerimientos ajustados en la calidad de la reconstrucción de las conversiones.



(a) (b)

Figura 5.9: Distribuciones de p_T reconstruido y generado (a) para la región $76 < R < 112$ y dependencia de la eficiencia con el impulso transverso p_T (b).

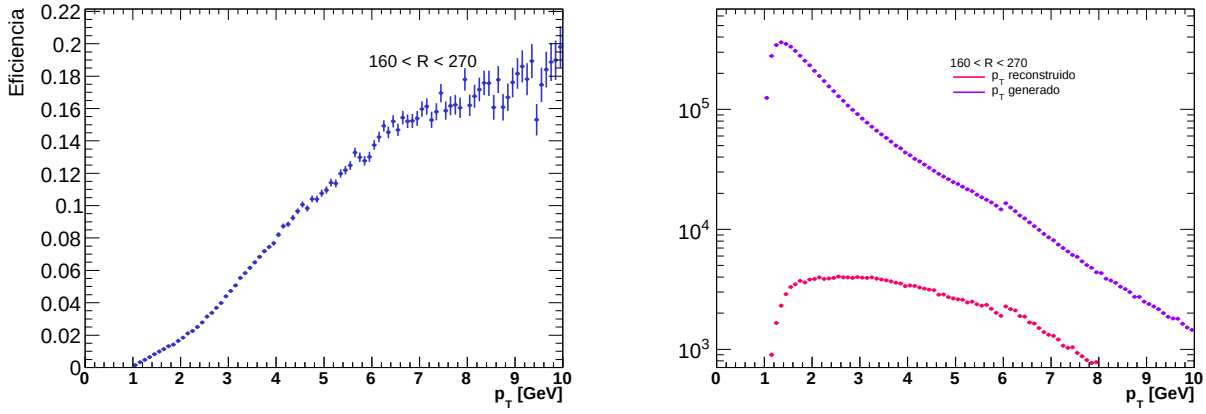


(a) (b)

Figura 5.10: Distribuciones de p_T reconstruido y generado (a) para la región $112 < R < 160$ y dependencia de la eficiencia con el impulso transverso p_T (b).

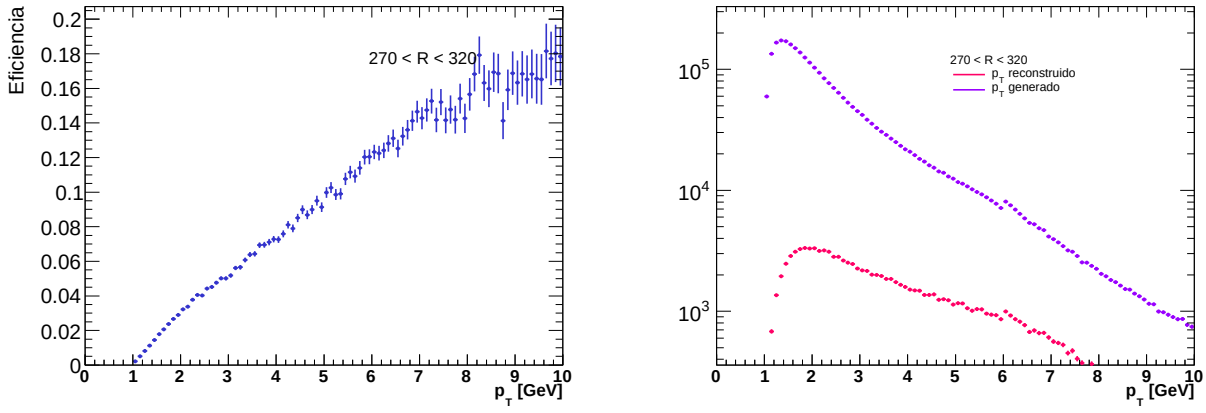
5.5. Impacto del repesado w_{pvz} en la determinación del material

Nuestro objetivo es ahora, estudiar la eventual influencia de aplicar el repesado en el vértice primario sobre la determinación del material. Para esto se analizaron cinco posibles escenarios:



(a) (b)

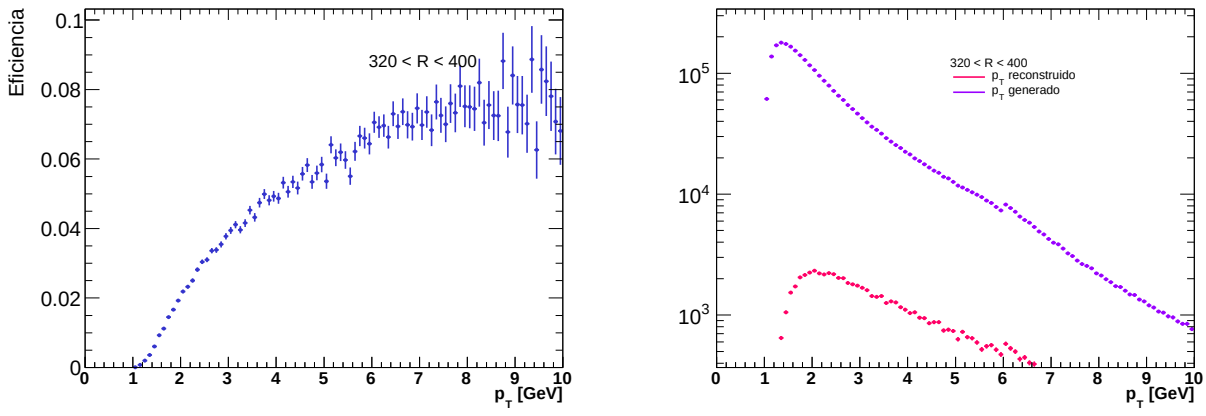
Figura 5.11: Distribuciones de p_T reconstruido y generado (a) para la región $160 < R < 270$ y dependencia de la eficiencia con el impulso transverso p_T (b).



(a) (b)

Figura 5.12: Distribuciones de p_T reconstruido y generado (a) para la región $270 < R < 400$ y dependencia de la eficiencia con el impulso transverso p_T (b).

	Peso en el vértice primario	Peso en p_T
Situación 1	w_{pvz}	w_{pt}
Situación 2	1	w_{pt}
Situación 3	$2 * w_{pvz}$	w_{pt}
Situación 4	w_{pvz}^2	w_{pt}
Situación 5	1	1



(a) (b)

Figura 5.13: Distribuciones de p_T reconstruido y generado (a) para la región $320 < R < 400$ y dependencia de la eficiencia con el impulso transverso p_T (b).

