



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE
PUEBLA

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

Revelado de Distribuciones en Física de
Altas Energías Utilizando Métodos
Estadísticos

T E S I S

Presentada al

Colegio de Matemáticas

como requisito parcial para la obtención del grado de:

Licenciado en Matemáticas

por:

Aranzazú Ortega Ponce

DIRECTORES DE TESIS:
Dr. Arturo Fernández Tellez
Dr. Antonio Ortiz Velasquez

Mayo, 2012

A Felipe y Gaby.

Agradecimientos

Agradezco a Dios por todas las bendiciones que he recibido de Él, en especial por permitirme culminar esta etapa.

A mis padres, por su comprensión, por esforzarse para que yo tuviera un futuro mejor, porque sin importar las dificultades que se presentaran siempre fueron mi respaldo. Lo más importante, gracias por su amor.

A mis hermanos por sus consejos y porque sé que siempre puedo contar con su apoyo.

A mi novio, por su amor y apoyo incondicional, porque siempre tuvo una palabra de aliento, por motivarme a salir adelante, pero sobre todo por creer en mí.

A mis asesores, por su paciencia, observaciones y comentarios con el fin de mejorar este trabajo.

A mis amigos por su apoyo tanto en el ámbito académico como personal.

Aranzazú Ortega

Introducción

Extraer información de una distribución de datos aleatorios, obtenidos con instrumentos intrínsecamente imperfectos, representa uno de los problemas más estudiados en la matemática estadística, con una enorme variedad de aplicaciones en las ciencias exactas e ingeniería. En general, el problema se puede presentar de la siguiente manera:

¿Cómo podemos relacionar la distribución $f(x)$, que representa el comportamiento de la variable real x con la distribución $g(y)$ que representa la variable medida y , sabiendo que es imposible medir la variable x ? Una vez establecida esta relación, ¿cómo podemos obtener información útil del comportamiento de la variable x , conociendo el conjunto de datos que nos da el comportamiento de la cantidad medida y ? Generalmente, este proceso se denomina deconvolución de datos estadísticos y, en el argot de la física de altas energías recibe el nombre de “unfolding” o “revelado” de datos físicos.

En este trabajo de tesis, usaremos el planteamiento de Fredholm, que establece una relación integral entre la distribución $g(y)$ de la cantidad medida y , con la distribución $f(x)$ de la variable real x . (Ver ec. 4.1) para analizar el comportamiento de la variable física denominada “multiplicidad de trazas”, que se mide en colisiones de haces de partículas, en el acelerador LHC-CERN. Los instrumentos (o detectores de partículas) que se usan para obtener una medida de la multiplicidad de trazas forman parte del espectrómetro del experimento ALICE (A Large Ion Collider Experiment) del CERN (Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire). Usaremos el método de revelado o “unfolding” de datos, para obtener una interpretación física de la distribución de la multiplicidad de trazas medida en el experimento ALICE. Particularmente, utilizaremos el método de minimización χ^2 con término de regularización.

El presente documento de tesis se estructura de la siguiente manera. En el Capítulo 1 se discuten los principales conceptos de la matemática estadística. En el Capítulo 2 se presentan los objetivos del experimento ALICE y se describen las principales características de los detectores que usa este experimento para medir la multiplicidad de trazas, generadas en colisiones protón-protón a las energías del acelerador LHC. Luego, en el Capítulo 3 se describe el software utilizado en física de altas energías. Posteriormente, en el Capítulo 4 se discute el método general de revelado de datos experimentales (unfolding) que se usa en experimentos de física y particularmente en experimentos de altas energías; posteriormente, en el Capítulo 5 se presentan los detalles del análisis que realizamos para obtener la distribución de multiplicidad de partículas primarias cargadas, reconstruidas por los detectores centrales del experimento ALICE y se discuten los resultados obtenidos. Finalmente, en el Capítulo 6 se presentan las conclusiones de nuestro trabajo, poniendo énfasis en la utilidad de aplicar métodos de la matemática estadística en problemas de física fundamental.

Índice general

1. Marco Teórico	1
1.1. Estadística	1
1.1.1. Variables aleatorias unidimensionales	1
1.1.2. Variables aleatorias multidimensionales	2
2. El experimento ALICE	5
2.1. Cámara de Proyección del Tiempo	6
2.2. Sistema Interno de Rastreo	7
2.3. Detector VZERO	8
3. Software para altas energías	11
3.1. Generadores de eventos	11
3.1.1. El método Monte Carlo	12
3.2. PYTHIA y PHOJET	13
3.3. Transporte de partículas	14
3.4. ALICE <i>Offline</i>	15
3.4.1. ROOT	15
3.4.2. AliRoot	16
4. Unfolding	19
4.1. El problema del revelado	19
4.2. Multiplicidad de partículas cargadas	21
4.3. Revelado por minimización de χ^2	21
4.4. Evaluación de los métodos de revelado	24
4.4.1. Medida del desempeño	24
5. Revelado de la distribución de multiplicidad	25
5.1. Análisis de datos	25

5.1.1. Selección de Eventos Físicos	26
5.1.2. Selección de trazas primarias	26
5.2. Minimización de χ^2 en la distribución de multiplicidad	31
5.2.1. Matriz de respuesta del detector	31
5.2.2. Evaluación del método: “Phojet corregido con Pythia6”	33
5.2.3. Evaluación del método: “Pythia6 corregido con Phojet”	35
5.3. Distribución de multiplicidad después del revelado	35
5.4. Eficiencia del mecanismo de “disparo”	37
5.5. Distribución final de $P(N_{ch})$	38
6. Conclusiones	45
A. Variables cinemáticas	47
Bibliografía	48

Capítulo 1

Marco Teórico

1.1. Estadística

1.1.1. Variables aleatorias unidimensionales

El resultado de una medición puede ser caracterizado por uno o más números reales x_i , $i = 1 \dots [2]$. La probabilidad de que un experimento dé como resultado $a \leq x < b$ está dado por

$$P(a \leq x < b) = \int_a^b f(x)dx \quad (1.1)$$

para una variable aleatoria continua (v. a.) x donde $f(x)$ es la función de densidad de probabilidad de la variable x . Una función de densidad de probabilidad es una función no negativa con integral igual a 1:

$$f(x) \geq 0 \quad y \quad \int_{-\infty}^{\infty} f(x)dx = 1. \quad (1.2)$$

Los físicos usualmente llaman a una función de densidad de probabilidad (f.d.p.) una distribución, en estadística este nombre está reservado para la f.d.p. integrada, la cual puede ser llamada la distribución acumulada $F(x)$:

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(x')dx' \quad (1.3)$$

con $F(-\infty) = 0$ y $F(\infty) = 1$. Un parámetro importante que caracteriza la ubicación de la variable aleatoria x es el valor esperado de x , denotado por $E(x)$ y definido por

$$E(x) = \int_{-\infty}^{\infty} xf(x)dx. \quad (1.4)$$

Generalizando, para una función arbitraria $h(x)$, el valor esperado de $h(x)$ está definido por

$$E(h) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x)f(x)dx. \quad (1.5)$$

Los valores esperados de x^n y de $(x - E(x))^n$ son llamados el n-ésimo momento algebraico μ_n y el n-ésimo momento central μ'_n , respectivamente. El valor esperado de x , o valor medio μ de x , es igual al primer momento algebraico μ_1 ,

$$\mu = \mu_1 = E(x). \quad (1.6)$$

El segundo momento central μ'_2 es una medida de la dispersión de la distribución, es llamado varianza $V(x)$ y su definición es

$$V(x) = E((x - E(x))^2). \quad (1.7)$$

La varianza se abrevia con σ^2 , y σ es llamada la desviación estándar.

La distribución normal. La distribución normal o gaussiana es en la práctica la distribución más importante, ya que los errores de las mediciones suelen seguir la distribución normal.

Su densidad es

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad x \in (-\infty, \infty). \quad (1.8)$$

La distribución normal tiene dos parámetros μ y σ con $E(x) = \mu$ y $V(x) = \sigma^2$.

Una función lineal $y = ax + b$ de una variable aleatoria x es nuevamente una variable aleatoria. El valor esperado y la varianza son

$$\mu_y = a\mu_x + b \quad y \quad \sigma_y^2 = a^2\sigma_x^2. \quad (1.9)$$

Para una transformación general $y = h(x)$ la f.d.p. de y es

$$g(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(y - h(x))f(x)dx = \frac{f(x)}{|h'(x)|}, \quad (1.10)$$

si la función $y = h(x)$ es una función uno a uno.

En el caso de una variable discreta, r posibles valores pueden ser representados por un conjunto de enteros consecutivos, $r = n, n + 1, \dots$. La probabilidad de que un experimento dé como resultado r es denotado por el número no negativo $P(r)$. Los valores esperados están definidos de forma análoga al caso de las variables aleatorias continuas, reemplazando integrales por sumatorias.

La distribución Poisson. Si los eventos ocurren a un ritmo constante, la probabilidad de observar exactamente r eventos en un intervalo de tiempo dado, está dado por la distribución Poisson [15].

Para la distribución Poisson

$$P(r|\mu) = e^{-\mu} \frac{\mu^r}{r!} \quad r \in N \cup \{0\} \quad (1.11)$$

representa la probabilidad de observar r eventos, si el valor medio es μ . El único parámetro de la distribución Poisson es μ , con $E(r) = \mu$ y $V(r) = \mu$. Una comparación muestra que para valores medios no muy pequeños (digamos $\mu \geq 5$) la distribución normal representa una buena aproximación a la distribución Poisson, excepto en las colas.

1.1.2. Variables aleatorias multidimensionales

Para una variable aleatoria bidimensional con componentes x y y , la probabilidad de observar (x, y) con $a \leq x < b$ y $c \leq y < d$ es

$$P(a \leq x < b, c \leq y < d) = \int_c^d \int_a^b f(x, y) dx dy \quad (1.12)$$

con la f.d.p. bidimensional $f(x, y)$, la cual cumple la condición de normalización

$$\int \int f(x, y) dx dy = 1 \quad (1.13)$$

con límites de integración $-\infty$ y ∞ . Las proyecciones de la distribución $f(x, y)$ son llamadas las distribuciones marginales:

$$f_x(y) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dx \quad y \quad f_y(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dy. \quad (1.14)$$

Éstas representan las distribuciones de las v.a. x y y respectivamente, si la otra variable es ignorada. Las secciones a través de las distribuciones $f(x, y)$ son llamadas distribuciones condicionales. Dado un valor fijo $x = x_0$, la f.d.p. condicional de y es

$$p(y|x_0) = \frac{f(x_0, y)}{\int f(x_0, y)dy} = \frac{f(x_0, y)}{f_y(x_0)}. \quad (1.15)$$

De la f.d.p. marginal $f_y(x)$ y la densidad condicional $p(y|x)$, la f.d.p. conjunta está dada por

$$f(x, y) = p(y|x)f_y(x) \quad (1.16)$$

Las definiciones de los valores esperados y varianzas son fácilmente generalizadas a v.a. multidimensionales

$$\begin{aligned} E(x) &= \int \int x f(x, y) dx dy, & V(x) &= \int \int (x - E(x))^2 f(x, y) dx dy. \\ E(y) &= \int \int y f(x, y) dx dy, & V(y) &= \int \int (y - E(y))^2 f(x, y) dx dy. \end{aligned} \quad (1.17)$$

Para una f.d.p. bidimensional, hay una característica adicional, la covarianza

$$\sigma_{xy} = cov(x, y) = \int \int (x - E(x))(y - E(y))f(x, y) dx dy. \quad (1.18)$$

La covarianza puede ser expresada como $\sigma_{xy} = \rho_{xy} \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$ con un coeficiente de relación ρ_{xy} , el cual puede tomar valores entre -1 y +1. Las variables x y y son llamadas no correlacionadas, si $\rho_{xy} = 0$.

La f.d.p. de un n -vector aleatorio x , con componentes $x_i, i = 1, \dots, n$ puede ser escrita como $f(x)$. Como una generalización de la varianza podemos definir la matriz de covarianza por

$$V = V(x) = E((x - E(x))(x - E(x))^T), \quad (1.19)$$

la cual es una matriz simétrica $n \times n$. Los elementos de la diagonal $V(x_i) = \sigma_i^2$ son llamados varianzas, los elementos fuera de la diagonal $V(x_i, x_j) = \sigma_{ij}$ son llamados covarianzas. Cuando los valores de los parámetros son citados como el resultado de un experimento, por lo general sólo las raíces cuadradas de los elementos de la diagonal se presentan como errores de parámetros. No obstante, el nivel de confianza para regiones multidimensionales en un espacio de parámetros depende de las covarianzas de los parámetros.

La distribución normal n-dimensional. La f.d.p. de la distribución normal (o gaussiana) n -dimensional depende de las n medias, y de los n^2 elementos de la matriz de covarianza V (con $(n^2 + n)/2$ elementos diferentes):

$$f(x) = \frac{1}{(2\pi)^{n/2} |V|^{1/2}} \exp\left(-\frac{1}{2}(x - \mu_x)^T V^{-1}(x - \mu_x)\right). \quad (1.20)$$

La distribución gaussiana n -dimensional es el modelo más simple de f.d.p. de n variables aleatorias correlacionadas, dado que los únicos parámetros son las n medias y los $(n^2 + n)/2$ elementos diferentes de la matriz de covarianza.

La distribución χ^2 . Si x_1, \dots, x_n son variables independientes, que siguen la distribución normal con media 0 y varianza 1, la suma u de los cuadrados

$$u = \sum_{i=1}^n x_i^2 \quad (1.21)$$

sigue la distribución χ^2 , $\chi^2(n)$ con n grados de libertad. La densidad de probabilidad está dada por

$$f(u) = \frac{1}{2} \left(\frac{u}{2}\right)^{n/2-1} \frac{e^{-u/2}}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}. \quad (1.22)$$

El valor esperado es n y la varianza es $2n$. La distribución χ^2 es importante para pruebas estadísticas, las tablas están dadas en los libros de texto de estadística. Por ejemplo, el nivel de confianza del 95 % de la distribución χ^2 con un grado de libertad es 3,84. Si x es una variable, distribuida normalmente con media 0 y desviación estándar σ , un valor medido $(\hat{x}/\sigma)^2$ será $\leq 3,84$ con una probabilidad de 95 %. Así un valor medido $(\hat{x}/\sigma)^2$ será menor o igual que 3.84 es compatible con 0 en un límite de confianza de 95 %.

Funciones lineales de variables aleatorias. Se considera una transformación lineal $y = Bx$ de un n -vector aleatorio con media μ_x y matriz de covarianza $V(x)$ a un m -vector y . El valor esperado μ_y de y y la matriz de covarianza $V(y)$ de y están dados por:

$$\mu_y = B\mu_x \quad y \quad V(y) = BV(x)B^T, \quad (1.23)$$

donde B^T es la matriz transpuesta de la matriz B . La expresión para $V(y)$ es la ecuación de propagación del error estándar.

Capítulo 2

El experimento ALICE

Hay objetos muy pequeños que constituyen a la materia, éstos son las partículas elementales: quarks, leptones y bosones de norma. La rama de la física que se encarga de estudiarlas se llama física de altas energías. El nombre viene del hecho de que éstas no se producen en condiciones normales de la Tierra sino mediante colisiones a muy altas energías. Es por ello que se construyen los grandes aceleradores de partículas. Actualmente, la máquina más poderosa construida en la Tierra para producir choques de protones con energía en centro de masa de hasta 14 TeV es el LHC (Large Hadron Collider). Está en un túnel circular de 27 km de circunferencia, enterrado entre 50 y 175 m bajo la superficie de la tierra [9]. El LHC se encuentra entre la frontera de Suiza y Francia a las afueras de la Ciudad de Ginebra.

Los experimentos ATLAS [10] y CMS [18] fueron diseñados principalmente para buscar al boson de Higgs. Esta es una tarea fundamental del programa del LHC. Además, en el LHC se lleva a la materia a condiciones extremas de temperatura y densidad con el objetivo de entender cómo fenómenos colectivos y propiedades macroscópicas que involucran varios grados de libertad, emergen de leyes microscópicas de la física de partículas elementales. Tal medio se crea mediante colisiones de iones pesados y el experimento ALICE (A Large Ion Collider Experiment) fue diseñado para eso. ALICE [8, 6] fue optimizado para trabajar en ambientes en los cuales se esperaba que se producirían hasta 8000 partículas por unidad de rapidez.