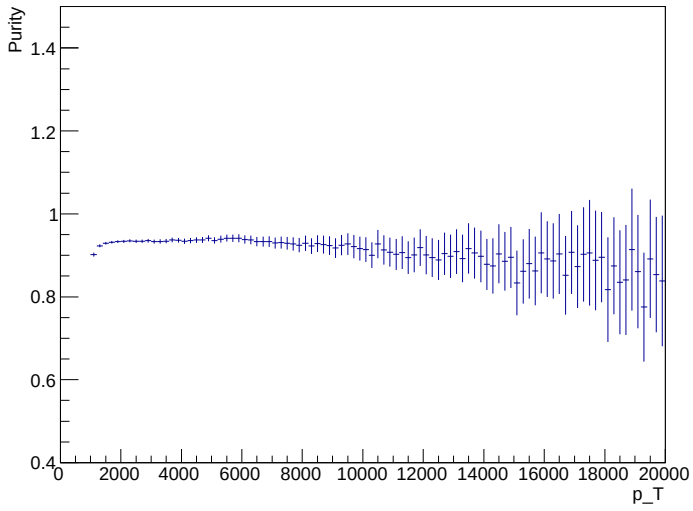
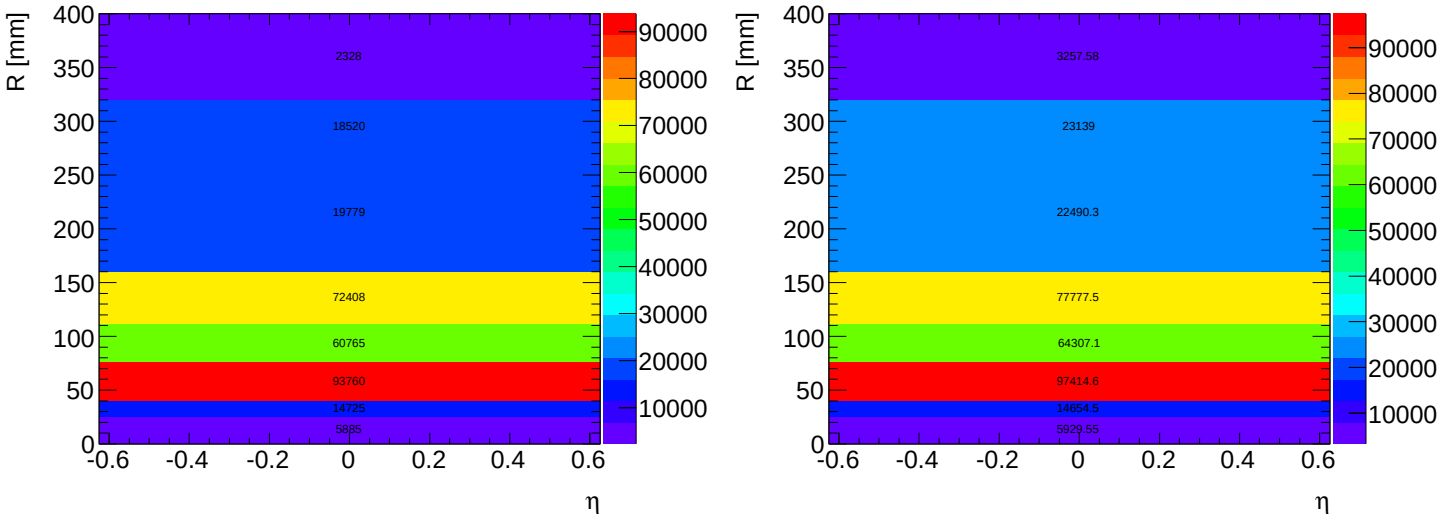


Figura 5.14: Dependencia de la pureza con el impulso transverso p_T del fotón convertido.

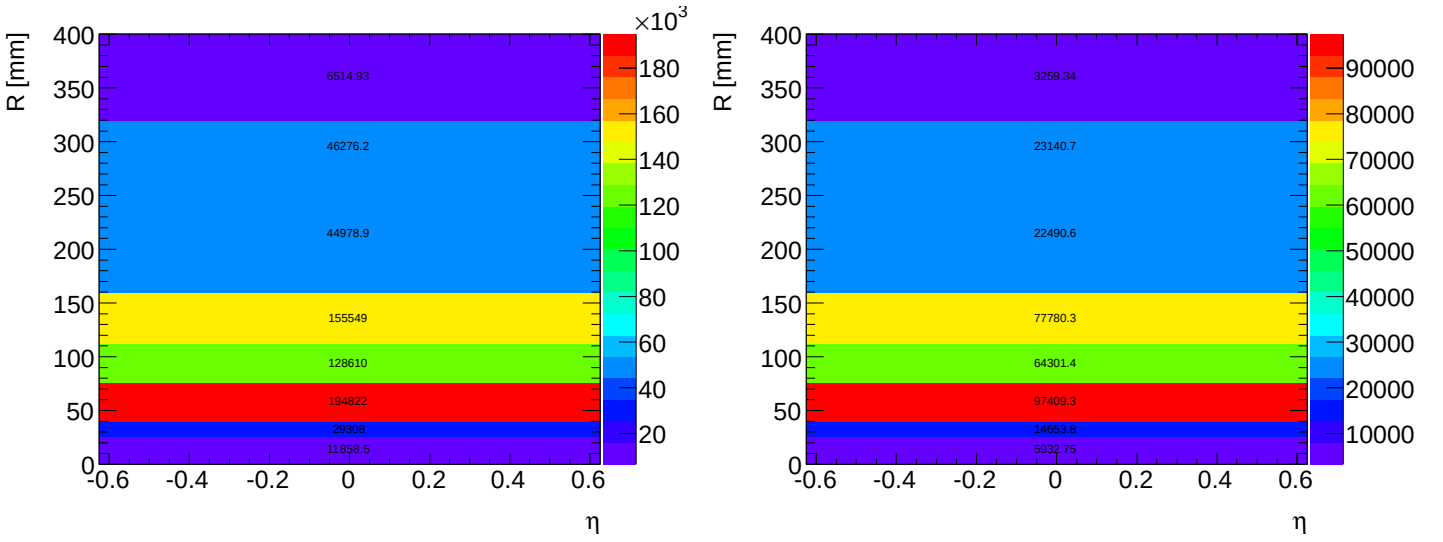
Al aplicar el método de repesado, la simulación Monte Carlo es la que se ve afectada. Veamos entonces cómo cambia el número de conversiones en la simulación Monte Carlo, para cada una de las situaciones anteriormente descriptas. El número de conversiones cuando no se aplica ningún peso es, naturalmente, un número entero (Figura 5.15(a)). Al pesar cualquier distribución, este número pasa a ser un racional (Figuras 5.15(b), 5.16(a), 5.16(b) y 5.17). Efectivamente, al utilizar la técnica de repesado, la cantidad de

conversiones en los datos simulados se modifica considerablemente. A pesar del marcado



(a) (b)

Figura 5.15: Número de conversiones simulado para la situación 5 (a). Número de conversiones simulado para la situación 1 (b).



(a) (b)

Figura 5.16: Número de conversiones simulado para la situación 3 (a). Número de conversiones simulado para la situación 2 (b).