El experimento ALICE es un experimento de propósito general cuyos detectores miden e identifican hadrones, leptones y fotones a rapidez media producidos en la interacción. Su diseño es único, pues posee una optimización muy diferente a la que tienen los experimentos dedicados a física $p - p$ en el LHC. Éste es resultado de los requerimientos para hacer identificación de partículas desde el bajo (~ 100 MeV/c) hasta alto (~ 100 GeV/c) p_T , para reconstruir partículas de tiempo de vida corta como los hiperones, mesones D y B , y para llevar a cabo estas tareas en un ambiente con muy alta multiplicidad de partículas primarias cargadas. La detección e identificación de muones son llevadas a cabo con un espectrómetro dedicado, que incluye un gran dipolo magnético y cubre un dominio de rapidez desde -4.0 hasta -2.4. Los hadrones, electrones y fotones son detectados en la región de rapidez central ($|\eta| \leq 0,8$) por un sistema complejo de detectores inmerso en un campo magnético moderado de 0.5 T. La reconstrucción de trazas es posible debido a un conjunto de detectores de alta granularidad: un sistema de reconstrucción de trazas interno (ITS, Inner Tracking System) que consiste en tres tecnologías diferentes de detectores de silicio, una cámara de proyección del tiempo de gran volumen (TPC) y un detector de transición de radiación (TRD, Transition Radiation Detector) de alta granularidad. La identificación de partículas se lleva a cabo a través de medir la pérdida de energía en los detectores de trazas, transición de la radiación en el TRD, tiempo de vuelo con el TOF (Time Of Flight) con un arreglo de alta resolución, detector de radiación Cherenkov con un detector de identificación de trazas de alto momento (HMPID, High Momentum Particle Identification Detector), y fotones con el PHOS (PHOTon Spectrometer). Otros detectores adicionales localizados a alta rapidez completan el sistema de detección para caracterizar al evento y dar la señal de disparo cuando hay una interacción interesante. Ellos cubren una

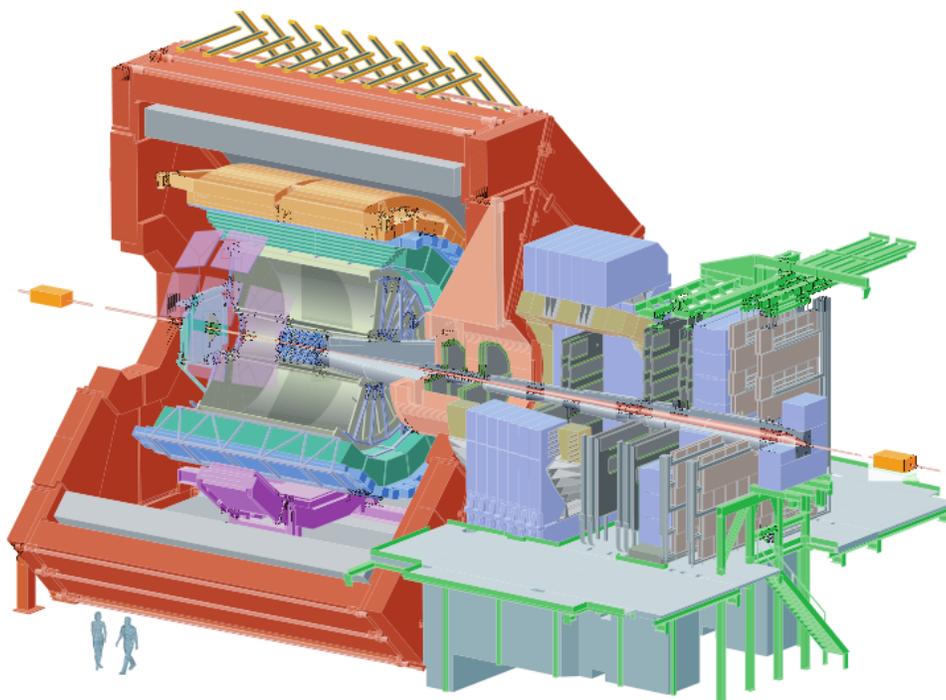


Figura 2.1: Esquema del experimento ALICE.

amplia aceptación ($-3,4 < \eta < 5,1$) para la medición de partículas cargadas y dar la señal de disparo (Forward Multiplicity Detector-FMD, VZERO y T0), y un dominio estrecho a alta rapidez ($2,4 < \eta < 3,5$) para la medición de multiplicidad de fotones (Photon Multiplicity Detector-PMD), y la cobertura de la rapidez de los haces para medir nucleones espectadores en colisiones entre iones pesados (Zero-Degree Calorimeters-ZDC). La Figura 2.1 muestra un esquema del sistema de detectores de ALICE. La Figura 2.1 muestra un esquema del experimento ALICE.

Para el análisis que se reporta en esta tesis, los detectores relevantes en la medición son: TPC e ITS para la reconstrucción de trazas, SPD para la reconstrucción del vértice primario y VZERO+SPD para el disparo. A continuación se presenta una descripción de su funcionamiento.

2.1. Cámara de Proyección del Tiempo

Una cámara de proyección del tiempo consiste de una cámara cilíndrica rellena de gas con Cámaras Proporcionales Multi Alámbricas (MWPC, por sus siglas en inglés) como “tapas”. Una TPC es el principal dispositivo de ALICE para hacer la reconstrucción de las trazas, éste cubre el ángulo azimutal completo y un rango de pseudorapidez $|\eta| < 0,8$ para reconstruir trazas con longitud radial completa. Para colisiones p – p, el tiempo de memoria de la TPC es un factor de limitación para la luminosidad dado el tiempo de arrastre de $\sim 94 \mu s$. La TPC tiene una membrana central mantenida a alto voltaje ~ 100 kV y dos planos de lectura en las capas finales (ver Figura 2.2). Su volumen activo está limitado a $85 < r < 247$ cm y $-250 < z < 250$ cm en las direcciones radial y longitudinal, respectivamente. El material entre el punto de interacción y el volumen activo de la TPC corresponde a 11 % de una longitud de radiación promediada en $|\eta| < 0,8$. La membrana central divide el volumen en dos partes. El campo de arrastre homogéneo de 400 V/cm en la mezcla de gas

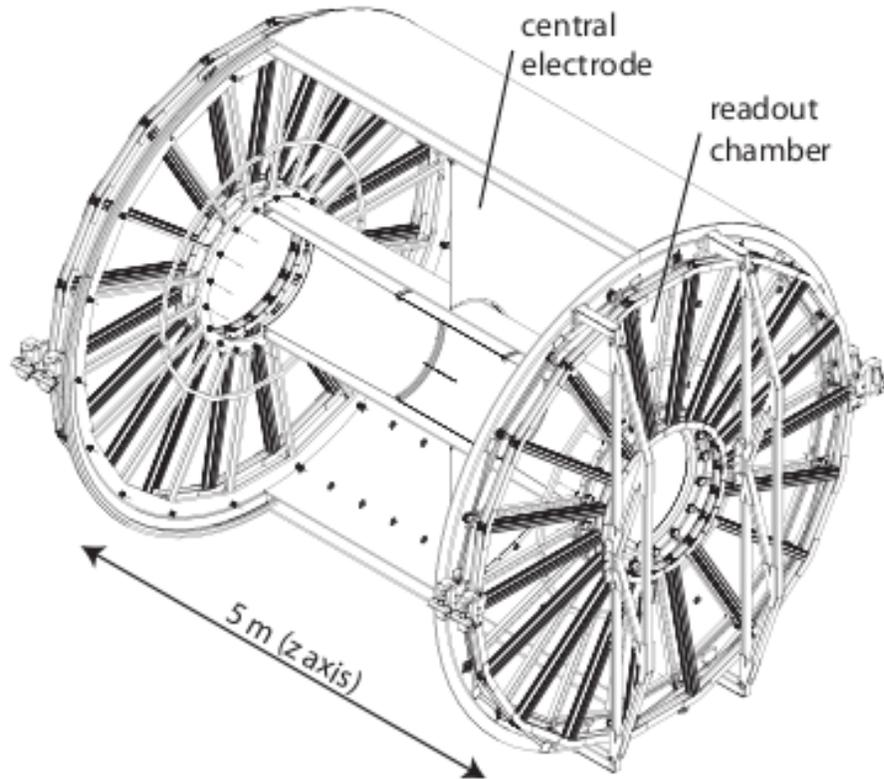


Figura 2.2: Esquema de la Cámara de Proyección del Tiempo del experimento ALICE.

Ne-CO₂-N₂ (85.7%-9.5%-4.8%) origina un máximo tiempo de arrastre de 94 μ s. Los electrones de ionización producidos por las partículas cargadas que atraviesan la TPC se arrastran hasta las capas finales de lectura compuestas de 72 MWPC con cátodo para lectura.

2.2. Sistema Interno de Rastreo

El sistema interno de rastreo (ITS, por sus siglas en inglés) consta de seis capas de detectores de silicio localizadas a radios entre 3.9 y 43 cm (ver Figura 2.3) y que son coaxiales al tubo del haz. Sus principales tareas son: localizar y reconstruir el vértice primario con una resolución mejor que 100 μ m, reconstruir los vértices secundarios de decaimientos de hiperones y mesones D y B, rastrear e identificar partículas con momento abajo de 200 MeV/c, mejorar la resolución angular y de momento para partículas reconstruidas en la TPC y reconstruir partículas que atraviesan por las regiones muertas de la TPC. Hay tres tecnologías que son implementadas en el ITS.

- **Detector Pixelar de Silicio (SPD).** Debido a la alta densidad de partículas en colisiones de iones pesados y para garantizar la resolución requerida en el parámetro de impacto, los detectores SPD se usan para las dos capas más internas del ITS. El SPD cubre un rango de pseudorapidez de $|\eta| < 2$ y $|\eta| < 1.4$, respectivamente. Y tiene un total de 9.8 millones de pixeles: 50×425 . La resolución espacial de diseño ($\sigma_r \times \sigma_z$) es $12 \times 100 \mu\text{m}^2$. El SPD también es usado como nivel cero de disparo L_0 . Para este propósito cada uno de los 1,200 chips de lectura dan una señal rápida llamada “fast OR” que indica

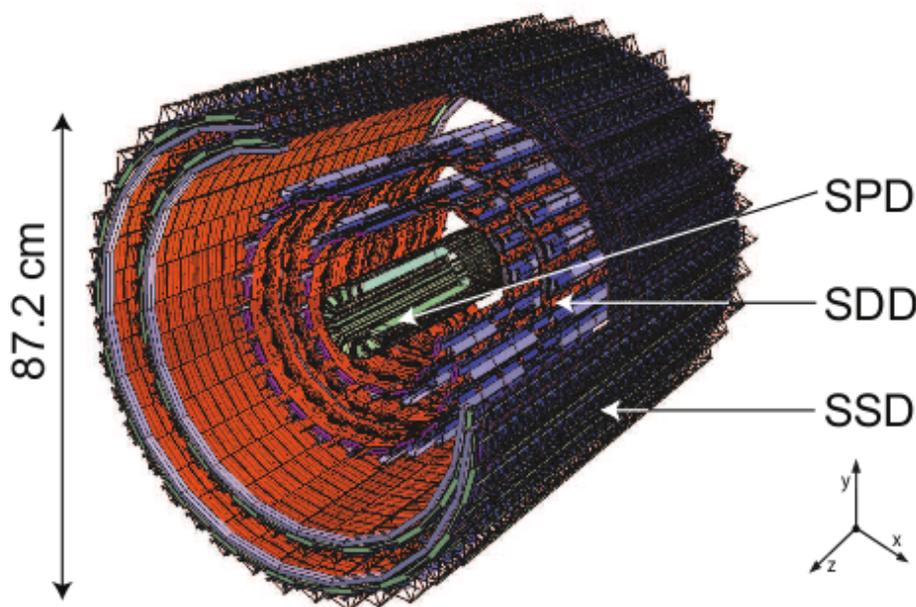


Figura 2.3: Esquema del detector interno de rastreo del experimento ALICE.

que al menos un pixel de un chip dado produjo una señal. Estas señales son enviadas a un FPGA¹ que es capaz de implementar funciones lógicas Booleanas. Esto permite desarrollar “disparos” que van desde los MB hasta los más complejos, como el disparo de alta multiplicidad (HM).

- **Detector de Arrastre de Silicio (SDD)** Son dos capas de SDD con un total de 133,000 canales de lectura. El SDD es operado con un campo de deriva de 500 V/cm que resulta en una velocidad de arrastre de cerca de $6.5 \mu\text{m/ns}$ en un tiempo máximo de arrastre de alrededor de $5.3 \mu\text{s}$. Su resolución espacial de diseño es de cerca de $35 \times 25 \mu\text{m}^2$.
- **Detector de Tiras de Silicio (SSD)** Con esta tecnología están diseñadas las dos capas externas del ITS. El SSD consiste de sensores de micro-tiras de silicio de doble cara, comprende un total de 2.6 millones de canales de lectura. Su resolución espacial es de $20 \times 830 \mu\text{m}$.

2.3. Detector VZERO

El detector VZERO está hecho de dos arreglos (V0A y V0C) localizados asimétricamente en cada lado del punto de interacción. El primero a 340 cm desde la posición nominal del vértice en el lado opuesto al espectrómetro de muones. El segundo está fijo a la cara frontal del absorbente a 90 cm de la posición nominal del vértice. Ambos están segmentados en 32 contadores elementales distribuidos en cuatro sectores (ver Figura 2.4). Cada anillo cubre 0.4-0.6 unidades de pseudorapidez. Los anillos son divididos en ocho sectores de $\pi/4$. El contador elemental consiste de material centellador con fibras inmersas. La luz de las fibras es colectada por fibras claras y transportada a tubos foto-multiplicadores instalados a 3-5 m desde los detectores. La resolución temporal de cada contador es mejor que 1 ns.

¹Un FPGA (del inglés Field Programmable Gate Array) es un dispositivo semiconductor que contiene bloques de lógica cuya interconexión y funcionalidad puede ser configurada mediante un lenguaje de descripción especializado.

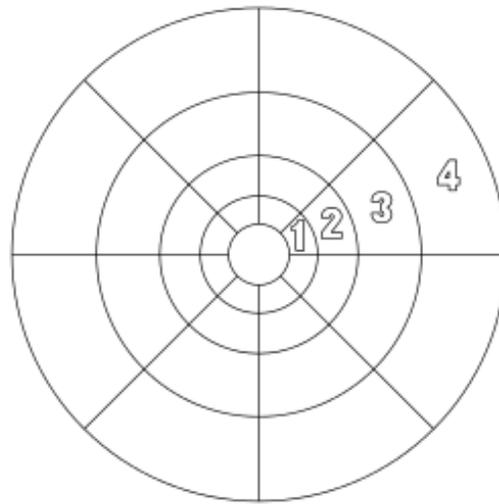


Figura 2.4: Segmentación de los arreglos V0A/V0C.

Este detector se usa como “disparo” de los eventos MB, así como para rechazar ruido relacionado con interacciones del haz.

Capítulo 3

Software para altas energías

En la física de altas energías (FAE) actual existe una simbiosis muy fuerte con los sistemas computacionales en todos los niveles. Dada la complejidad de los fenómenos estudiados y las máquinas tan sofisticadas que deben emplearse, la simulación asistida por computadora es un elemento indispensable en la FAE. Las colisiones de partículas y la interacción de la radiación con la materia son simuladas de acuerdo a los modelos teóricos a la mano para poder diseñar y desarrollar lo mejor posible todos los elementos del experimento: desde aceleradores hasta detectores. En esta sección describo los *generadores de eventos* y los paquetes que simulan el *transporte de partículas*, elementos de software que crean un “laboratorio” en la computadora de ambiente controlado para asistir al estudio de colisiones de altas energías.

La cantidad de información registrada, por ejemplo en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC, por sus siglas en inglés [9]) y otros proyectos de FAE es de una magnitud sin precedentes. Elaborados paquetes de software se han desarrollado para reconstruir y analizar el enorme volumen de datos procedentes de las colisiones. A continuación también describo el ambiente *offline* del experimento ALICE [8, 6] creado para el tratamiento de información posterior a las colisiones en el LHC.

Y siendo una colaboración multinacional, ALICE (al igual que los demás experimentos del LHC) requiere de una red de transferencia e intercambio de datos nunca antes vista. Para ello se ha creado la GRID, una rejilla cibernética que interconecta centros de cómputo y procesamiento de datos en distintos países alrededor del mundo para, en conjunto, descifrar la información útil escondida entre los trillones de bytes extraídos de los detectores.

3.1. Generadores de eventos

A primera aproximación, todos los procesos en la física de partículas elementales tienen una estructura simple a nivel de interacciones entre los componentes fundamentales de la naturaleza, es decir, quarks, leptones y bosones de norma. A partir de aquí se realizan correcciones subsecuentes al tomar en consideración efectos como: la emisión adicional de partículas finales (quarks, gluones, fotones) a partir de un partón inicial, conocidas como modificaciones de bremsstrahlung; y, por último, el confinamiento de quarks y gluones, que juega un papel importante en el proceso de hadronización mediante el cual los partones con *color* se convierten en *jets* de hadrones. De esta manera, la estructura simple con la que se empezó se ha convertido en una hidra de mil cabezas, que hace de la comparación directa entre teoría y experimento una hazaña de dimensiones épicas.

Es aquí donde entran al rescate los llamados *generadores de eventos*, cuyo objetivo es utilizar computadoras para simular eventos resultantes de colisiones de partículas mediante métodos *Monte Carlo* con un detalle tan preciso como el que se observaría en un detector de partículas ideal. A continuación describo el principio del método Monte Carlo y profundizo en algunos de los generadores usados en FAE.

3.1.1. El método Monte Carlo

Los métodos de Monte Carlo son una clase de algoritmos computacionales que implementan el uso de procesos aleatorios para obtener cierto resultado.

El fundamento del método de Montecarlo y de la simulación son los números aleatorios:

- Tablas de números aleatorios.
- Generadores de números aleatorios.
- Números pseudo-aleatorios.

¿Cómo medir la aleatoriedad de los números usados?