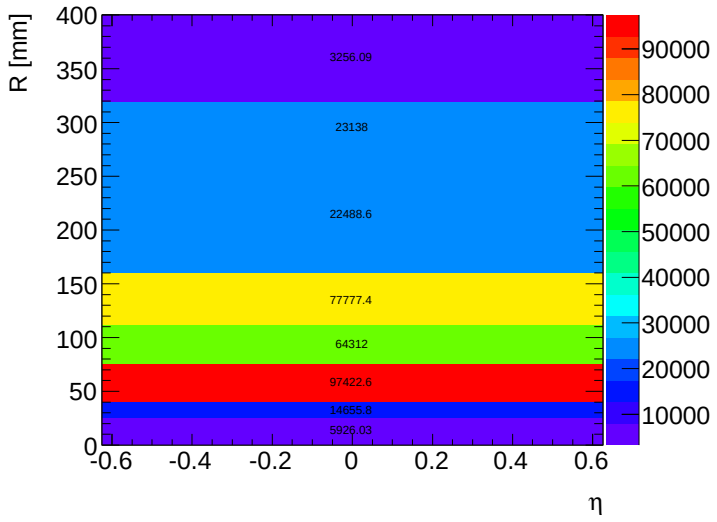
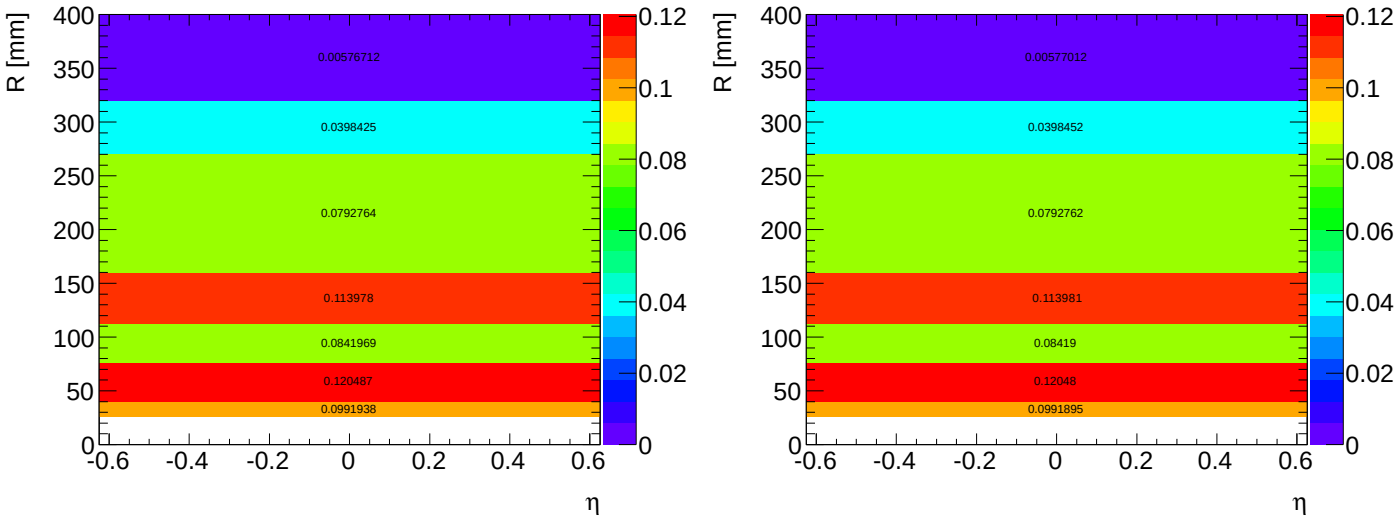


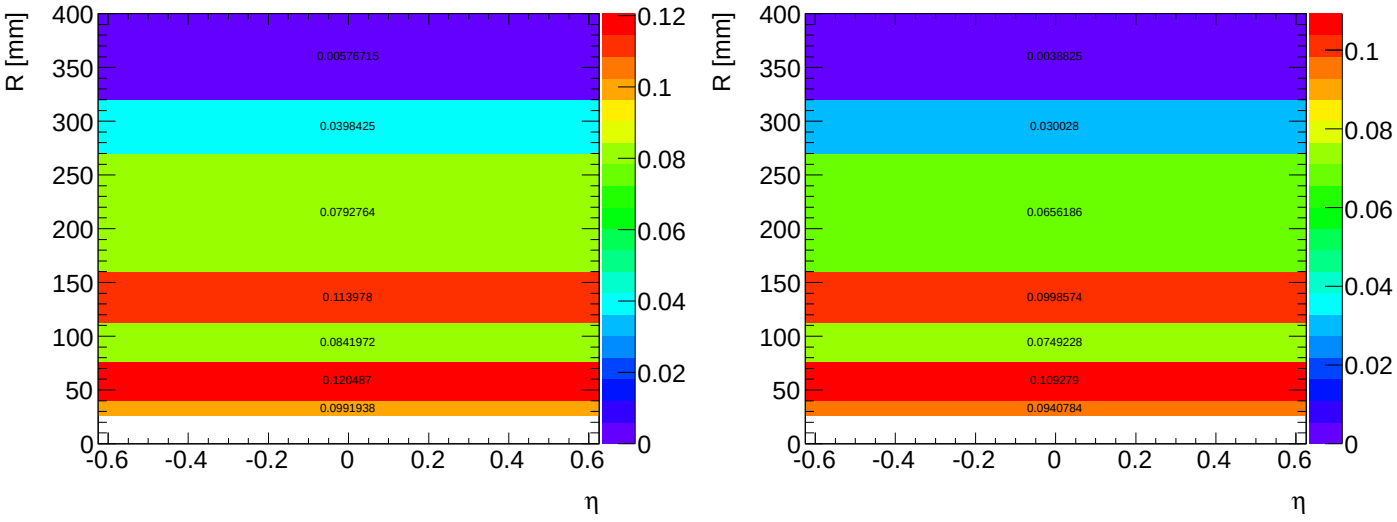
Figura 5.17: Número de conversiones simulado para la situación 4.

cambio en el número de conversiones, la eficiencia prácticamente no cambia al variar el valor de w_{pvz}, y de hacerlo, no presenta una tendencia global que permita indicar un aumento o descenso en la misma. Pero sí se observa que el caso en el que el peso en p_T es tenido en cuenta, la eficiencia aumenta considerablemente en todas las regiones de R. Todos estos resultados pueden verse en las figuras 5.18(a), 5.18(b), 5.19(a), 5.19(b) y 5.20.



(a) (b)

Figura 5.18: Eficiencia para la situación 1 (a). Eficiencia para la situación 2 (b).



(a) (b)

Figura 5.19: Eficiencia para la situación 3 (a). Eficiencia para la situación 5 (b).

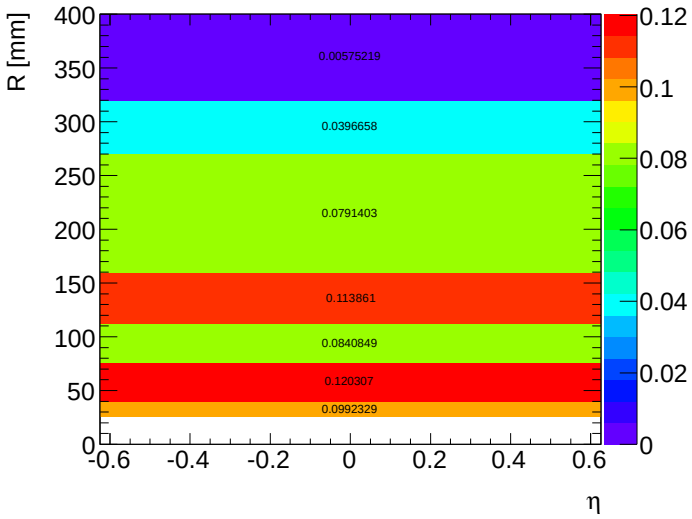


Figura 5.20: Eficiencia para la situación 4.

Cabe preguntarse ahora, cuánto afectan sobre la estimación del material, estos pequeños cambios en la eficiencia cuando se modifican los valores de los pesos en el vértice primario. En la tabla 5.1, se presentan los valores del material estimado (columna Data) para la situación en la que se aplicó repesado sólo en el impulso transverso p_T; que coincide exactamente con los valores no sólo para el caso en que se duplica el peso en el vértice

primario, sino que también para aquel en el que se utiliza la técnica de repesado tanto para el vértice primario como para el impulso transverso (columna Data en tabla 4.1). Estos resulados pueden compararse con los de la tabla 5.2 para el caso 4 en el que el peso en el vértice primero se encuentra elevado al cuadrado. Considerando el cambio exagerado que estamos realizando al elevar al cuadrado los pesos, se observa que los valores obtenidos para el cálculo del material prácticamente no cambian. Es por esto que podemos concluir que el repesado en el vértice primario, no presenta efecto alguno en la determinación de la cantidad de material en el Detector Interno de ATLAS.

	MC	DATA	DATA/MC
$26\,\text{mm} < R < 40\,\text{mm}$	$0.0065 \pm 0.0000 \pm 0.0000$	$0.0065 \pm 0.0001 \pm 0.0001$	1.00 ± 0.03
$40\,\text{mm} < R < 76\,\text{mm}$	$0.0371 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0331 \pm 0.0003 \pm 0.0007$	0.89 ± 0.02
$76\,\text{mm} < R < 112\,\text{mm}$	$0.0359 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0306 \pm 0.0003 \pm 0.0006$	0.85 ± 0.02
$112\,\text{mm} < R < 160\,\text{mm}$	$0.0329 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0275 \pm 0.0003 \pm 0.0005$	0.84 ± 0.02
$160\,\text{mm} < R < 270\,\text{mm}$	$0.0139 \pm 0.0000 \pm 0.0000$	$0.0131 \pm 0.0002 \pm 0.0003$	0.94 ± 0.02
$270\,\text{mm} < R < 320\,\text{mm}$	$0.0290 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0258 \pm 0.0004 \pm 0.0005$	0.89 ± 0.02
$320\,\text{mm} < R < 400\,\text{mm}$	$0.0287 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0277 \pm 0.0012 \pm 0.0005$	0.96 ± 0.04

Tabla 5.1: Longitudes de radiación determinadas en los casos: (a) Repesado en p_T pero no en el vértice primario. (b) Repesado en p_T y en el vértice primario pero con un peso de dos veces el utilizado en el caso (a) para pvz.

	MC	DATA	DATA/MC
$26\,\text{mm} < R < 40\,\text{mm}$	$0.0065 \pm 0.0000 \pm 0.0000$	$0.0065 \pm 0.0001 \pm 0.0001$	1.00 ± 0.03
$40\,\text{mm} < R < 76\,\text{mm}$	$0.0371 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0330 \pm 0.0003 \pm 0.0007$	0.89 ± 0.02
$76\,\text{mm} < R < 112\,\text{mm}$	$0.0359 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0306 \pm 0.0003 \pm 0.0006$	0.85 ± 0.02
$112\,\text{mm} < R < 160\,\text{mm}$	$0.0329 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0275 \pm 0.0003 \pm 0.0005$	0.84 ± 0.02
$160\,\text{mm} < R < 270\,\text{mm}$	$0.0139 \pm 0.0000 \pm 0.0000$	$0.0131 \pm 0.0002 \pm 0.0003$	0.94 ± 0.02
$270\,\text{mm} < R < 320\,\text{mm}$	$0.0290 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0258 \pm 0.0004 \pm 0.0005$	0.89 ± 0.02
$320\,\text{mm} < R < 400\,\text{mm}$	$0.0287 \pm 0.0000 \pm 0.0001$	$0.0277 \pm 0.0012 \pm 0.0005$	0.96 ± 0.04

Tabla 5.2: Longitudes de radiación determinadas para el caso 4 en el que el peso en el vértice primario se encuentra elevado al cuadrado.

5.6. Incertezas sistemáticas en el desempeño del detector.

La mayoría de las medidas experimentales y, en particular en física de altas energías, poseen tanto una incerteza estadística como una incerteza *sistemática* adicional. Estas últimas juegan un rol fundamental en la medida de cantidades físicas, ya que pueden ser comparables con las primeras. Las incertezas estadísticas son el resultado de fluctuaciones debidas al hecho que una medida se basa en un conjunto finito de observaciones. Por lo tanto, repetidas mediciones de un mismo fenómeno dará un conjunto de observaciones diferentes entre sí; la incerteza estadística es entonces una medida del rango de esta variación. Ejemplos de estas pueden ser la resolución finita de un instrumento y variaciones aleatorias en el sistema que se estudia, entre otros. Por otro lado, las incertezas sistemáticas provienen de incertezas asociadas con la naturaleza del equipo de medición, su calibración, la probabilidad de detección de un dado tipo de interacción (también conocida como *aceptancia* del detector), suposiciones hechas por uno, o parámetros del modelo utilizado para analizar los datos observados [25].

Como parte del análisis del presente Trabajo de Diploma, se calcularon las incertezas sistemáticas en la estimación del material en longitudes de radiación con los datos de colisiones pp colectadas por ATLAS, debidas a la falta de conocimiento preciso del material en el Detector Interno afectando así a la determinación de la eficiencia y la pureza. Para esto se utiliza tres muestras simulando diferentes distorsiones, a priori desconocidas, en el material. Nos referiremos a ellas como *muestra 1*, *muestra 2* y *muestra 3*.

5.6.1. Localización de distorsiones

En primera instancia y a modo de prueba del método utilizado, se buscaron las distorsiones presentes en cada una de las muestras, como si estas fueran las muestras de datos reales. Para esto, se compararon los valores de las longitudes de radiación determinadas utilizando la simulación Monte Carlo nominal (columna Data en la tabla 4.1 de la sección 4.4), con los valores obtenidos de la simulación con geometrías distorsionadas presentados en la tabla 5.3. Al igual que antes, la primer columna de las tablas indica la región en R a considerar; la primer incerteza es la estadística, y la segunda tiene en cuenta la correlación para las diferentes capas debida a la normalización con el material del tubo del haz (TH).