Sean v_0, v_1, \dots, v_9 la frecuencia absoluta de los números 0, 1, ..., 9 en una tabla de números aleatorios.

$$\sum_{i=0}^9 (v_i - 0,1 \times N)^2 \quad (3.1)$$

Tablas de Números Aleatorios. En una tabla de números aleatorios la probabilidad de aparición de cada cifra $i = 0, 1, \dots, 9$ debe ser igual a 0,1.

$$P(i) = 0,1 \quad i = 0, \dots, 9 \quad (3.2)$$

Generadores de Números Aleatorios. Los dispositivos mecánicos resultan demasiado lentos para generar cifras aleatorias.

Un método más rápido es la utilización del ruido:

Si el ruido en la fluctuación de un voltaje sobrepasa en un intervalo de tiempo Δt un umbral determinado un número par de veces, incluiremos un 0. Si por el contrario han sido un número impar, incluiremos un 1.

Debiéndose obtener que $P(0) = P(1) = \frac{1}{2}$

En estos métodos también es necesario vigilar la calidad de los números aleatorios generados.

Números Pseudo-aleatorios. Sería interesante poder obtener números aleatorios mediante una fórmula. Si dicha fórmula existiese debería ser muy ingeniosa:

- Método de los centros de los cuadrados. Fue propuesto por primera vez en 1946 por John Von Neumann. El método es el siguiente: se empieza con un número “semilla” de n dígitos, el cual se eleva al cuadrado. Se toman los n dígitos intermedios de la cifra resultante para conformar el siguiente. Ahora se toma esta cifra y se eleva al cuadrado, se toman sus n dígitos centrales como el siguiente número de la serie y así sucesivamente. En la práctica este método no es muy adecuado pues por lo general tiene un periodo muy corto, como se observa en el siguiente ejemplo que inicia con el número semilla 2916:

$$\begin{aligned} 2916^2 &= 08503056 \\ 5030^2 &= 25300900 \\ 3009^2 &= 09054081 \\ 0540^2 &= 00291600 \\ 2916 &= \text{cifra inicial} \end{aligned}$$

- Métodos congruenciales. La expresión más común a la hora de calcular números aleatorios es la dada por:

$$\gamma_n = (\gamma_{n-1}) \times a + b \bmod(m), \quad (3.3)$$

donde a y b son números elegidos convenientemente y γ_0 se denomina semilla.

- Generador multiplicativo. Es una modificación del método congruencial en el que $b = 0$.

$$\gamma_n = \gamma_{n-1} \times \text{amod}(m), \quad (3.4)$$

normalmente m se elige tal que $m = c^p$ donde c es el número de dígitos diferentes del sistema usado (binario, 2) y p es el tamaño de una palabra.

El periodo máximo de repetición es $\frac{m}{4}$ con $m = 2^p$ y tomando como γ_0 una semilla impar.

- Generador mixto. En el método congruencial, la elección adecuada de a y b hacen que el periodo de repetición de los números aleatorios obtenidos se incremente hasta m :
 - a y b primos.
 - $(a-1)$ múltiplo de cada factor primo de m .
 - $(a-1)$ ha de ser múltiplo de 4 si m lo es.

Como se acaba de ver, los generadores de números pseudo-aleatorios tienen cierta periodicidad (es decir que después de cierta cantidad de números formados éstos se empiezan a repetir). Un buen generador se busca de manera que su algoritmo permita la creación de una secuencia de valores cuya longitud máxima sea suficientemente grande (no como en el ejemplo anterior) para no repetir números dentro del rango requerido (en FAE esta longitud debe ser de miles de números).

Estos métodos se utilizan generalmente para simular sistemas físicos y matemáticos. Generalmente se realizan mediante el uso de una computadora debido a su dependencia en el uso de números aleatorios o pseudo-aleatorios¹ y **son aplicados comúnmente cuando no es posible resolver el problema en cuestión de una manera exacta con algoritmos deterministas.**

Como ya se mencionó, el método Monte Carlo es ampliamente usado en la física de partículas en los generadores de eventos. Éstos son herramientas computacionales que utilizan los números pseudo-aleatorios para simular los eventos que acontecen en las colisiones de partículas en aceleradores como el LHC.

Entre las aplicaciones principales de los generadores de eventos se encuentran: sugerir una idea de qué tipo de procesos pueden llevarse a cabo durante una colisión; ayudar en la planeación de un nuevo detector al optimizar su eficiencia para la búsqueda de nuevos fenómenos; estimar la aceptación del detector que debe aplicarse a los datos primarios con el fin de extraer una señal física limpia; interpretar convenientemente los fenómenos observados en una teoría fundamental (por lo general el Modelo Estándar).

3.2. PYTHIA y PHOJET

En la simulación de colisiones hadrón-hadrón a altas energías, los generadores de eventos normalmente combinan la información de pQCD con aproximaciones fenomenológicas para simular en su mayor parte la componente *suave* de las colisiones (el llamado *underlying event* y la baja producción en p_T). Típicamente, los generadores de eventos contienen una simulación de los siguientes aspectos de una colisión:

- Las partículas de cada haz en colisión se caracterizan por un conjunto de distribuciones partónicas que definen la estructura de los partones en cuanto a su composición de sabor y distribución de energía. Estos partones pueden sufrir ramificaciones del estilo $q \rightarrow qg$ para producir una *casca de estado inicial*, de donde los partones resultantes interactúan con los provenientes del otro haz incidente en un *proceso duro*. La naturaleza de este proceso define las características del evento. Los partones resultantes del proceso pueden a su vez crear ramificaciones que producen las *casca de estado final*.

¹En la práctica, los números producidos por un generador tipo Monte Carlo son del tipo *pseudo-aleatorio*, evidenciando el hecho de que no forman una serie realmente aleatoria pues están completamente determinados por un pequeño conjunto de valores iniciales dentro del algoritmo

- Además del proceso duro, otras interacciones suaves y semiduras pueden ocurrir entre los partones restantes de los hadrones incidentes. Al dejar de lado a los partones interactuantes, queda un remanente de haz con una estructura interna y una carga de color neta relacionada con el resto del estado final.
- En el estado final no se observan quarks ni gluones, sino hadrones de color neutro, debido al mecanismo de confinamiento de QCD. Muchos de los hadrones producidos son inestables y decaen a su vez en otras partículas.

En mi trabajo he utilizado datos simulados con PYTHIA [19] y PHOJET [5] para ser comparados con los datos reales registrados por ALICE. A continuación una breve descripción de estos generadores:

PYTHIA. Uno de los generadores de eventos más usados en la física de altas energías es PYTHIA. Es un programa que se enfoca en la producción de partículas derivadas de la colisión de otras partículas elementales. En particular se refiere a las interacciones duras en colisionadores e^+e^- , pp y ep, tomando esto como su punto de partida., lo cual se complementa con modelos sofisticados que incorporan las interacciones hadrónicas suaves.

El objetivo de PYTHIA es proveer una representación fiel de las propiedades de eventos en una amplio rango de reacciones, dentro y más allá del Modelo Estándar, con énfasis en aquellos donde las interacciones fuertes juegan un papel principal para producir estados finales de múltiples hadrones. PYTHIA está equipado con un gran repositorio de procesos duros y modelos para simular las radiaciones inicial y final, las interacciones múltiples partón-partón, los remanentes del haz y decaimientos de partículas.

Se ha dado a conocer una extensa bibliografía sobre todos los elementos del programa, desde comandos, parámetros, subrutinas y funciones, así como bases de datos de partículas y procesos, con lo cual el usuario puede modificar las tareas del generador de acuerdo al tema de su interés.

PHOJET. El generador de eventos PHOJET se basa en el “Dual Parton Model” modelo que se fundamenta en la producción suave de partículas como una característica dominante en la mayoría de los eventos en colisiones de altas energías. Debido a que los procesos suaves no conllevan grandes transferencias de momento transversal, no pueden aplicarse expansiones de QCD perturbativa en estos eventos.

Al igual que PYTHIA, PHOJET aborda la descripción de colisiones hadrónicas a través de una componente suave y otra dura, pero a diferencia del primero, PHOJET inicia la generación de eventos describiendo la componente suave de las interacciones hadrón-hadrón, fotón-hadrón o fotón-fotón a altas energías. La componente dura, calculada vía pQCD a nivel partónico, es introducida posteriormente para complementar la simulación.

También PHOJET está mucho más restringido en la manipulación de los parámetros por parte del usuario con respecto a PYTHIA.

3.3. Transporte de partículas

Para una completa simulación de los experimentos es necesario poder emular el paso de las partículas producidas por los generadores a través de los distintos detectores. Para esto se han desarrollado paquetes de transporte de partículas tales como GEANT.

GEANT3 [12] (y más recientemente GEANT4) es un software diseñado para describir el paso de las partículas elementales por la materia mediante métodos Monte Carlo. El nombre es una acrónimo de “GEometry ANd Tracking”.

El software permite realizar las siguientes tareas:

- Describir un experimento mediante una estructura de volúmenes geométricos. A cada volumen se le asigna un *medio* que hace referencia al material del cual está hecho
- Implementar eventos simulados a través de generadores Monte Carlo.

- Transportar las partículas a través de los diferentes elementos del experimento, tomando en cuenta la geometría y fronteras de los volúmenes al igual que los efectos físicos de acuerdo a la naturaleza de las partículas así como sus interacciones con la materia y el campo magnético
- Registrar las trayectorias de las partículas y la respuesta de los detectores
- Visualizar los detectores y las trayectorias de las partículas.

GEANT fue desarrollado originalmente en CERN para su uso en FAE y hoy en día tiene aplicaciones en otras áreas como medicina, biología y astronáutica.

3.4. ALICE *Offline*

El experimento ALICE cuenta con una infraestructura digital denominada “offline”² cuyo objetivo es el de reconstruir y analizar los datos de física obtenidos de las interacciones simuladas y reales en el LHC. También la optimización de los detectores depende de una cadena confiable de simulación.

El desarrollo de la infraestructura *offline* de ALICE comenzó en 1998 habiéndose reconocido ya que la nueva generación de programas estarían basados en la técnica de *objetos* (OO)³, en su sentido informático. Un gran número de proyectos se iniciaron para reemplazar las librerías de CERN en lenguaje FORTRAN para productos OO.

ALICE decidió moverse por completo al lenguaje de programación C++, mientras que los demás experimentos del LHC mantuvieron dos líneas de desarrollo de software, uno basado en FORTRAN CERNLIB y otro basado en la nueva generación de productos OO en C++. ALICE no tomó la misma estrategia al contar con un grupo más reducido que los otros en esta área. Esta decisión llevó al grupo del ALICE *offline* a desarrollar sus paquetes de programación en el ambiente del sistema ROOT, el cual es ahora el software estándar en FAE y de amplio uso en CERN. La Figura 3.1 muestra la arquitectura del off-line de ALICE.

3.4.1. ROOT

ROOT es un marco de programación⁴ OO de nueva generación con aplicaciones para el manejo de datos a gran escala. Provee un ambiente para el desarrollo de paquetes de software para la generación de eventos, simulación de detectores, reconstrucción de eventos, adquisición de datos y análisis.

El usuario interactúa con ROOT a través de una interfaz gráfica, la línea de comandos o códigos denominados *macros*. El lenguaje de programación es C++ y los macros pueden compilarse y enlazarse dinámicamente.

La arquitectura de ROOT consiste de una jerarquía de clases con una cantidad actual alrededor de 650 clases agrupadas en 40 librerías divididas en 20 categorías. La jerarquía se organiza en una sola librería, es decir, la mayoría de las clases provienen de una clase base denominada **TObject**.

ROOT se usa ampliamente en la Física Nuclear y de Partículas, especialmente en la mayoría de los laboratorios grandes de Estados Unidos (Fermilab, Brookhaven, SLAC) y Europa (CERN, DESY, GSI). Aunque inicialmente desarrollado en el contexto de la física de partículas, puede implementarse igualmente bien en otras áreas donde el procesamiento de grandes cantidades de datos es necesario, como astronomía, biología, genética, finanzas, etc.

²Se denomina *offline* pues consiste del procesamiento de datos o su simulación en un momento distinto al tiempo real en que se llevan a cabo las colisiones físicas en el acelerador.

³*Object-Oriented programming*. Los objetos son estructuras de código que consisten de datos y métodos junto con sus posibles interacciones. La programación de este tipo tiene una estructura de módulos donde se encuentran los datos y que pueden ser invocados mediante los *métodos* (funciones que obtienen o modifican los datos que controlan). En contraste, la programación no orientada hacia objetos consiste de largas líneas de código que pueden incluir subrutinas o funciones que llevan a cabo cierta tarea. Este tipo de programación tiene el defecto que pequeños errores de código pueden generar problemas a gran escala dentro de los programas, problema que se resuelve en la programación OO gracias a su división modular justamente en estos *objetos*.

⁴Se denomina *framework* a un conjunto de herramientas de software que permiten el procesamiento de datos.

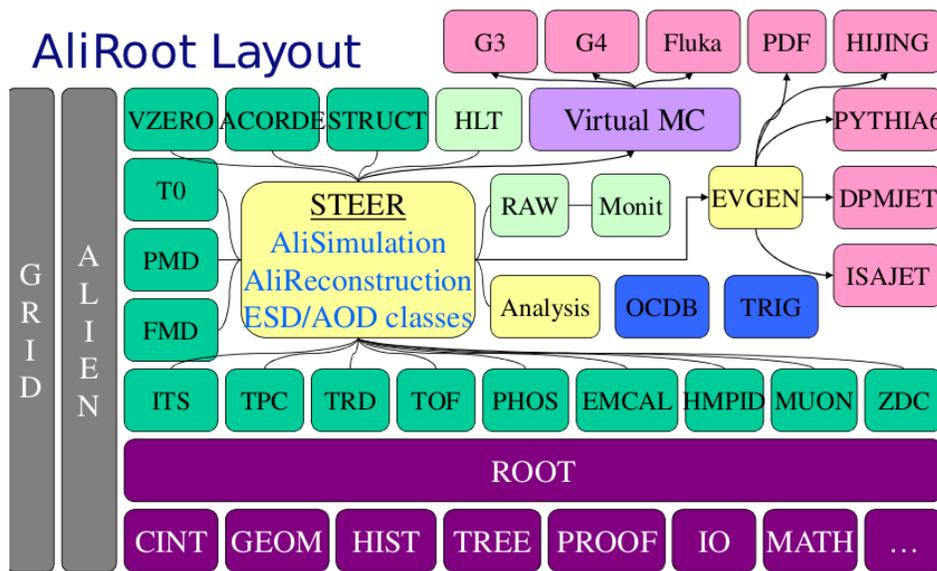


Figura 3.1: Arquitectura del proyecto off-line de ALICE.

3.4.2. AliRoot

AliRoot es el ambiente de trabajo para el experimento ALICE basado en ROOT. El papel de AliRoot es realizar los pasos necesarios para llevar a cabo la simulación, reconstrucción y análisis de datos que emulen los eventos registrados por los detectores de ALICE en colisiones del LHC y, en el caso de datos reales, realizar los últimos dos pasos mencionados. El marco general del proceso, que se muestra específicamente en la Figura 3.2, es el siguiente:

- **Monte Carlo:** La colisión es simulada por un generador de eventos (como PYTHIA), generando archivos `kinematics.root` y `galice.root` que contienen toda la información sobre la cinemática de las partículas generadas (tipo, momento, carga, proceso de producción, decaimientos).
- **Hits:** Las partículas generadas se propagan a través de los diversos detectores mediante el *paquete de transporte* (transport package) GEANT3, que simula la interacción de éstas con el material del detector y produce los llamados *hits*, que en la terminología de ALICE se refiere al depósito de energía en un punto determinado. Los *hits* contienen también información sobre las partículas que los han generado (“track labels”).
- **Digitalización:** Se refiere al proceso mediante el cual los *hits* se traducen a dígitos, que se dividen en dos tipos: los **summable digits**, equivalente a los “datos crudos” (*raw data*) donde se toma en cuenta la función de densidad de probabilidad condicional (función de respuesta del detector) de observar una señal cuando una partícula es detectada, y los **digits**, que contienen la misma información del *raw data* pero en estructuras de ROOT. Los *dígitos* son a su vez formateados de acuerdo a la salida de la electrónica y el sistema de adquisición de datos (DAQ), dando como resultado los datos que representan la salida digital del detector ALICE.

Una vez terminada la simulación de eventos se sigue con el proceso de **reconstrucción**, que es válido tanto para eventos generados como para eventos captados a partir de colisiones reales.

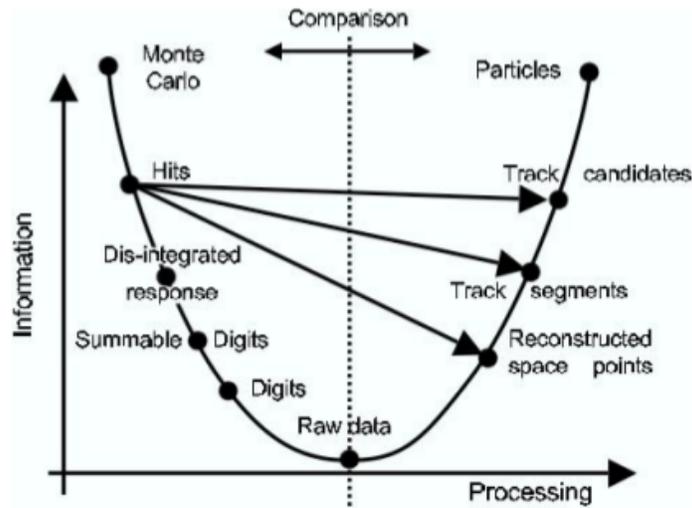


Figura 3.2: Marco de trabajo del procesamiento de datos.