En la tabla 5.4 se muestra el cociente del material de la geometría nominal con la de cada una de las muestras. Como dijimos anteriormente, todos los valores se determinan respecto al del tubo del haz, es por esto que el cociente en esta primer región es 1. En

	MUESTRA 1	MUESTRA 2	MUESTRA 3
TH	$0.0065 \pm 0.0000 \pm 0.0000$	$0.0065 \pm 0.0000 \pm 0.0000$	$0.0065 \pm 0.0000 \pm 0.0000$
PB	$0.0369 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0370 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0367 \pm 0.0001 \pm 0.0002$
P1	$0.0403 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0313 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0354 \pm 0.0001 \pm 0.0002$
P2	$0.0328 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0329 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0325 \pm 0.0001 \pm 0.0002$
SP	$0.0140 \pm 0.0001 \pm 0.0001$	$0.0139 \pm 0.0001 \pm 0.0001$	$0.0168 \pm 0.0001 \pm 0.0001$
S1	$0.0289 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0288 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0283 \pm 0.0001 \pm 0.0002$
S2	$0.0287 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0285 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0283 \pm 0.0001 \pm 0.0002$

Tabla 5.3: Longitudes de radiación (MC) determinadas utilizando la tres muestras distorsionadas.

R	nominal/muestra 1	nominal/muestra 2	nominal/muestra 3
TH	1 0.02	1 ± 0.02	1 ± 0.02
PB	1 ± 0.01	1 ± 0.01	1.01 ± 0.01
P1	0.89 ± 0.01	1.15 ± 0.01	1.01 ± 0.01
P2	1 ± 0.01	1 ± 0.01	1.01 ± 0.01
SP	0.99 ± 0.01	1 ± 0.01	0.83 ± 0.01
S1	1 ± 0.01	1.01 ± 0.01	1.02 ± 0.01
S2	1 ± 0.01	1.01 ± 0.01	1.01 ± 0.01

Tabla 5.4: Cociente del MC nominal con el MC distorsionado para la caracterización de las tres diferentes distorsiones de material simuladas.

la *muestra 1*, se observa un aumento del $(11 \pm 0.5)\,\%$ del material, que corresponde a $(0.44 \pm 0.02)X_0$, en la capa 1 del Detector de Pixeles. En esta misma capa, la *muestra 2* indica un descenso del $(15 \pm 0.8)\,\%$ la cantidad de material, que en unidades de longitud de radiación equivale a $(0.46 \pm 0.02)X_0$. Finalmente, en la *muestra 3* se agregó $(17 \pm 0.8)\,\%$ de material, equivalente a $(0.29 \pm 0.02)X_0$. Estos valores se corresponden a los valores simulados dentro de las incertezas estadísticas, lo que constituye un *test* de consistencia del método.

5.6.2. Incertezas sistemáticas en la estimación del material

Una vez localizadas las distorsiones en el material, se determinan las incertezas sistemáticas debidas a estas distorsiones, como una estrategia para cuantizar la incerteza

sistemática en la cantidad de material debido a la utilización del MC para determinar la eficiencia y pureza. Para ello se repite el análisis de la manera estándar, cambiando la simulación Monte Carlo nominal, por cada una de las muestras distorsionadas. Los resultados se presentan en las tablas 5.5, 5.6 y 5.7, obtenidos en todas las regiones de R y no sólo en aquellas modificadas en el MC, a fin de estudiar un posible impacto en la determinación del material en las distintas regiones por el desconocimiento en una región particular.

Las incertezas sistemáticas se obtienen a partir de la diferencia entre el valor obtenido con la geometría distorsionada y el nominal. Los resultados se encuentran en la tabla 5.8, y se ve que se puede considerar un valor conservativo de $0.1\,\%X_0$ para la incerteza resultante.

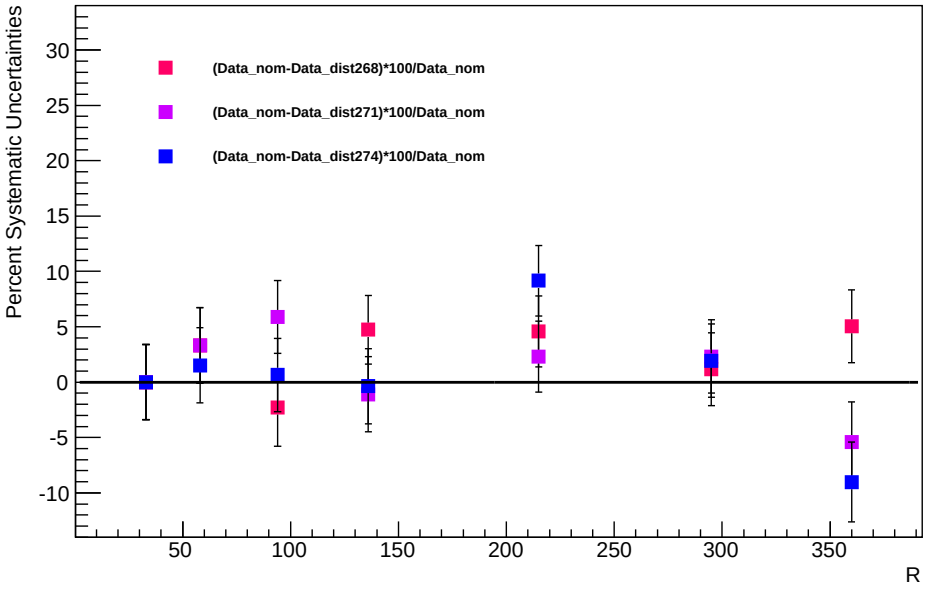


Figura 5.21: Diferencia entre la longitud de radiación determinada con la simulación Monte Carlo nominal y con cada una de las muestras distorsionadas, en función de la región de R.

Estos mismos resultados pero en forma porcentual pueden visualizarse gráficamente en la figura 5.21. En ella se observa claramente una separación para la primer capa del Detector de Píxeles (donde se agregó y sustrajo material) y un corrimiento en la región de los tubos de soporte (donde se agregó material). En las otras capas los valores son

compatibles dentro de la incerteza estadística. También se concluye del gráfico, que las distorsiones locales no afectan las conversiones para R mayores. Para el caso particular del soporte del Detector de Píxeles (SP), como la distorsión allí fue exagerada (se agregó 20 % de material), no se pueden considerar los valores obtenidos como sistemáticos; una estimación válida es utilizar la mitad del valor, lo cual es compatible con los cambios que se observan en las otras zonas.

En la figura 5.22 se graficaron los cocientes de datos y Monte Carlo para cada región de R. En cada punto se detallaron las incertezas estadísticas, y las incertezas totales estimadas incluyendo una contribución del $\sim 6\,\%$ de las incertezas sistemáticas calculadas en este trabajo y un $\sim 3\,\%$ que se le asigna como incerteza debido a la determinación del material en el tubo del haz.

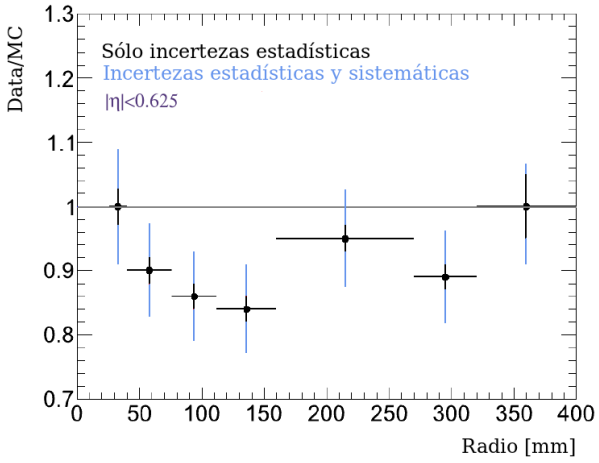


Figura 5.22: Cociente de datos y Monte Carlo considerando sólo las incertezas estadísticas (en negro) y combinando las incertezas estadísticas con las sistemáticas y las provenientes del Tubo del Haz.

Esta es la mejor estimación del material al momento. Se observan sin embargo algunas diferencias en la región del detector de píxeles, donde el cociente data/MC se aleja del valor ideal de 1. Esto se debe a que la estimación del material es muy sensible a las fluctuaciones en este cociente e indican que un refinamiento del estudio es todavÃa posible. Los planes a futuro en colaboración con ATLAS, tienen como fin refinar aún más el conocimiento del Detector de Píxeles utilizando todavía más muestras de datos y aumentando así la estadística. Esto conlleva la dificultad de tratar con eventos con alto $pile-up$ debido a la mayor luminosidad del LHC. Por otro lado, este análisis se realizó para el rango de $|\eta| < 0.625$, por lo que la intención es extender este estudio a valores más altos de η,

aumentando la sensibilidad al material del Detector Interno.

MUESTRA 1			
	MC	DATA	DATA/MC
TH	$0.0065 \pm 0.0000 \pm 0.0000$	$0.0065 \pm 0.0002 \pm 0.0002$	1.00 ± 0.04
PB	$0.0369 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0320 \pm 0.0003 \pm 0.0009$	0.87 ± 0.03
P1	$0.0403 \pm 0.0001 \pm 0.0003$	$0.0313 \pm 0.0004 \pm 0.0009$	0.77 ± 0.02
P2	$0.0329 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0262 \pm 0.0003 \pm 0.0007$	0.80 ± 0.02
SP	$0.0141 \pm 0.0001 \pm 0.0001$	$0.0125 \pm 0.0003 \pm 0.0003$	0.89 ± 0.03
S1	$0.0289 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0255 \pm 0.0006 \pm 0.0007$	0.88 ± 0.03
S2	$0.0288 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0263 \pm 0.0015 \pm 0.0007$	0.91 ± 0.06

Tabla 5.5: Longitudes de radiación determinadas con la *muestra 1* como simulación Monte Carlo.

MUESTRA 2			
	MC	DATA	DATA/MC
TH	$0.0065 \pm 0.0000 \pm 0.0000$	$0.0065 \pm 0.0002 \pm 0.0002$	1.00 ± 0.04
PB	$0.0371 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0320 \pm 0.0003 \pm 0.0009$	0.86 ± 0.03
P1	$0.0314 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0288 \pm 0.0004 \pm 0.0008$	0.92 ± 0.03
P2	$0.0329 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0278 \pm 0.0003 \pm 0.0008$	0.85 ± 0.03
SP	$0.0139 \pm 0.0001 \pm 0.0001$	$0.0128 \pm 0.0003 \pm 0.0003$	0.92 ± 0.03
S1	$0.0288 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0252 \pm 0.0005 \pm 0.0007$	0.88 ± 0.03
S2	$0.0286 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0292 \pm 0.0017 \pm 0.0008$	1.02 ± 0.07

Tabla 5.6: Longitudes de radiación determinadas con la *muestra 2* como simulación Monte Carlo.

MUESTRA 3			
	MC	DATA	DATA/MC
TH	$0.0065 \pm 0.0000 \pm 0.0000$	$0.0065 \pm 0.0002 \pm 0.0002$	1.00 ± 0.04
PB	$0.0367 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0326 \pm 0.0004 \pm 0.0009$	0.89 ± 0.03
P1	$0.0354 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0304 \pm 0.0004 \pm 0.0008$	0.86 ± 0.03
P2	$0.0324 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0276 \pm 0.0003 \pm 0.0008$	0.85 ± 0.03
SP	$0.0169 \pm 0.0001 \pm 0.0001$	$0.0119 \pm 0.0002 \pm 0.0003$	0.71 ± 0.03
S1	$0.0283 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0253 \pm 0.0006 \pm 0.0007$	0.90 ± 0.03
S2	$0.0283 \pm 0.0001 \pm 0.0002$	$0.0302 \pm 0.0017 \pm 0.0008$	1.07 ± 0.07

Tabla 5.7: Longitudes de radiación determinadas con la *muestra 3* como simulación Monte Carlo.

INCERTEZAS SISTEMÁTICAS

MUESTRA 1	*MUESTRA 2*	*MUESTRA 3*
0 ± 0.0002	0 ± 0.0002	0 ± 0.0002
0.0011 ± 0.0011	0.0011 ± 0.0011	0.0005 ± 0.0005
-0.0007 ± 0.0011	0.0018 ± 0.0010	0.0002 ± 0.0011
0.0013 ± 0.0009	-0.0003 ± 0.0009	$-.0001 \pm 0.0009$
0.0006 ± 0.0004	0.0003 ± 0.0004	0.0012 ± 0.0004
0.0003 ± 0.0009	0.0006 ± 0.0009	0.0005 ± 0.0009
0.0014 ± 0.0009	-0.0015 ± 0.0010	-0.0025 ± 0.0010

Tabla 5.8: Incertezas sistemáticas en la longitud de radiación para las tres muestras Monte Carlo.