- **Clusters:** Una partícula, al interactuar con el detector, usualmente deja una señal en varios elementos de detección adyacentes espacial o temporalmente. Los *dígitos* respectivos son combinados para formar lo que se llama un *cluster*, que consiste en un conglomerado de información que permite extraer la posición o el tiempo exacto de la partícula que atraviesa el detector y reducir el ruido.
- **Reconstrucción de trazas:** El proceso de reconstrucción toma la información de los *clusters* para reproducir las trazas (“**tracks**”) de la partícula en su paso por los detectores. La traza es un conjunto de cinco parámetros (tales como la curvatura y los ángulos respecto de los ejes coordenados) de la trayectoria de la partícula. La reconstrucción incluye también el cálculo del vértice de la interacción. La cadena completa de reconstrucción de trazas en ALICE inicia con una búsqueda de trazas en la TPC desde el exterior, siguiendo hacia adentro para encontrar coincidencias con la capa exterior del ITS donde se hace una primera estimación de los parámetros de ajuste y la matriz de covarianza (representación de las incertidumbres del ajuste y sus correlaciones). Después sigue las trazas desde el interior del ITS de vuelta hacia la TPC, pasando por el TRD, TOF, HMPID y PHOS para realizar un reajuste de los parámetros. Por último se hace un nuevo ajuste de la traza desde afuera hacia adentro para obtener los parámetros en el vértice.

Dentro de la aceptación geométrica del sistema central de detectores ($|\eta| < 1$), la reconstrucción combinada de trazas entrega una eficiencia de alrededor del 90 por ciento. La resolución del momento es de entre 1 y 2.5 por ciento para p_T de hasta 10 GeV/c y la resolución angular es de $\phi = 0,2$ mrad o incluso menor para partículas con muy altos momentos. La posición del vértice primario en colisiones pp tiene una resolución promedio (pues depende de la multiplicidad del evento) de $60 \mu m$ en las coordenadas transversales y de $90 \mu m$ en z .

- **Identificación de partículas:** Una vez hecha la reconstrucción, los detectores de ALICE pueden identificar partículas con momento desde 0.1 GeV/c hasta 10 GeV/c. Esto se logra mediante la combinación de la información del ITS, TPC, TRD, TOF y HMPID. La identificación de partículas en ALICE sigue un enfoque *Bayesiano*, que es la forma más eficaz de confirmar la información obtenida en distintos rangos de momento y de naturaleza diferente (como son dE/dx , radiación Cherenkov, tiempo de vuelo y radiación de transición).

Capítulo 4

Unfolding

Uno de los objetivos de la física experimental de altas energías es medir distribuciones $f(x)$ de una variable física x . En experimentos de física de altas energías a menudo la variable x y su distribución no pueden medirse directamente debido a limitaciones por aceptación y resolución impuestas por el detector. Por lo tanto, en lugar de medir la variable x , se mide a una variable y y a su distribución $g(y)$. La reconstrucción de $f(x)$ a partir de la distribución medida $g(y)$ se llama revelado, y es un problema estadístico [3, 2].

4.1. El problema del revelado

Una tarea estándar en experimentos de física de altas energías es la medida de una distribución $f(x)$ de una cantidad cinemática x . Con un detector ideal se podría medir la cantidad x en cada evento, y se podría obtener $f(x)$ por medio de un simple histograma de x . Con detectores reales la determinación de $f(x)$ es complicada por los siguientes efectos:

- **Aceptancia limitada:** la probabilidad de observar un evento dado, la aceptación del detector, es menos de 1. La aceptación depende de la variable cinemática x .
- **Resolución finita:** la cantidad medida y está difuminada debido a la resolución finita (o limitada precisión de la medición) del detector.

Por lo tanto sólo hay una relación estadística entre la variable cinemática real x y la cantidad medida y . Matemáticamente, la relación entre la distribución $f(x)$ de la variable real x , que se determinará en un experimento, y la distribución medida $g(y)$ de la cantidad medida y está dada por la ecuación integral,

$$g(y) = \int R(y, x) f(x) dx \quad (4.1)$$

llamada ecuación integral de Fredholm de primera especie [7]. En la práctica, a menudo se debe agregar un término de fondo (medido o simulado) $b(y)$. La función resolución $R(y, x)$ representa el efecto del detector. Para un valor dado $x = x_0$, la función $R(y, x_0)$ describe la respuesta del detector en la variable y para un valor fijo x_0 . El proceso de determinación de la distribución $f(x)$ a partir de las distribuciones medidas $g(y)$ se llama “revelado”, y es un problema inverso. El revelado, por supuesto, requiere el conocimiento de la función resolución $R(y, x)$, i.e., todos los efectos de aceptación limitada y resolución finita. Además de las imperfecciones del detector, puede haber otros efectos que están fuera del control experimental, incluso con

un detector ideal. Un ejemplo son los efectos radiativos, que en los experimentos a menudo se corrigen con un corte en energía. Si la cantidad cinemática real se define a nivel de partones entonces aparecen otros efectos debido al proceso de fragmentación, esto es, el proceso por el cual los partones se convierten en hadrones. Todos estos efectos son de naturaleza estadística.

Para la solución numérica de la ecuación 4.1 las distribuciones deben estar representadas por un conjunto finito de parámetros. Una posibilidad es la de representar las distribuciones por histogramas, y la función de resolución por una matriz. La ecuación 4.1 puede ser representada por la ecuación matricial:

$$y = Rx. \quad (4.2)$$

Esta se resuelve para el vector x , dado el vector y (histograma de datos). El vector y con n elementos representa un histograma de la cantidad medida y , y la distribución $f(x)$ es representada por un histograma del vector x que en general es de m elementos. Las variables y y x pueden ser multidimensionales y los histogramas multidimensionales se pueden asignar a n -bin (x) y m -bin histogramas (y), respectivamente. La transición de x a y es descrita por la matriz R de $n \times m$ entradas. El elemento a_{ij} está relacionado con la probabilidad de observar una entrada en el bin i del histograma y , si el valor real x es del bin j del histograma x .

En los experimentos de física de altas energías los problemas son incluso más difíciles que en otros campos. Además la función de resolución $R(x, y)$ (o la matriz R) no es conocida analíticamente pero está representada por un conjunto de datos de una simulación Monte Carlo del proceso, basada en alguna distribución asumida $f_{MC}(x)$:

$$g_{MC}(y) = \int R(y, x) f_{MC}(x) dx, \quad (4.3)$$

y éste también está limitado estadísticamente.

Los métodos estándar para la solución de ecuaciones integrales o ecuaciones lineales no pueden ser usados en este caso, sin embargo un método simple como el llamado corrección bin-por-bin puede ser útil si las mediciones y están muy cerca de los valores reales x . Los métodos reales de revelado, tomando en cuenta todas las correlaciones, son esenciales si hay efectos grandes de transformación y resolución finita. Una solución x tiene que ser encontrada, con pequeñas desviaciones entre los elementos de Rx y los elementos del histograma \hat{y} realmente medido. Por ejemplo, en el método de “Maximum Likelihood” (Máxima semejanza [17]) se construye una función $F(x)$ como el logaritmo negativo de la función L de likelihood, la cual describe las relaciones estadísticas entre datos y resultados,

$$F(x) = -\log L(x, y, R) \quad (4.4)$$

y el mínimo de $F(x)$ está determinado. Algunos resultados altamente fluctuantes de x se deben a grandes correlaciones (negativas) entre los bins adyacentes y no son aceptables. El enfoque para conseguir una solución más razonable es imponer una medida de la suavidad en el resultado x ; este método es llamado regularización. Esta técnica fue propuesta independientemente por Phillips y por Thikonov [4]. Para una función $f(x)$, la integral del cuadrado de la segunda derivada

$$C(f) = \int \left(\frac{d^2 f}{dx^2} \right)^2 dx \quad (4.5)$$

es frecuentemente usada en la regularización, la cual en la versión linearizada del problema puede ser expresada por una forma cuadrática $C(x) = x^T C x$ con una matriz positiva C semidefinida (las derivadas son reemplazadas por diferencias finitas). Entonces la ecuación 4.4 se modifica a la forma

$$F(x) = -\log L(x, y, R) + \tau \times C(x) \quad (4.6)$$

donde τ es llamado parámetro de regularización. El resultado de la minimización de la función modificada $F(x)$ de la ecuación 4.4, se puede comparar con las predicciones teóricas. Sin embargo, es evidente que inevitablemente la regularización introduce un sesgo. La magnitud de la desviación depende del valor del

parámetro de regularización τ . Un valor muy grande daría lugar a una función lineal $f(x)$ o distribución x , respectivamente. Está claro que el método requiere un conocimiento a priori acerca de un comportamiento suave de $f(x)$. La función $f_{MC}(x)$ usada en la simulación Monte Carlo de la ecuación 4.3 es a menudo muy próximo al resultado final $f(x)$, es decir, la relación es más bien suave. Esto sugiere expresar $f(x)$ en la forma $f(x) = f_{MC}(x) \times f_{mult}(x)$ y reescribir la ecuación 4.1 en la forma

$$g(y) = \int [R(y, x) f_{MC}(x)] f_{mult}(x) dx. \quad (4.7)$$

La función $f_{MC}(x)$ puede ser absorbida en una redefinición de la matriz R y el vector x es interpretado como la discretización de la función suave esperada $f_{mult}(x)$. Con esta redefinición la ecuación 4.2 se mantiene sin cambios.

4.2. Multiplicidad de partículas cargadas

La multiplicidad de partículas cargadas es una de las propiedades básicas de colisiones hadrónicas de alta energía, ésta ha sido estudiada por muchos experimentos a diferentes energías. Por lo general, el estudio del espectro de multiplicidad de partículas cargadas está entre las primeras publicaciones de los experimentos, aunque posteriormente se vuelve a hacer esta medición, cuando se mejora la estadística y además se entiende mejor al detector. Por ejemplo, la Figura 4.1 muestra la distribución de multiplicidad en $|\eta| < 1$, para procesos inelásticos. Las mediciones hechas por el experimento ALICE [8, 6] son comparadas con las predicciones de los generadores Monte Carlo.

Las observables que se miden son la multiplicidad de partículas cargadas como una función de pseudorapidez $dN_{ch}/d\eta$ vs. η (o como una función de rapidez y) y la distribución de multiplicidad de partículas cargadas $P(N_{ch})$ vs. N_{ch} , generalmente se mide en un rango de pseudorapidez limitado, dependiendo de la aceptación del detector. Se pueden encontrar extrapolaciones para el espacio de fase completo en publicaciones pero esas extrapolaciones generalmente son modelo-dependientes debido a la aceptación limitada, especialmente de detectores modernos.

4.3. Revelado por minimización de χ^2

Dado un espectro real T , el espectro medido M puede ser calculado como:

$$M = RT. \quad (4.8)$$

Entonces, dado un espectro medido, el espectro real es formalmente calculado como sigue:

$$T = R^{-1}M. \quad (4.9)$$

Sin embargo, como vimos en la sección anterior, la obtención del espectro corregido no es tan trivial como lo sugiere 4.9. Por ello empleamos un método para hacer el revelado de la distribución de multiplicidad, en este trabajo se usa la minimización de una función χ^2 [11]. Dada la matriz de respuesta, esta función es una medida de que tan bien describe el espectro medido al espectro revelado. Se usa un programa de minimización para encontrar el espectro revelado que minimiza la función χ^2 . Esta función está definida de la siguiente manera:

$$\hat{\chi}^2(U) = \sum_m \left(\frac{M_m - \sum_t R_{mt} U_t}{e_m} \right)^2 \quad (4.10)$$

donde e_m es el error en la medición M , y U el espectro supuesto. Las ecuaciones 4.10 y 4.8 dan como resultado $\hat{\chi}^2(T) = 0$. Este método es una aproximación numérica a la ecuación 4.9 usando la inversa de la matriz de

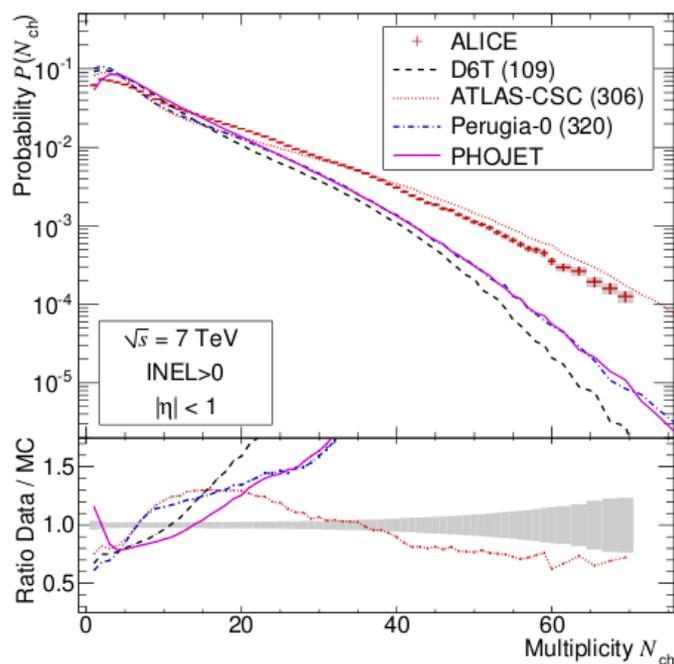


Figura 4.1: Medición de la distribución de multiplicidad en $|\eta| < 1$ para eventos inelásticos. Las barras de error de los datos representan el error estadístico mientras que las zonas sombreadas representan la incertidumbre sistemática. Los datos a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ son comparados con los generadores Monte Carlo Phojet [5] y Pythia6 [19]. La Figura se tomó de [13].

respuesta. Por lo tanto no es sorprendente que las fluctuaciones previamente mencionadas existan también en la solución encontrada por la minimización de χ^2 . De hecho el número de eventos es siempre finito y así no hay solución de U que satisfaga $\hat{\chi}^2(U) = 0$ exactamente. Como consecuencia no sólo el espectro real T minimiza esta función pues existen soluciones altamente fluctuantes que también van a satisfacer la igualdad. Evidentemente no es sencillo encontrar el espectro “correcto”.

En algunos casos el hecho que provoca que tales soluciones parezcan válidas es que el tamaño del bin usado en la matriz de respuesta es más pequeño que la resolución del detector: eventos con una multiplicidad real dada t se distribuyen sobre un rango de multiplicidades en la distribución observada. Una solución es agregar una restricción a la función χ^2 que favorece una cierta forma del espectro revelado:

$$\chi^2(U) = \hat{\chi}^2(U) + \beta P(U) \quad (4.11)$$

$P(U)$ es llamado el término de regularización. Este depende sólo del espectro revelado U (y no de R y M). β determina el peso que se da a la regularización con respecto al primer término que regula el acuerdo con la medición. Una mayor β dará lugar a un incremento de $\hat{\chi}^2$. Es necesario evaluar su valor óptimo, pero se puede enfatizar que generalmente un valor razonable de β ajusta los dos términos en la ecuación 4.11 de tal forma que el sesgo introducido sea despreciable comparado con el error estadístico de la medición. $\beta P(U)$ también es llamado *término de penalización*. Existen formas para verificar que la influencia del término de regularización no es dominante, las cuales serán discutidas en la siguiente sección. Existen muchas posibilidades para la elección de la regularización; por lo general, no deben ser usadas funciones específicas, de lo contrario es probable que el resultado buscado sea muy similar a lo que se ha supuesto. A continuación, presentamos un conjunto de funciones de regularización que se han usado y evaluado en este trabajo:

$$P(U) = \sum_t \left(\frac{U'_t}{U_t} \right)^2 = \sum_t \left(\frac{U_t - U_{t-1}}{U_t} \right)^2 \quad (4.12)$$

$$P(U) = \sum_t \left(\frac{U''_t}{U_t} \right)^2 = \sum_t \left(\frac{U_{t-1} - 2U_t + U_{t+1}}{U_t} \right)^2 \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} P(U) &= P(\hat{U} := \ln U) = \sum_t \left(\frac{\hat{U}''_t}{\hat{U}_t} \right)^2 \\ &= \sum_t \left(\frac{\ln U_{t-1} - 2 \ln U_t + \ln U_{t+1}}{\ln U_t} \right)^2 \end{aligned} \quad (4.14)$$

El uso de la ecuación 4.12 favorece una función constante. Por otro lado, se favorece una función lineal aplicando la ecuación 4.13, la cual también es llamada la mínima curvatura. La ecuación 4.14 está motivada por el hecho de que la distribución de multiplicidad tiene una forma aproximadamente exponencial a altas multiplicidades. El denominador se introduce en las ecuaciones (4.12-4.14) para asegurar la igualdad de pesos a lo largo del espectro cayendo abruptamente. Más adelante se mostrará cómo se evalúan las regularizaciones (4.12-4.14) y la influencia del parámetro de peso β .