Capítulo 6

Conclusiones y Perspectivas

El acelerador LHC del CERN es el más potente del mundo diseñado para colisionar hadrones a energías máximas de centro de masa de 14 TeV. Durante 2010 y 2011 ha funcionado a mitad de su energía (7TeV de centro de masa) lo que permitió a los experimentos colectar una luminosidad integrada de aproximadamente 5 fb^{-1}. El detector ATLAS del LHC, es uno de los dos detectores multipropósito cuyo diseño ha sido optimizado para explorar la escala de masas del TeV donde se esperan descubrimientos sin precedentes. El objetivo fundamental de la colaboración ATLAS es la investigación en física de partículas, incluyendo la búsqueda del bosón de Higgs que permitirá completar la comprensión teórica de las partículas fundamentales y sus interacciones con el llamado Modelo Estándar, así como la búsqueda de nuevas partículas e interacciones predichas en extensiones del Modelo Estándar. La precisa y eficiente reconstrucción del momento de las partículas cargadas es fundamental para el programa de física de ATLAS dado que tiene un impacto directo en la capacidad de reconstruir leptones, hadrones cargados y conversiones de fotones, siendo todos ellos los objetos físicos necesarios para el análisis de los datos de las colisiones pp del LHC y la interpretración final de los resultados. El material dentro del volumen del detector de trazas afecta notablemente la topología de los eventos, su reconstrucción y análisis final, a través del Bremsstrahlung de electrones, conversión de fotones e interacciones nucleares. Esta es una situación sin precedentes en detectores de física de partículas de altas energías y se debe a que los requerimientos del detector interno de ATLAS son mayores a los de ningún otro detector de trazas en experimentos del LHC.

Varias modelizaciones del material del ID han sido implementadas en las simulaciones de ATLAS, herramientas fundamentales para el desarrollo de algoritmos para el proceso de reconstrucción y análisis de datos. Con los primeros datos colectados por ATLAS, se

ha podido probar la alta performance de los algorimos de reconstrucción de conversiones de fotones en el detector interno. Esto ha permitido extraer la distribución tridimensional de los vértices de los fotones de conversión y su utilización para la primera revisión de la cantidad de material en el detector de trazas en ATLAS incluido en las simulaciones.

El trabajo realizado y presentado aquí, se focaliza en estudios tendientes a un mapeo preciso y de alta granularidad del detector interno de ATLAS, utilizando las distribuciones de los vértices de fotones de conversión. El mismo resulta necesario para una precisa reconstrucción de fotones y electrones de alta energía. Se estudiaron en particular las fuentes de incertezas sistemáticas afectando la determinación de las eficiencias de reconstrución y selección y la pureza de los eventos para la determinación del material con las conversiones de fotones.

En primer lugar, se analizó el efecto del procedimiento del repesado utilizado para corregir las diferencias en las distribuciones del impulso transverso de los fotones convertidos en datos y MC a partir de las que se determinan la eficiencia y pureza. En el análisis estándar de ATLAS para la estimación del material del ID se utiliza un valor constante de la eficiencia y la pureza en cada sector del ID para todo valor de momento transverso y pseudorapidez de los fotones convertidos. Como parte del análisis realizado para este Trabajo de Diploma, se estudió la posible dependencia de estas cantidades con el momento de los fotones. Los resultados obtenidos indican que es una buena aproximación considerar a la pureza constante en p_T, tal como es actualmente utilizada en ATLAS. Sin embargo, existe una dependencia de la eficiencia con p_T en las distintas capas de material del ID, indicando que será necesario tenerla en cuenta para un refinamiento de la estimación del material en estudios futuros con mayor estadística de datos. Asímismo, se estudió la influencia del repesado en el vértice primario para la estimación del material, utilizando diversos valores para los pesos aplicados. Se observó que, si bien el número de conversiones en la simulación Monte Carlo cambia considerablemente, esto no afecta el valor final de la estimación del material.

Una de las fuentes de incerteza sistemática que más afecta la determinación del material en unidades de longitud de radiación por el método de las conversiones de fotones radica en la aproximación del material del ID en las simulaciónes para obtener la eficiencia de reconstrucción. Así, se determinó el valor de dicho sistemático utilizando muestras de simulaciones con distorsiones en la cantidad de material en la primer capa del detector de píxeles y en la región de los tubos de soporte. El mismo resultó menor al 6 %, y además se comprobó que las distorsiones no afectan las conversiones que tienen lugar en las capas más externas. Un resumen de los resultados al presente en la estimación del material se

encuentra en la figura 5.19.

Los planes futuros en ATLAS son:

- Extender el estudio presente a regiones de pseudorapidez mayores a 0.625.
- Incluir más datos con períodos posteriores al período D utilizado en este trabajo, lo que implica que, dada la mayor luminosidad del LHC, los eventos tendrán más de un vértice primario, hecho que complica el análisis debido al *pile-up*.

Se prevee finalmente, la publicación de los resultados finales de la estimación del material del Detector Interno, con los resultados incluidos en este Trabajo de Diploma, a mediados del 2012.

Apéndice

A. Pseudorapidez η

En algunos casos, resulta conveniente utilizar, en vez del ángulo polar θ, una cantidad con mejores propiedades bajo *boosts* de Lorentz a lo largo del eje del haz. Por ejemplo, cuando dos hadrones colisionan, conocemos las energías y por ende el momento de ambos, pero las fracciones de momento y energía de los respectivos constituyentes que interactúan son desconocidos *a priori*. Se podría caracterizar entonces la colisión, mediante del movimiento relativo del centro de masa en el sistema de laboratorio (eje del haz) y la energía del mismo. Este movimiento relativo puede entenderse como un *boost* del sistema de partículas constituyentes con respecto al sistema de laboratorio. Es entonces conveniente construir una cantidad invariante bajo transformaciones de Lorentz a lo largo del eje z. Tal variable es la rapidez y, y se define de la siguiente manera:

$$y = \frac{1}{2} ln \frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \tag{6.1}$$

En el límite no relativista, la rapidez de una partícula que viaja con velocidad v en el eje z, es igual a la velocidad de la partícula:

$$p_z = m_0 \gamma v \qquad p_0 = m_0 \gamma \qquad \rightarrow \qquad y = \frac{1}{2} ln \left(\frac{1+v}{1-v} \right)$$

para $v << 1$

$$y \sim y + O(y^3)$$

Se observa fácilmente su simple dependencia con el marco de referencia:
Si y es la rapidez en un sistema K, e y' en K', entonces:

$$y' = \frac{1}{2} ln \left(\frac{p_0' + p_z'}{p_0' - p_z'} \right) = \frac{1}{2} ln \left(\frac{\gamma(p_0 - V p_z) + \gamma(p_z - V p_0)}{\gamma(p_0 - V p_z) - \gamma(p_z - V p_0)} \right) = y - y_V$$

donde y_V es la rapidez que la partćula tendría en K, si estuviera viajando con la velocidad V del sistema de referencia en movimiento. Entonces la rapidez de una partícula en un sistema en movimiento es igual a la rapidez en el sistema en reposo menos la rapidez del sistema en movimiento. Esta simple propiedad de esta variable bajo transformaciones de Lorentz, hace que sea una cantidad adecuada para describir la dinámica de partículas relativistas.

Para caracterizar la rapidez de una partícula, es necesario medir su energía (p_0) y su momento longitudinal (p_z). En muchos experimentos, es sólo posible medir el ángulo de la partícula detectada con respecto al eje del haz. En este caso, resulta conveniente utilizar la pseudorapidez η para caracterizar a la partícula. La misma se define según:

$$\eta = -ln\left(tg\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \tag{6.2}$$

donde θ es el ángulo entre el momento $\vec{p}$ de la partícula y el eje z. En términos del momento, de la puede reescribir como:

$$\eta = \frac{1}{2} ln\left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z}\right)$$

Si se compara esta expresión con la ecuación 6.1, es fácil ver que cuando el momento es grande ($|\vec{p}| \approx p_0$), la psuedorapidez y la rapidez coinciden.

B. Transformación de Hough

La transformación de Hough [26] es una técnica originalmente ideada para la detección de líneas en el procesamiento de imágenes digitalizadas. En la reconstrucción de estas curvas, pueden haber puntos o píxeles faltantes.

El caso más simple de transformación de Hough (y el que nos interesa en este trabajo) es la transformación lineal para detectar líneas rectas. En el *espacio de la imagen*, la curva puede ser descripta como $y = mx + b$ y representada por el conjunto de todos los puntos (x, y). Pero también podríamos describirla en términos de su pendiente y ordenada al origen, y sería entonces un punto (b, m) del *espacio de parámetros*. Sin embargo, aparecería entonces el problema de las líneas verticales que dan lugar a valores infinitos de m y b. Es por esto que resulta conveniente elegir otro par de parámetros a los que llamaremos c y ϕ, y que naturalmente serán la distancia de un punto de la recta al origen, y el ángulo de su normal. Utilizando esta parametrización, la ecuación de la recta resulta:

$$c = x_0 cos\phi + y_0 sen\phi \tag{6.3}$$

Restringiendo $\phi\epsilon[0.\pi)$, entonces cada línea en el plano xy corresponde a un único punto en el plano $c\phi$.

Supongamos ahora que tenemos cierto conjunto $\{(x_1, y_1), \ldots, (x_n, y_n)\}$ de n puntos del espacio de imágenes, y queremos encontrar un conjunto de líneas que se ajusten a ellos. Transformamos los puntos (x_i, y_i) en curvas (sinusoidales) en el plano $c\phi$ definidas por:

$$c = x_i cos\phi + y_i sen\phi$$

Resulta que las curvas que corresponden a puntos colineales del espacio de imágenes, tienen un punto común de intersección. Este punto (c_0, ϕ_0) (del espacio de parámetros) equivale a una curva (en el espacio de imágenes) que pasa por todos los puntos colineales. Entonces el problema de encontrar puntos colineales, se puede transformar en el problema de encontrar curvas que se intersectan.

Agradecimientos

- A papá, mamá, Berni, Yeye y Cachilo, siempre aguantándome y apoyándome en todo lo que quiero.
- A mis amigos, que hacen que todo sea mucho más lindo.
- A los profesores que me formaron y orientaron en los últimos años.
- Many many thanks to Daniel Froidevaux, Kerstin Tackmann, Thomas Koffman and specially to Krisztian Peters, for being so supportive and sharing all their knowledge with me.
- A todo el grupo, siempre listo para ayudar, pero especialmente infinitas gracias a Tere Dova, no sólo por permitirme trabajar con ella y enseñarme lo necesario para realizar este Trabajo de Diploma, sino también por ponerle tantas ganas!

Bibliografía

[1] (Ed.) Bruning, Oliver S. *et al.*, *LHC design report. Vol. I: The LHC main ring*, CERN-2004-003-V-1.

[2] *ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 1*, CERN-LHCC-99-14.

[3] W. R. Leo, *TECHNIQUES FOR NUCLEAR AND PARTICLE PHYSICS EXPERIMENTS: A HOW TO APPROACH*, Berlin, Germany: Springer (1987) 368 p.

[4] Spieler, H., *Introduction to Radiation Detectors and Electronics*, UC Berkeley, 1999, Lecture Notes.

[5] *Photon conversions at* $\sqrt{s}$ *= 900 gev measured with the atlas detector*, 2010.

[6] Spencer Klein, *Suppression of bremsstrahlung and pair production due to environmental factors*, Rev. Mod. Phys. **71** (1999) 1501.

[7] Particle Data Group Collaboration, K. Nakamura *et al.*, *Review of particle physics*, J. Phys. **G37** (2010) 075021.

[8] Communication group, *lhc the guide*, 2009.

[9] *ATLAS inner detector: Technical design report. Vol. 1*, CERN-LHCC-97-16.

[10] H. Danielsson, *A central rapidity straw tracker and measurements on cryogenic components for the Large Hadron Collider*, CERN-THESIS-2000-039.

[11] M. Mandl, *High density digital links: Optimization of signal integrity and noise performance of the high-density digital links of the ATLAS-TRT readout system*, CERN-THESIS-2000-005.

[12] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN-77-09.

[13] F. Siegert, *Monte-Carlo event generation for the LHC*, Ph.D. thesis, 2010.

[14] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M.H. Seymour, and B.R. Webber, *Herwig 6.5*, JHEP 0101 **hep-ph/0011363, hep-ph/0210213** (2001) .

[15] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP 05 (2006) 026.

[16] GEANT4 Collaboration and S. Agostinelli et al., *Geant4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.

[17] ATLAS Collaboration, *Minimum Bias and Early QCD at ATLAS*, 1010.3302, 2010.

[18] ATLAS Collaboration, James Frost, *Commissioning of ATLAS data quality infrastructure with first collision data*, J. Phys. Conf. Ser. **331** (2011) 032009.

[19] E. J. Gallas, D. Malon, R. J. Hawkings, S. Albrand, and E. Torrence, *An integrated overview of metadata in ATLAS*, J. Phys. Conf. Ser. **219** (2010) 042009.

[20] ATLAS Collaboration, M. Aharrouche *et al.*, *Reconstruction of photon conversions*, ATL-PHYS-PUB-2009-006.

[21] E. J. Wolin and L. L. Ho, *Covariance matrices for track fitting with the Kalman filter*, Nucl. Instrum. Meth. **A329** (1993) 493.

[22] I. Gavrilenko, *Description of Global Pattern Recognition Program (XKALMAN), ATL-INDET-97-165*, CERN, Geneva, 1997.

[23] E. Abat *et al.*, *Photon reconstruction in the ATLAS inner detector and liquid argon barrel calorimeter at the 2004 combined test beam*, JINST **6** (2011) P04001.

[24] ATLAS Collaboration, Kerstin Tackmann, *ATLAS inner detector material studies*, Prepared for Physics at the LHC 2010 (PLHC2010), Hamburg, Germany, 7-12 Jun 2010.

[25] Pekka Sinervo, *Definition and treatment of systematic uncertainties in high energy physics and astrophysics*, Prepared for PHYSTAT2003: Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics, and Cosmology, Menlo Park, California, 8-11 Sep 2003.

[26] R. O. Duda and Hart P. E., *Use of the Hough transformation to detect lines and curves in pictures*, JINST (1971) , Technical Note 36.