Ajuste con funciones predefinidas

El número de parámetros libres en una minimización de χ^2 pueden ser reducidos significativamente usando una parametrización. Ésta puede ser elegida siguiendo un modelo de predicción o mediciones anteriores. En cualquier caso se supone a priori un conocimiento de la distribución. Así, este método sólo se puede utilizar para verificar una predicción del modelo, no para inferir propiedades potencialmente nuevas de las colisiones a una nueva energía.

4.4. Evaluación de los métodos de revelado

Debe ser demostrado que el método de revelado del espectro reproduce la distribución real. Sabemos que la distribución a altas multiplicidades es de tipo exponencial y se extiende sobre varios órdenes de magnitud. La distribución tiene que estar bien reproducida en todas las áreas incluyendo aquellas donde la pendiente cambia y en la región de estadística limitada. Para ello se utilizan los eventos simulados, donde la distribución de entrada es conocida. Se usa un conjunto de eventos diferente al usado para generar la matriz de respuesta para permitir la independencia estadística de las muestras. En caso contrario estos eventos seguirían la misma distribución MC y no se demostraría que el método también funciona cuando la verdadera distribución tiene una forma diferente. Para demostrar que el resultado no tiene sesgo, se ha utilizado un generador MC diferente para las distribuciones de entrada arbitrarias. Se obtiene la “medida de distribución” (que estaría dada por una distribución arbitraria de entrada) por una muestra aleatoria regida por la función que resulta de la multiplicación de la distribución de entrada y la matriz de respuesta, es decir la ecuación 4.8.

4.4.1. Medida del desempeño

Como un primer indicio de la corrección, la distribución “revelada” puede ser comparada con la distribución real “a ojo”. Sin embargo, con el fin de encontrar valores óptimos para los parámetros libres, se necesita definir una medida del desempeño para la comparación entre la distribución revelada y la distribución real. La calidad del resultado puede ser descrita por la diferencia entre la distribución real y la revelada, la cual es una función de la multiplicidad. La medida del desempeño puede ser definida como

$$Q_1 = \sum_{t=0}^n \frac{1}{\Delta_t + 1} \left| \frac{T_t - U_t}{e_t} \right| \quad t = \{t_j\}, j = \{0, 1, \dots, n\} \quad \Delta_t = t_j - t_{j-1} \quad (4.15)$$

con la distribución revelada U y la distribución real T (con error e_t). La suma no está en la cuadratura para no sobrevalorar el efecto de las desviaciones en los bins individuales. Q_1 es normalizada para permitir la comparación de los resultados en dos regiones con diferente número de bins. En otras palabras, Q_1 es el promedio de las diferencias de dos distribuciones dentro de una región de cierta multiplicidad.

El desempeño de los métodos de revelado en diferentes regiones de la distribución depende de su forma. Esto se debe principalmente a que la regularización prefiere un cierto tipo de función y al número disponible de eventos. Además, es interesante evaluar los residuos entre las distribuciones medidas y la distribución corregida con la matriz de respuesta. Éstos están definidos por:

$$\frac{M_m - \sum_t R_{mt} U_t}{e_m} \quad (4.16)$$

para la distribución medida M con error e_m y distribución corregida U . Si la única razón distinta de cero es la incertidumbre estadística, su distribución debe ser una función Gaussiana con ancho 1. Su suma al cuadrado corresponde a la parte de la función χ^2 que describe la diferencia respecto al espectro medido y define un segundo criterio de desempeño:

$$Q_2 = \sum_m \left(\frac{M_m - \sum_t R_{mt} U_t}{e_m} \right)^2. \quad (4.17)$$

En la minimización de χ^2 este término describe la influencia del término de regularización. Si Q_2 es del orden del número de grados de libertad (el número de bins en el espectro medido), la influencia de la regularización no excede la incertidumbre estadística [4]. Los residuos también pueden ser calculados con datos reales e indican si el proceso de revelado se ha realizado correctamente.

Capítulo 5

Revelado de la distribución de multiplicidad

En este capítulo se van a discutir los aspectos más relevantes del análisis de datos Monte Carlo (MC). Entre estos destacan: los cortes aplicados a nivel evento y a nivel traza con el fin de garantizar la calidad de los datos a analizar. Estos criterios son los que se usan en la Colaboración ALICE en el análisis de datos reales. Luego se discute la necesidad de hacer la corrección de dicho espectro, durante tal exposición se mostrarán las matrices de respuesta usadas. Después se presentan los resultados al aplicar este método a eventos reconstruidos, finalmente se evaluará el método.

5.1. Análisis de datos

En el experimento ALICE se graban eventos de sesgo mínimo (MB por sus siglas en inglés). Como ya se expuso en capítulos anteriores esto se hace usando una configuración especial de los detectores VZERO y SPD. En datos reales se tienen muestras de eventos a energías en centro de masa de la colisión: $\sqrt{s} = 0.9$ y 7 TeV (grabadas en 2010) y a $\sqrt{s} = 2,76$ TeV (grabadas en 2011). Los eventos se registran dividiéndolos en corridas, cada corrida corresponde a una configuración específica de los detectores y es por ello que se hacen simulaciones MC que incluyen las configuraciones de los detectores usadas en ese momento. Generalmente se simulan dos conjuntos de datos correspondientes a la misma corrida, éstos difieren en el generador usado, dicho modelo de generación puede ser Pythia o Phojet. En este trabajo se usarán simulaciones de colisiones a $\sqrt{s} = 7$ TeV, generadas con Pythia6 ajuste Perugia-0 [20] y Phojet [5]. Se analizaron ~ 8 millones de eventos producidos con cada generador.

La posición del vértice de interacción es reconstruida usando una correlación entre los puntos reconstruidos en las capas del detector pixelar de silicio. La resolución del vértice lograda depende de la multiplicidad de trazas, y es típicamente de 0.1-0.3 mm y de 0.2-0.5 mm en las direcciones longitudinal y transversal, respectivamente. Los eventos son aceptados si su posición longitudinal del vértice (z_v) satisface $|z_v - z_0| < 10$ cm, donde z_0 es la posición nominal del vértice [14].

Para rechazar eventos ruidosos relacionados con el haz se usa el detector VZERO que consiste de dos hodoscopios centelladores localizados en la dirección del haz. Cada detector está segmentado en 32 contadores de centelleo que están dispuestos en cuatro aros alrededor del conducto del haz. Ellos están localizados a distancias de $z = 3.3$ m y $z = -0.9$ m desde la posición nominal del punto de interacción y cubren un rango en rapidez de $2.8 < \eta < 5.1$ y $-3.7 < \eta < -1.7$, respectivamente.

Como ejemplo, la Figura 5.1 muestra los tiempos de arribo de partículas relativo al “tiempo cero”. Note

que en general varias partículas son registradas en cada evento. Las partículas que golpean el detector antes del cruce de los haces tienen tiempos negativos de arriba y son típicamente debido a las interacciones que tienen lugar fuera de la región central de ALICE.

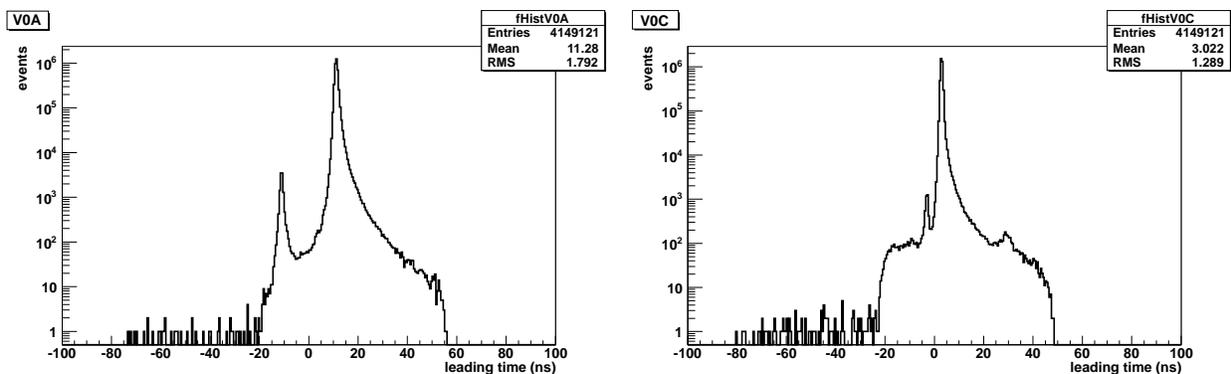


Figura 5.1: Tiempo de arribo de partículas en los detectores VZERO relativo al tiempo de cruce del haz (tiempo cero). Hay una señal visible de eventos relacionados con interacciones del haz con gas y de gas con el halo, esto se ven como un pico secundario en VZERO-A (panel izquierdo) y VZERO-C (panel derecho).

El sistema de disparo requiere de un “golpe” en uno de los contadores VZERO o en el detector SPD. Además de una coincidencia con las señales de los dos contadores de arribo de los haces, uno en cada lado de la región de interacción que indica la presencia del paso de montones de protones [14]. Esto resulta muy importante en el análisis de datos reales pues solo debemos analizar eventos en los que estamos seguros de que hubo colisión.

5.1.1. Selección de Eventos Físicos

La selección de eventos físicos se hace a nivel “off-line level”, es decir usando software. Básicamente consiste en seleccionar eventos que tienen el tipo correcto, *i. e.* eventos físicos marcados durante la toma de datos (“on-line level”) y disparo de interacción (*i. e.* disparo en los cruces de haces). También, los eventos deben satisfacer la condición de disparo a nivel on-line (recalculadas usando las señales off-line). Los eventos no deben de ser marcados como interacciones haz-gas por V0A o V0C (o por el corte basado en la correlación del número de clusters en el SPD *vs.* tracklets¹ que rechaza los eventos de salpicadura. La Figura 5.2 muestra un ejemplo típico de este tipo de eventos en los cuales no hay vértice primario y solo se registran puntos reconstruidos salpicados en el SPD.).

5.1.2. Selección de trazas primarias

En este análisis se usan dos tipos de trazas: globales y de TPC. En las primeras se incluye la información de todos los detectores activados durante la toma de datos, mientras que en las segundas sólo se toman los parámetros de la TPC. En ambos casos se aplican cortes para seleccionar solamente partículas primarias. Dado que se analizaron estructuras de ROOT llamadas “árboles”, solo se grabó la mínima información, para lograrlo se pusieron en el árbol trazas con $p_T > 0.5$ GeV/c en $|\eta| < 0.8$. La justificación para hacer esta preselección es que no cuento con un certificado para hacer análisis usando toda la estadística disponible a través de GRID². Los resultados usando ambos conjuntos de trazas deben de ser los mismos si todo el

¹Los tracklets resultan de correlacionar los golpes en las dos capas del SPD.

²GRID es un término que se refiere a los recursos de cómputo de múltiples dominios administrativos para alcanzar un objetivo común. La GRID puede ser entendida como un sistema distribuido con cargas de trabajo no interactivas que involucran un gran número de archivos.

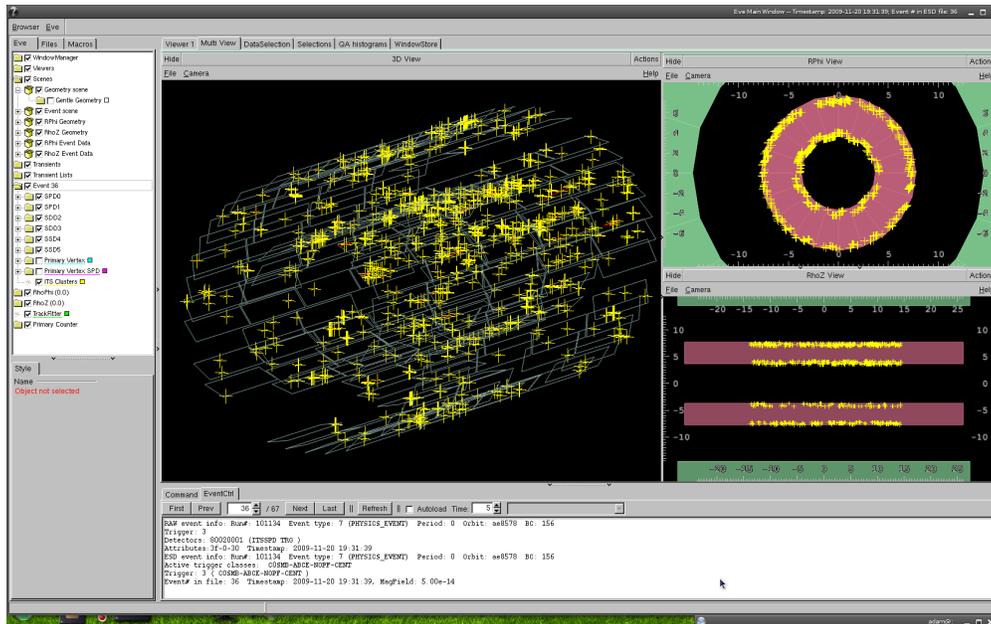


Figura 5.2: Evento de salpicadura rechazado por la selección de eventos físicos a nivel off-line. Las marcas amarillas indican puntos reconstruidos por el SPD. Vea que este evento carece de vértice primario reconstruido, los puntos solo lucen como salpicados en la dirección longitudinal.

procedimiento es correcto.

Para garantizar la calidad en la selección de trazas globales, se aplican los siguientes cortes:

- Al menos 70 puntos reconstruidos en la TPC.
- El valor de la χ^2 por cluster en la TPC usado para ajustar el momento debe de ser menor que 4.
- Rechazo de partículas secundarias provenientes de “kinks”³.
- Se requiere un reajuste en TPC e ITS.

Para la selección de trazas primarias la distancia de mínimo acercamiento de las trazas con respecto al vértice primario reconstruido en el plano perpendicular al eje del haz, d_0 , debe satisfacer $d_0 \leq 7(0,0350 + \frac{0,0420}{p_T^{0,9}})$ (p_T en GeV/c). Este es ajustado para seleccionar partículas primarias cargadas con alta eficiencia y para minimizar la contribución de decaimientos débiles, conversiones e interacciones hadrónicas secundarias en el detector. La Figura 5.3 muestra la estimación de la resolución del parámetro de impacto transversal, obtenido de las trazas que satisfacen esta selección. Para cada traza, su parámetro de impacto es estimado con respecto al vértice primario reconstruido. El vértice primario fue reconstruido usando la contricción al haz. La resolución del parámetro de impacto que resulta es la convolución de las resoluciones traza-posición y la del vértice primario. Los datos corresponden a colisiones p-p a $\sqrt{s} = 0.9$ TeV.

Por otro lado, la selección de trazas de la TPC satisfacen los siguientes cortes:

- Los parámetros deben de corresponder a los medidos por la TPC.

³Se caracterizan por que aparecen dos trazas de la misma carga con un pequeño ángulo de distancia entre ellos, pueden ir acompañados por objetos neutros en carga detectables

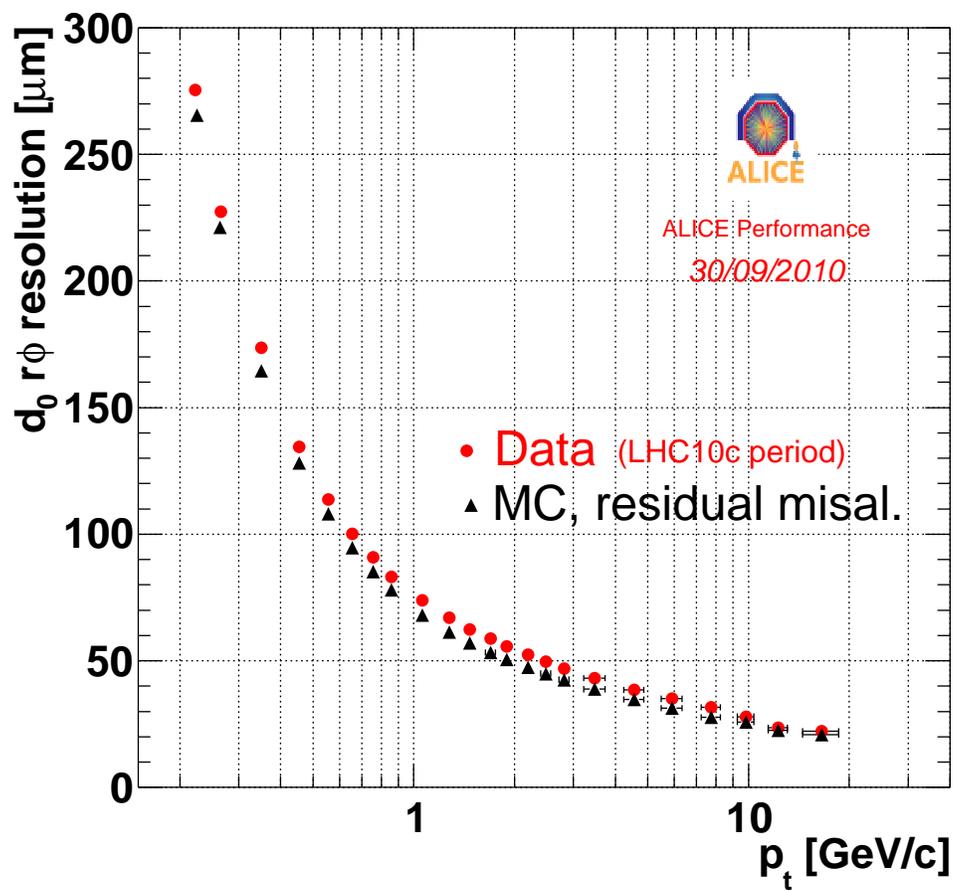


Figura 5.3: Estimación de la resolución del parámetro de impacto transversal, obtenido de las trazas globales primarias. Los resultados se muestran para datos de colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 0.9$ TeV.

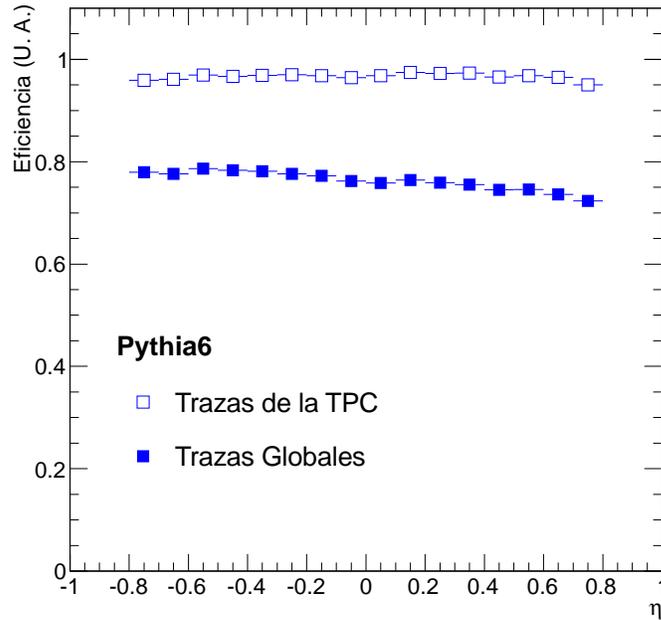


Figura 5.4: Eficiencia en la selección de trazas primarias en función de la pseudorapidez para dos clases de trazas: globales (puntos rellenos) y solo de la TPC (puntos vacíos). El cálculo se hizo usando simulaciones de colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV, éstas fueron generadas con Pythia6 (ajuste Perugia0), las partículas tienen un p_{rmT} mayor que 500 MeV/c.

- Las trazas deben de estar constreñidas al vértice primario.
- Al menos 70 puntos reconstruidos en la TPC.
- El valor de la χ^2 por cluster en la TPC usado para ajustar el momento debe de ser menor que 4.
- La distancia de mínimo acercamiento de la traza al vértice primario debe de ser menor que 3.2 cm en la dirección longitudinal y menor que 2.4 cm en la dirección transversal.

La Figura 5.4 muestra la eficiencia en función de la pseudorapidez para trazas primarias seleccionadas usando los criterios que se discutieron arriba. Note que para trazas de la TPC, esta alcanza el 97% y es uniforme en todo el rango de η , mientras que para las trazas globales, la máxima eficiencia es de $\sim 80\%$ y no es simétrica en todo el rango de η , pues para valores positivos de η la eficiencia cae hasta en un $\sim 70\%$. Esto se calculó usando simulaciones MC generadas con Pythia6, ajuste Perugia-0. Recuerde que hay un corte en momento transversal de las trazas: $p_T > 0.5$ GeV/c.

En la Figura 5.5 se muestra la eficiencia para la reconstrucción de trazas primarias en función del ángulo azimutal, vea que usando trazas globales ésta no es uniforme, de hecho hay regiones en las que la eficiencia es menor del $\sim 10\%$, esto se debe a que se piden puntos reconstruidos en el SPD y hasta ahora se sabe que hay varios sectores muertos del detector. Usando trazas de la TPC, la eficiencia alcanza el 97% y es uniforme en ϕ .

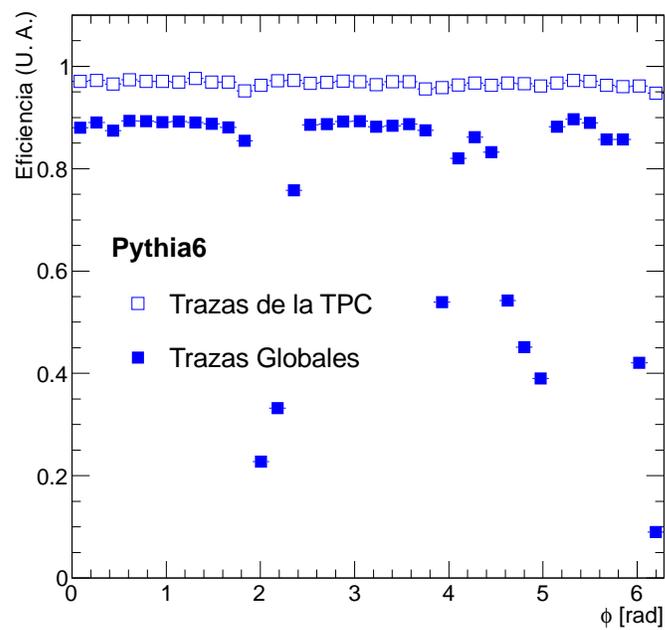


Figura 5.5: Eficiencia en la selección de trazas primarias en función del ángulo azimutal para dos clases de trazas: globales (puntos rellenos) y solo de la TPC (puntos vacíos). El cálculo se hizo usando simulaciones de colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV, éstas fueron generadas con Pythia6 (ajuste Perugia0), las partículas tienen un p_{rmT} mayor que 500 MeV/c.

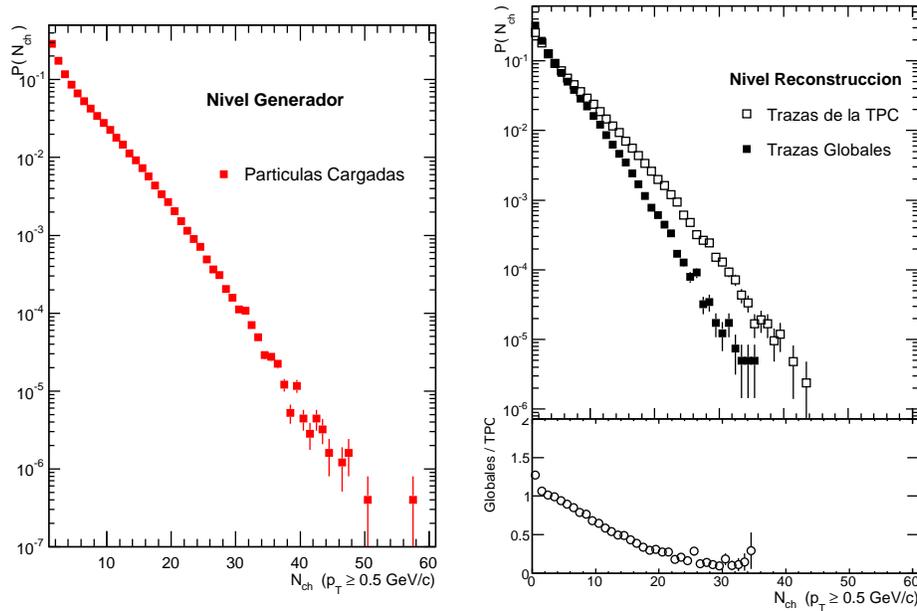


Figura 5.6: Distribución de multiplicidad verdadera (panel izquierdo), es decir a nivel generador sin requerimientos de disparo o vértice reconstruido. Se cuentan solo partículas MC cargadas en $|\eta| < 0.8$ y $p_T \geq 500$ MeV/c. En el panel derecho se muestra la distribución de multiplicidad medida la cual fue estimada usando dos conjuntos de trazas: globales (puntos rellenos) y solo de la TPC (puntos vacíos). Vea que ambas distribuciones difiere entre si.

5.2. Minimización de χ^2 en la distribución de multiplicidad

Como ya discutimos en los capítulos anteriores, es necesario implementar un método que nos permita minimizar los efectos del detector en las distribuciones de las observables físicas de interés. Como ejemplo en esta tesis vamos a abordar la multiplicidad de partículas cargadas primarias medidas por ALICE. En colisiones p-p, la Figura 5.6 muestra la distribución de multiplicidad a nivel generador (panel izquierdo) y las distribuciones de multiplicidad estimada usando los dos conjuntos de trazas mencionadas en la sección precedente. La figura fue producida usando simulaciones de colisiones p-p a 7 TeV generadas con Pythia6.

En adelante para producir los espectros corregidos se usará el programa de minimización MINUIT [1].

El propósito de este trabajo es aplicar el método de minimización de χ^2 con término de regularización para corregir las distribuciones del panel derecho y recuperar la distribución del lado izquierdo. El objeto más importante para tal propósito es la matriz de respuesta del detector.

5.2.1. Matriz de respuesta del detector

Los elementos de la matriz de respuesta, R_{mt} , están asociados con la probabilidad de que un evento con multiplicidad verdadera N_v , sea medido como un evento cuya multiplicidad medida es N_m . El éxito del método recae en la calidad de la simulación de los datos reales. Debemos de entender perfectamente bien al detector para confiar en la calidad de los resultados y luego en la interpretación de los mismos. Aunque este análisis es a nivel MC, vale la pena resaltar el hecho de que el acuerdo entre los eventos reales y el MC. La

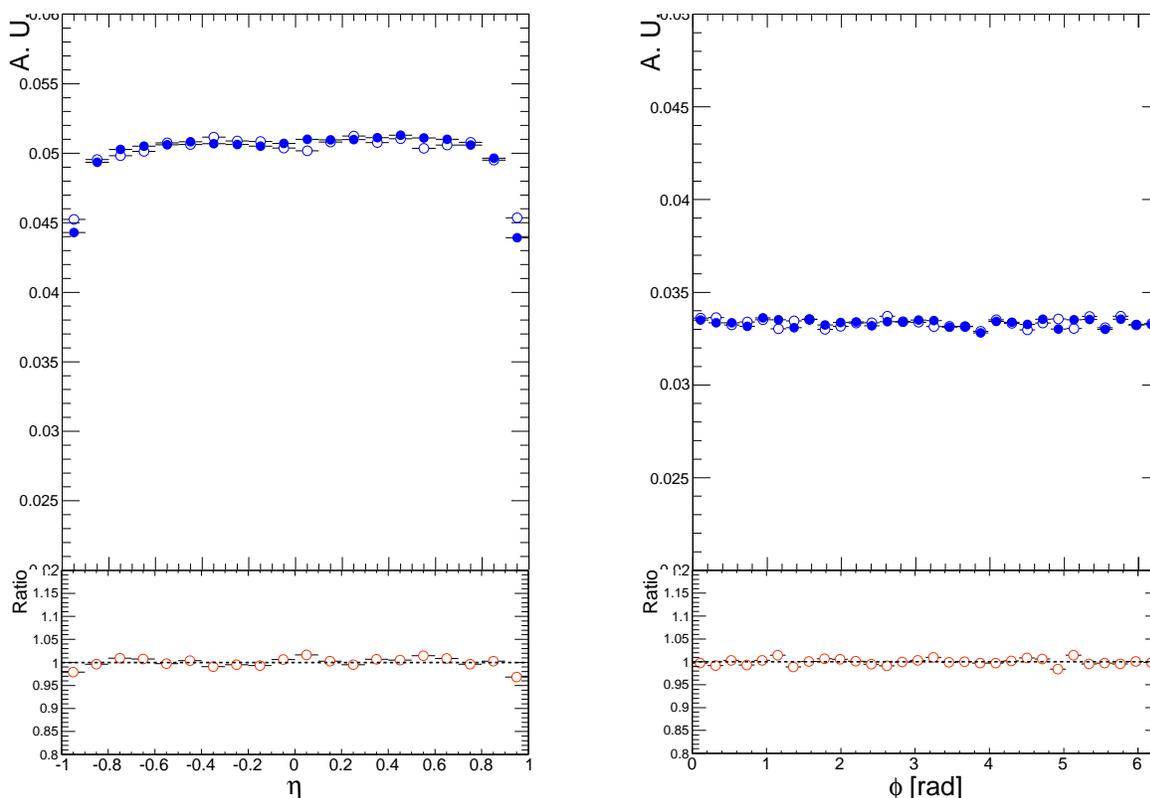


Figura 5.7: Distribuciones de pseudorapidez (izquierda) y de ángulo azimutal (derecha) para trazas primarias de la TPC: MC (puntos vacíos), datos reales (puntos rellenos). Cada gráfica ilustra el buen acuerdo entre datos y MC.

Figura 5.7 muestra las distribuciones de pseudorapidez y del ángulo azimutal de trazas de la TPC. Las trazas medidas en eventos reales son comparadas con trazas MC, en ambos casos se aplicaron los mismos cortes.

Matriz de respuesta con trazas globales

Para calcular la matriz de respuesta se llenan histogramas en dos dimensiones, en el eje horizontal se grafica la multiplicidad verdadera, es decir considerando partículas Monte Carlo primarias cargadas en $|\eta| \leq 0.8$ con $p_T \geq 0.5$ GeV/c, en el eje vertical se grafica la multiplicidad estimada usando trazas que satisfacen los cortes para seleccionar trazas primarias (además de $|\eta| \leq 0.8$ con $p_T \geq 0.5$ GeV/c), los parámetros usados son los globales. Una vez hecho esto, en cada bin de multiplicidad verdadera se hace una normalización respecto al número de eventos en dicho bin. En ambos casos se aplican los cortes a nivel evento discutidos al inicio. La Figura 5.8 muestra las matrices de respuesta calculadas usando Pythia6 (panel izquierdo) y Phojet (panel derecho). Vea que aunque la multiplicidad producida por Phojet es menor que la producida por Pythia6, ambas matrices de respuesta son perfectamente compatibles. Esto se debe a que solo nos ocupamos por la respuesta del detector, de hecho estas matrices en principio deben de ser independientes de la energía de colisión.

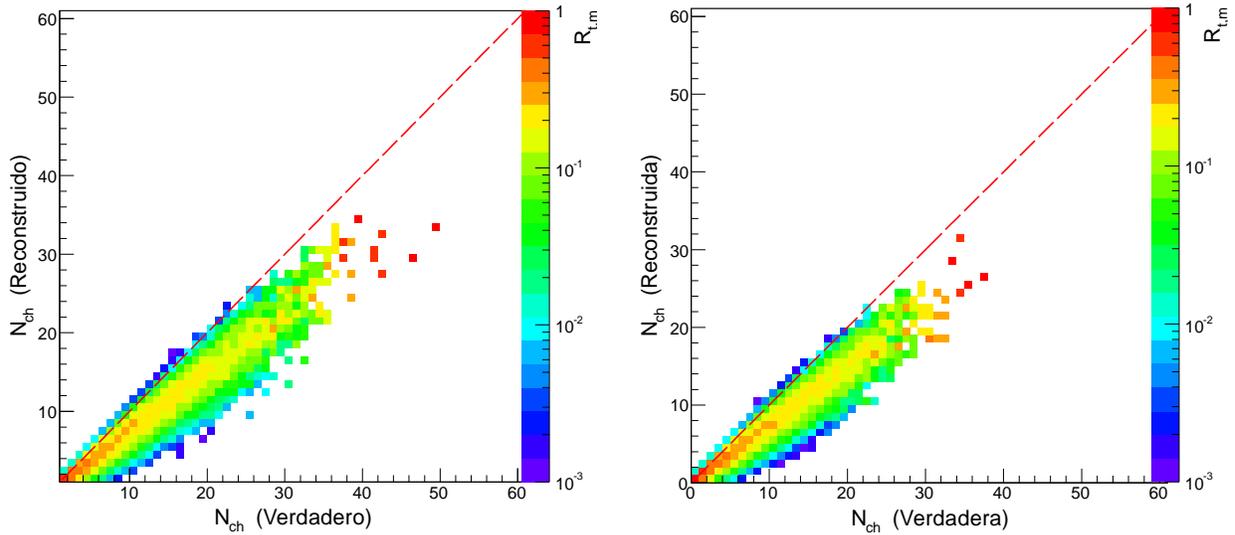


Figura 5.8: Matrices de respuesta para la multiplicidad de partículas primarias cargadas calculadas usando trazas globales. Se muestran los resultados al usar el generador de eventos Pythia6 (panel izquierdo) y Phojet (Panel derecho). A nivel traza y partícula MC se aplican los cortes: $|\eta| \leq 0.8$, $p_T \geq 0.5$ GeV/c.

Matriz de respuesta con trazas de la TPC

La Figura 5.9 muestra las matrices de respuesta calculadas usando Pythia6 (panel izquierdo) y Phojet (panel derecho). En este caso se usan trazas de la TPC. En este caso la correlación entre multiplicidades verdadera y medida se parece más a una recta a $\pi/4$, mientras que en el caso de trazas globales la pendiente es menor. Esto se debe a que la eficiencia para seleccionar trazas globales está por debajo de la eficiencia en la selección de trazas primarias de la TPC.

En adelante cuando diga *e. g.* “Pythia6 corregido con Phojet” me referiré a que usé la distribución de multiplicidad calculada con trazas primarias, dicha simulación es obtenida usando Pythia6. Luego la distribución es corregida usando la matriz de respuesta calculada usando el generador de eventos Phojet.

5.2.2. Evaluación del método: “Phojet corregido con Pythia6”

En esta sección se muestra el cálculo de los parámetros Q_1 y Q_2 , ambos son extraídos de acuerdo con las expresiones de las ecuaciones 4.15 y 4.17. Las cantidades se usan para obtener la mejor función de regularización con su respectivo peso. Para entender el funcionamiento del método en diferentes regiones del espectro de multiplicidad, $Q_{1,2}$ se calculan en los siguientes intervalos:

- Rango completo: $N_{ch} \geq 1$.
- Alta estadística: $N_{ch} \leq 21$.
- Baja estadística: $N_{ch} > 21$.

Q_1 mide las diferencias entre los espectros real y corregido. La Figura 5.10 muestra Q_1 en función de β , donde β es el peso que se da a la regularización. En este caso se analizaron los efectos de las funciones: lineal,

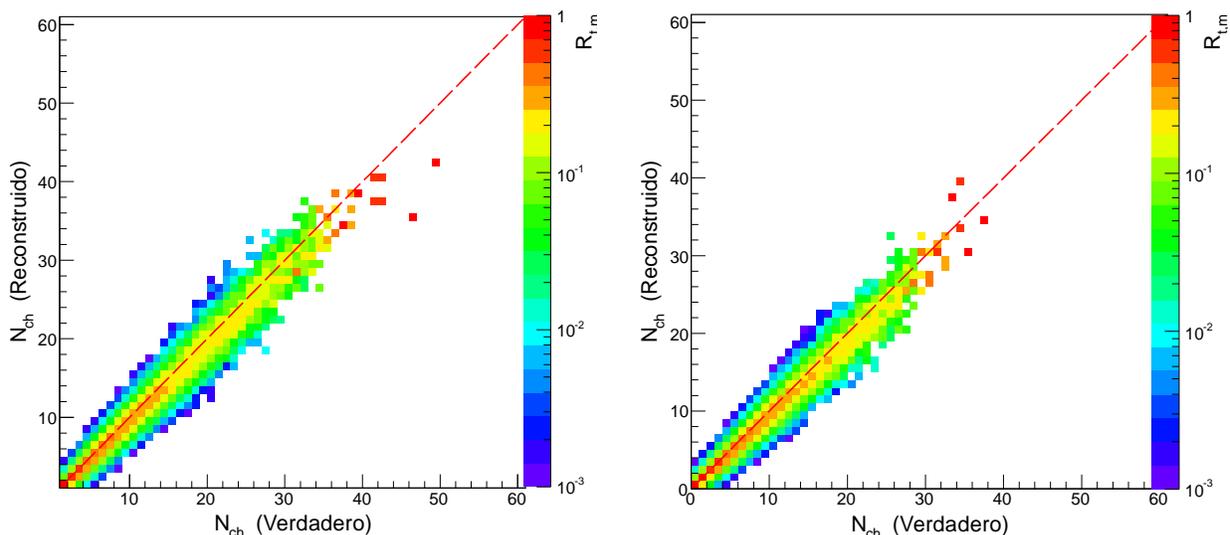


Figura 5.9: Matrices de respuesta para la multiplicidad de partículas primarias cargadas calculadas usando trazas de la TPC. Se muestran los resultados al usar el generador de eventos Pythia6 (panel izquierdo) y Phojet (Panel derecho). A nivel traza y partícula MC se aplican los cortes: $|\eta| \leq 0.8$, $p_T \geq 0.5$ GeV/c.

logarítmica, constante, curvatura y cuando no se pone regularización. El parámetro β se dejó correr desde 0.1 hasta 10^4 . En este caso el espectro de entrada fue calculado usando trazas globales primarias. En el panel izquierdo se muestra el resultado en la región de alta estadística y en el derecho la de baja estadística.

Dos mínimos son observados en ambos intervalos de multiplicidad, el primero es para una función constante con peso 10; el segundo corresponde a la función logarítmica con peso 100.

Ahora analizamos el intervalo completo de multiplicidad, es decir $N_{ch} \geq 1$, note que seguimos utilizando trazas globales. El panel izquierdo de la Figura 5.11 muestra Q_1 vs. β , al igual que en el análisis anterior, se evidencian dos mínimos que coinciden con los observados en los intervalos que ya discutimos. Hasta este momento tenemos dos conjuntos candidatos. Sin embargo, conviene estudiar Q_2 vs. β ya que éste está asociado con el efecto de la función de regularización en las incertidumbres sistemáticas. Sabemos que si Q_2 es del orden del número de grados de libertad, *i. e.* número de bins en el espectro medido; entonces la incertidumbre asociada a la función de regularización no excede al error estadístico. El panel derecho de la Figura 5.11 muestra Q_2 vs. β , es interesante ver que las funciones de regularización constante y logarítmica con pesos hasta $\beta \sim 10$ da un $Q_2 \sim 30$, las demás funciones de regularización producen un $Q_2 > 100$. Para $\beta > 10$, el Q_2 de la función constante crece a valores mayores que 100, mientras que para la función logarítmica éste se mantiene por debajo de 100. Dado que tenemos del orden de 30 bins de multiplicidad, deberíamos elegir una función que dé la menor Q_2 pero del orden de 30. Por lo tanto, hasta el momento la mejor elección es una función logarítmica con peso 100.

En este tipo de análisis debemos de ser muy cuidadosos y hacer comprobaciones de distintas maneras, es por eso que repetimos el procedimiento usando trazas de la TPC. En este caso alcanzamos una mayor multiplicidad medida, pues usando trazas globales tuvimos 28 bins y en este caso hay 30. La razón ya fue expuesta en secciones precedentes.

La Figura 5.12 muestra Q_1 en función de β , donde β es el peso que se da a la regularización. Como en el caso anterior se analizaron los efectos de las funciones: lineal, logarítmica, constante, curvatura y cuando no se pone regularización. En el panel izquierdo se muestra el resultado en la región de alta estadística y en el

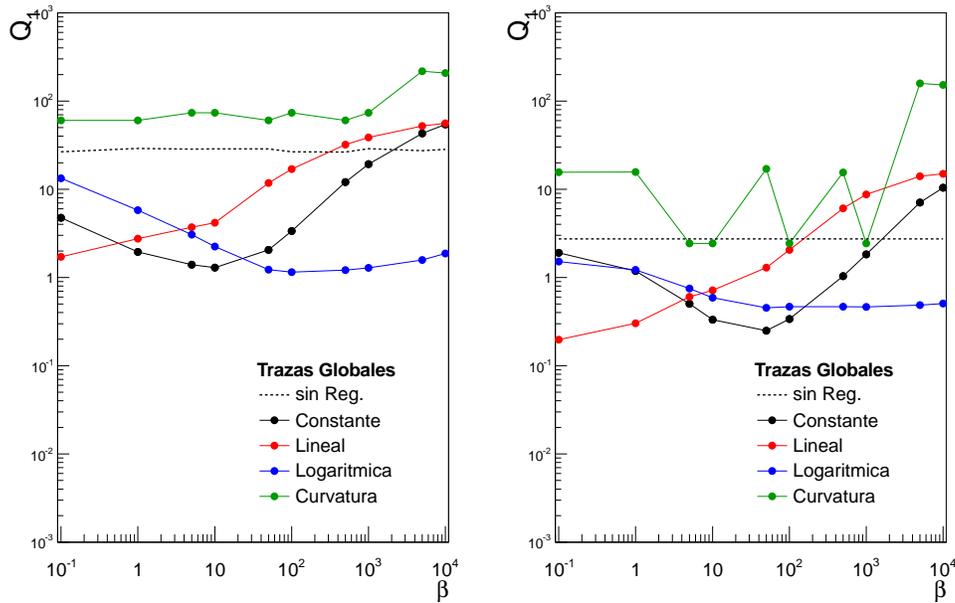


Figura 5.10: Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias globales: “Phojet corregido con Pythia6”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β en los intervalos de multiplicidad: $N_{ch} \leq 21$ (panel izquierdo) y $N_{ch} > 21$ (panel derecho).

derecho la de baja estadística.

La Figura 5.13, muestra Q_1 (panel izquierdo) y Q_2 (panel derecho) en función de β tomando en cuenta el rango completo de multiplicidad. Note que ambos resultados, es decir con trazas globales y solo de la TPC, son consistentes.

Pero no sabemos si esto es un efecto del modelo usado en la producción de eventos, lo que nos haría felices sería el hecho de que al cambiar el modelo de interacciones hadrónicas los resultados siguiesen siendo los mismos, es decir no dependientes del modelo. Es por ello que el siguiente paso es evaluar el procedimiento corrigiendo Pythia6 con Phojet.

5.2.3. Evaluación del método: “Pythia6 corregido con Phojet”

Volvemos a calcular Q_1 en función de β para el caso en el que eventos simulados con Pythia6 son corregidos usando eventos simulados con Phojet. Esto se muestra en la Figura 5.14, se usan trazas globales y Q_1 se calcula en las regiones de alta (panel izquierdo) y baja estadística (panel derecho).

También se analiza el caso en el que se cubre todo el rango de multiplicidad, esto se muestra en el panel izquierdo de la Figura 5.15, mientras que en el panel derecho aparece la gráfica Q_2 vs. β . Las gráficas análogas usando trazas de la TPC se muestran en las Figuras: 5.16 y 5.17.

5.3. Distribución de multiplicidad después del revelado

Para ilustrar el papel de la función de regularización en los resultados, consideremos el caso en el que fijamos el peso en 100 y variamos la función de regularización. La Figura 5.18 muestra la distribución de

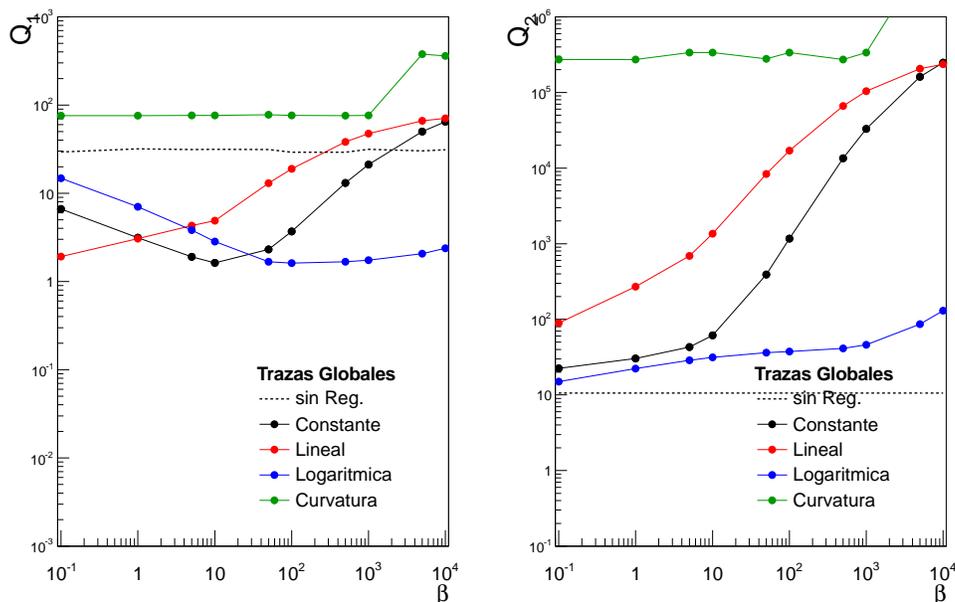


Figura 5.11: Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias globales: “Phojet corregido con Pythia6”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β (panel izquierdo) y Q_2 en función de β (panel derecho) para una multiplicidad mayor o igual a 1.

multiplicidad usando trazas de la TPC, en este caso tomamos los histogramas: “Pythia6 corregido con Phojet”. Llama la atención el hecho de que las funciones logarítmica y constante producen espectros más suaves que el resto de los ejemplos. Más aún, esta gráfica también nos dice que la regularización es muy importante pues en caso contrario se encuentran soluciones altamente fluctuantes como la que aparece en la figura.

Ahora vamos a pasar a comparar el espectro real (a nivel generador) con el mejor espectro corregido. Vimos en la sección pasada que la función logarítmica con peso 100 da mínimos en Q_1 y Q_2 , más aún, Q_2 siempre es menor que 100, de hecho en un amplio intervalo de beta (hasta ~ 1000) Q_2 es del orden del número de bins en la distribución medida. Este hecho es de suma importancia para reducir el efecto sistemático debido a la elección de la función de regularización [3]. La Figura 5.19 muestra una comparación entre la distribución de multiplicidad verdadera, la medida sin corregir y la distribución corregida. Los resultados corresponden a “Phojet corregido con Pythia6”, además aparecen los resultados al analizar trazas primarias globales (panel izquierdo) y trazas primarias de la TPC (panel derecho). Asimismo se grafica la razón del espectro verdadero al corregido, las distribuciones están normalizadas a uno. En la razón se dibuja una banda gris que corresponde a una diferencia de $\pm 15\%$. Vea que la razón es muy cercana a uno y muy estable en el rango completo de multiplicidad, quizá exceptuando los últimos bins en los que aparecen fluctuaciones estadísticas grandes. Si vemos el espectro de multiplicidad medido sin corregir es evidente que las diferencias entre el verdadero y éste son muy grandes, especialmente si trabajamos con trazas globales.

Para completar este estudio, la Figura 5.20 muestra el resultado análogo si corregimos Pythia6 con Phojet. Obviamente utilizamos la función de regularización logarítmica con peso 100.

El resultado nos dice que este método es independiente del modelo que se use, lo cual nos va a ayudar pues no se tiene una teoría efectiva que describa completamente las interacciones p-p de sesgo mínimo, de hecho los modelos que hemos usado tienen dos componentes una que resulta exitosa en describir los procesos en los que hay dispersiones con alta transferencia de momento transversal entre los llamados partones (quarks y gluones) y otra que es meramente fenomenológica para describir el ambiente de partículas de bajo momento

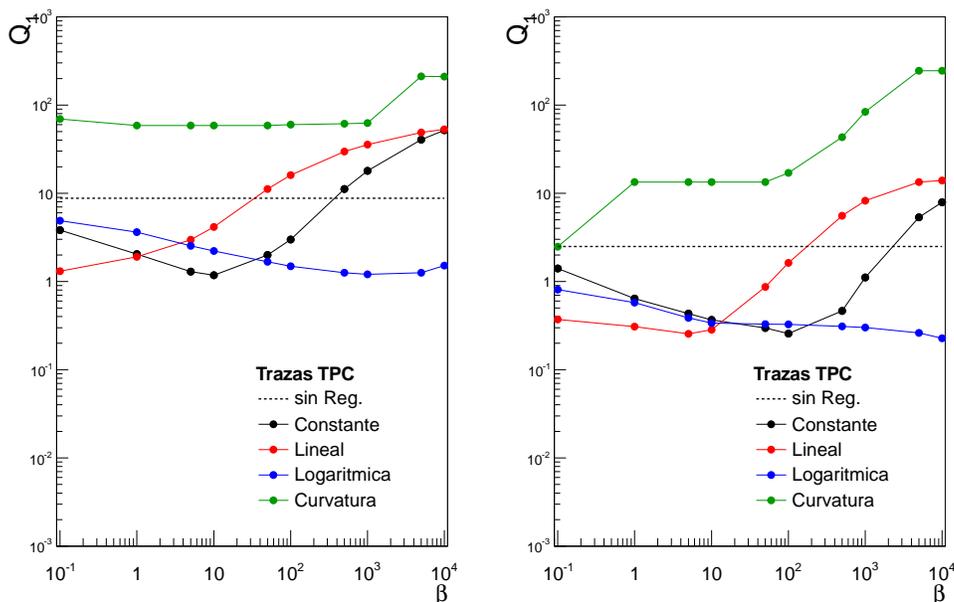


Figura 5.12: Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas de la TPC: “Phojet corregido con Pythia6”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β en los intervalos de multiplicidad: $N_{ch} \leq 21$ (panel izquierdo) y $N_{ch} > 21$ (panel derecho).

producidas por: radiación de estado inicial, radiación de estado final, remanentes del haz y posiblemente de interacciones múltiples de partones. En la práctica, como no tenemos un modelo que describa exactamente lo que pasa en este tipo de interacciones debemos asegurarnos de que nuestros métodos de corrección dependan débilmente en el modelo o en el mejor de los casos que sea independiente de éste.

Por lo tanto, nuestro algoritmo funciona y ha pasado diferentes pruebas. De hecho este resultado es muy general y podríamos reducir el corte en el p_T de las partículas y el método seguiría funcionando. Además, es posible jugar con otras observables de tal manera que se puedan corregir utilizando este tipo de aproximaciones.

5.4. Eficiencia del mecanismo de “disparo”

Hasta el paso anterior hemos corregido la distribución de multiplicidad de tal manera que ésta tiene un sesgo debido al sistema de disparo. La pregunta a responder es como afecta el mecanismo de disparo a la distribución de interés. Para estimar este efecto nuevamente usamos la simulación Monte Carlo, en ella incorporamos la condición de disparo que dice: **registramos el evento si y solo si tenemos señales en el detector VZERO o en el SPD (al menos un cluster)**. Además si los tiempos de arribo de la carga en el VZERO no corresponden con interacciones del haz con el halo o con el gas, esto queda incluido en la selección de eventos físicos off-line que ya hemos expuesto. Para obtener el factor de corrección por eficiencia dividimos la distribución de multiplicidad a nivel generador (sin la condición del trigger) entre la distribución a nivel generador (si y solo si se satisface la condición del trigger). En realidad, este factor también incluye el efecto del vértice, pero es muy pequeño dado que requerimos al menos una traza con $p_T \geq 0.5$ GeV/c en $|\eta| \leq 0.8$.

Como ejemplo, la Figura 5.21 muestra una comparación de las distribuciones de multiplicidad a nivel

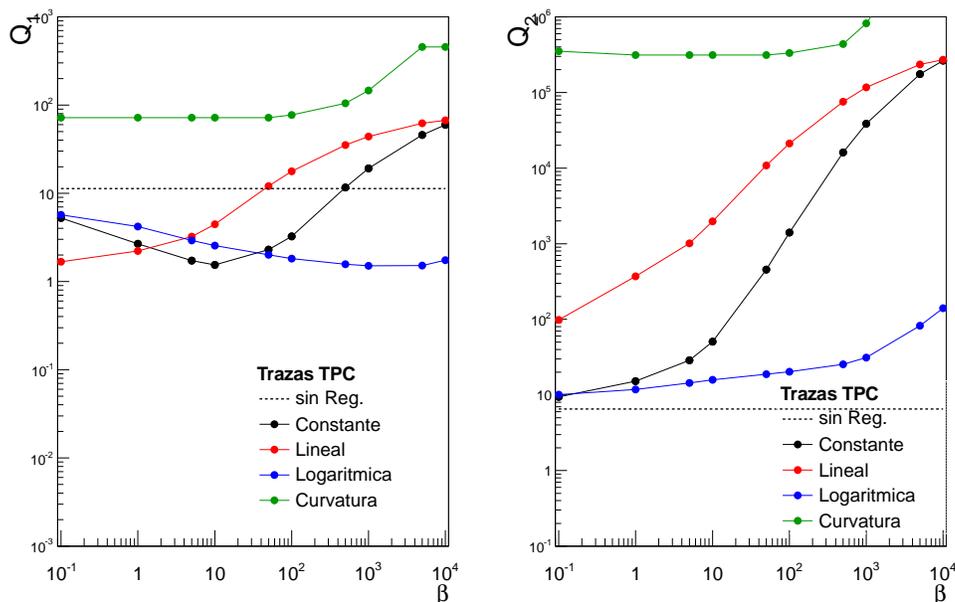


Figura 5.13: Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias de la TPC: “Phojet corregido con Pythia6”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β (panel izquierdo) y Q_2 en función de β (panel derecho) para una multiplicidad mayor o igual a 1.

generador (Pythia6) si satisfacen la condición de disparo (incluyendo al menos una traza de la TPC con $p_T \geq 0.5$ GeV/c en $|\eta| \leq 0.8$) y la distribución a nivel generador sin poner condición alguna de disparo. Es claro que la condición de disparo sesga el resultado y el sesgo también depende del tipo de traza que se trabaje.

La Figura 5.22 muestra los factores de corrección por eficiencia que se deben de aplicar a las distribuciones después del revelado. Se muestran dos casos: en el que se usan trazas globales y cuando se analizan trazas de la TPC. Además, se grafican estos factores tomando Pythia6 (panel izquierdo) y Phojet (panel derecho) como generador.

5.5. Distribución final de $P(N_{ch})$

En esta sección se muestra el resultado final que obtenemos si multiplicamos la distribución de multiplicidad después del revelado por el factor de eficiencia del disparo. A este nivel todos los efectos del detector han sido entendidos y corregidos de tal manera que se tiene la distribución original antes de que se de la interacción de las partículas con el material de los detectores. Como dijimos al principio de la tesis, este trabajo es hecho sólo con datos Monte Carlo pues el objetivo es desarrollar las herramientas computacionales para corregir espectros de observables. Vale la pena mencionar que si se aplica este algoritmo a datos reales, la distribución que se obtendría sería la que se compararía con los diferentes modelos teóricos.

La Figura 5.23 muestra el espectro de multiplicidad corregido por aceptación-eficiencia de rastreo (unfolded) y por eficiencia de disparo. A los eventos reconstruidos (generados con Phojet) se les aplico el algoritmo completo que fue desarrollado, los factores de corrección se calcularon usando simulaciones que incluyen generación (con Pythia6, ajuste Perugia0 [20]) y transporte (GEANT3 [12]). Se usaron dos tipos de trazas: Globales y de TPC, en ambos casos las distribuciones finales están en muy buen acuerdo con la distribución verdadera.

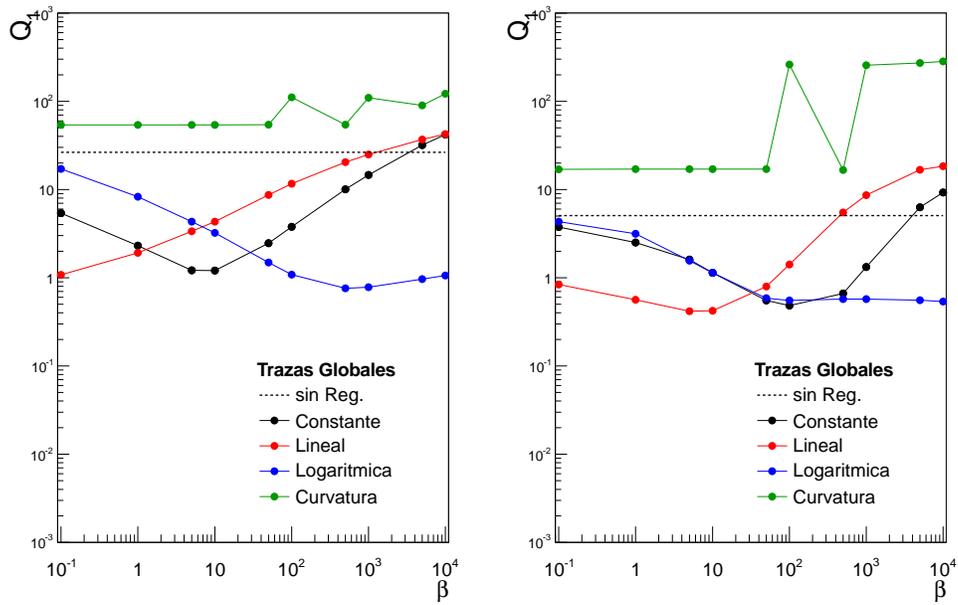


Figura 5.14: Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias globales: “Pythia6 corregido con Phojet”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β en los intervalos de multiplicidad: $N_{ch} \leq 21$ (panel izquierdo) y $N_{ch} > 21$ (panel derecho).

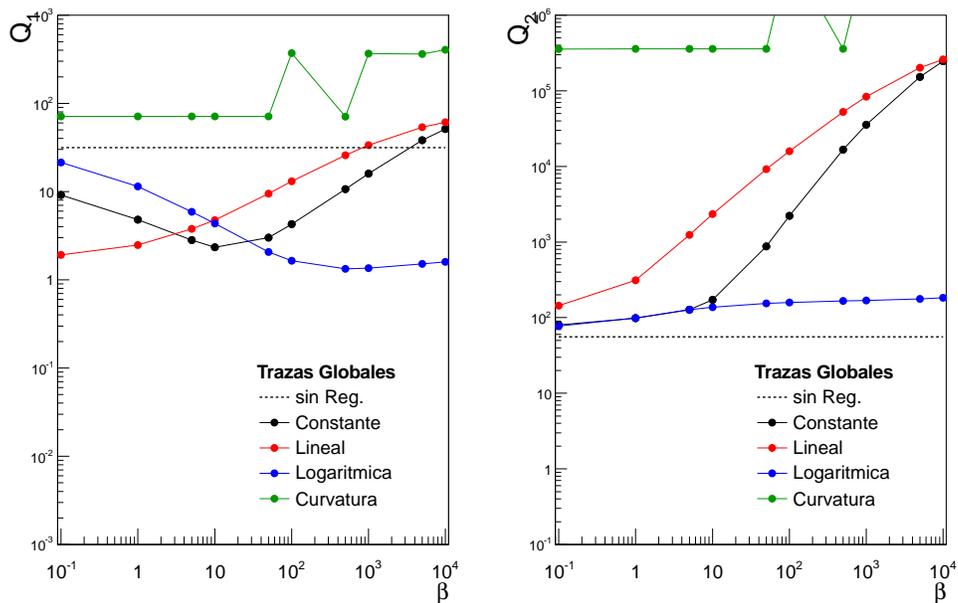


Figura 5.15: Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias globales: “Pythia6 corregido con Phojet”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β (panel izquierdo) y Q_2 en función de β (panel derecho) para una multiplicidad mayor o igual a 1.

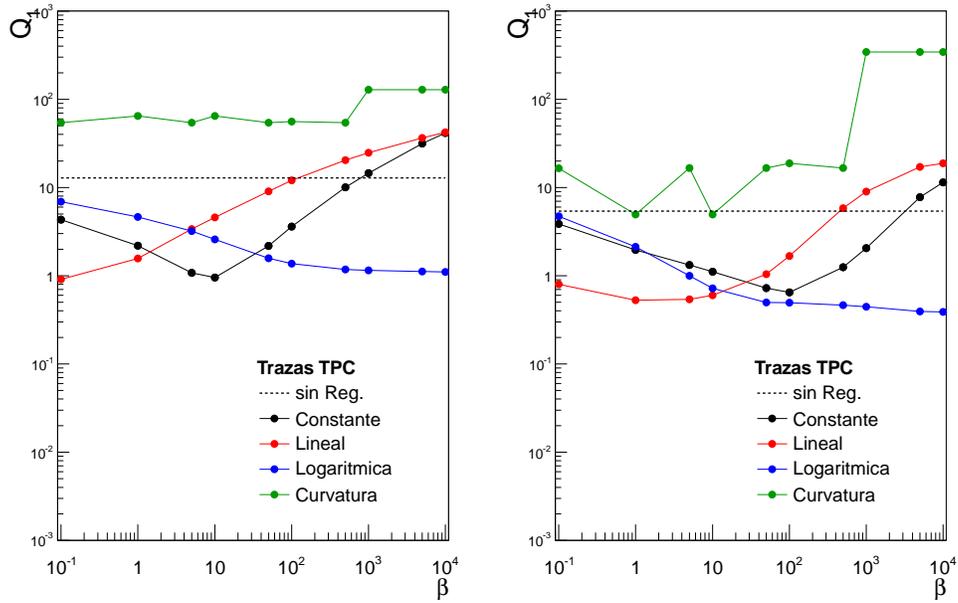


Figura 5.16: Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias de la TPC: “Pythia6 corregido con Phojet”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β en los intervalos de multiplicidad: $N_{ch} \leq 21$ (panel izquierdo) y $N_{ch} > 21$ (panel derecho).

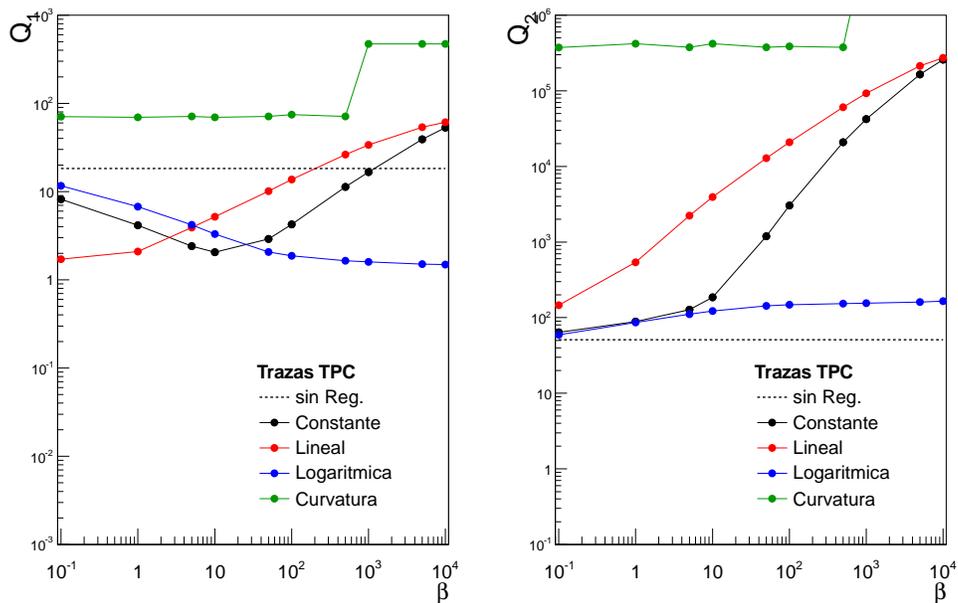


Figura 5.17: Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias de la TPC: “Pythia6 corregido con Phojet”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β (panel izquierdo) y Q_2 en función de β (panel derecho) para una multiplicidad mayor o igual a 1.

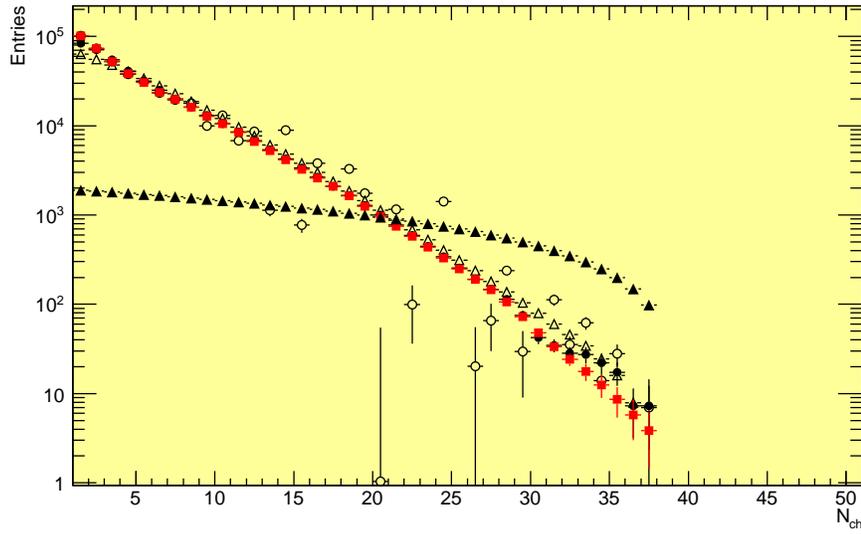


Figura 5.18: Distribuciones de multiplicidad corregidas usando trazas primarias de la TPC: “Pythia6 corregido con Phojet”. En este caso hemos fijado β a 100 y hemos variado la función de regularización: a) sin regularización (círculos sin relleno), b) constante (círculos rellenos), c) logarítmica (cuadros rellenos), d) lineal (triángulos vacíos) y d) curvatura (triángulos rellenos).

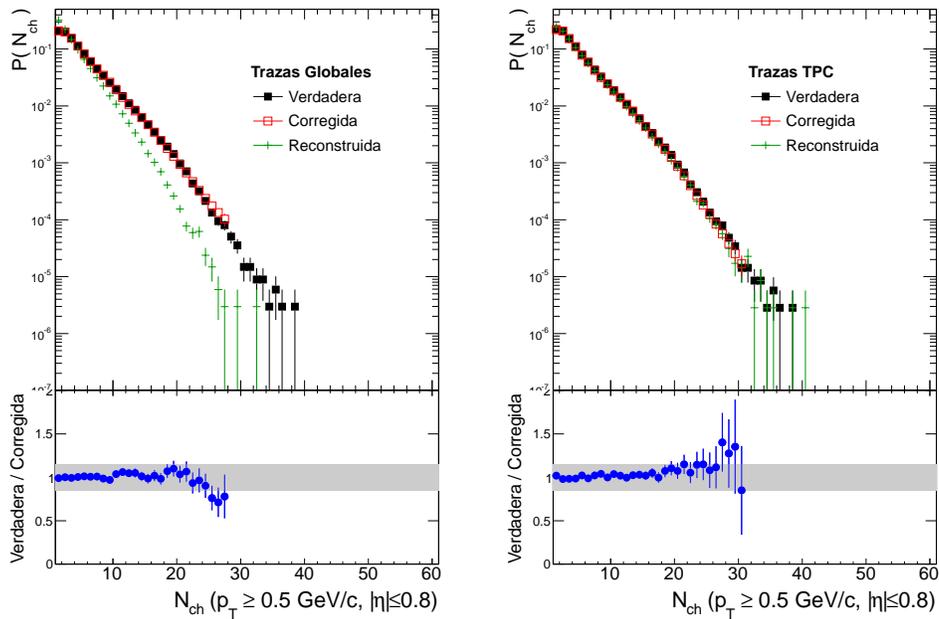


Figura 5.19: Verificación del procedimiento. Se comparan los espectros verdadero (a nivel generador), medido sin corregir: usando trazas primarias globales (panel izquierdo) y trazas primarias de la TPC (panel derecho). Asimismo se grafica la razón verdadero a corregido junto con una banda gris que ilustra una diferencia de $\pm 15\%$ respecto a uno. El análisis fue hecho corrigiendo Phojet con Pythia6.

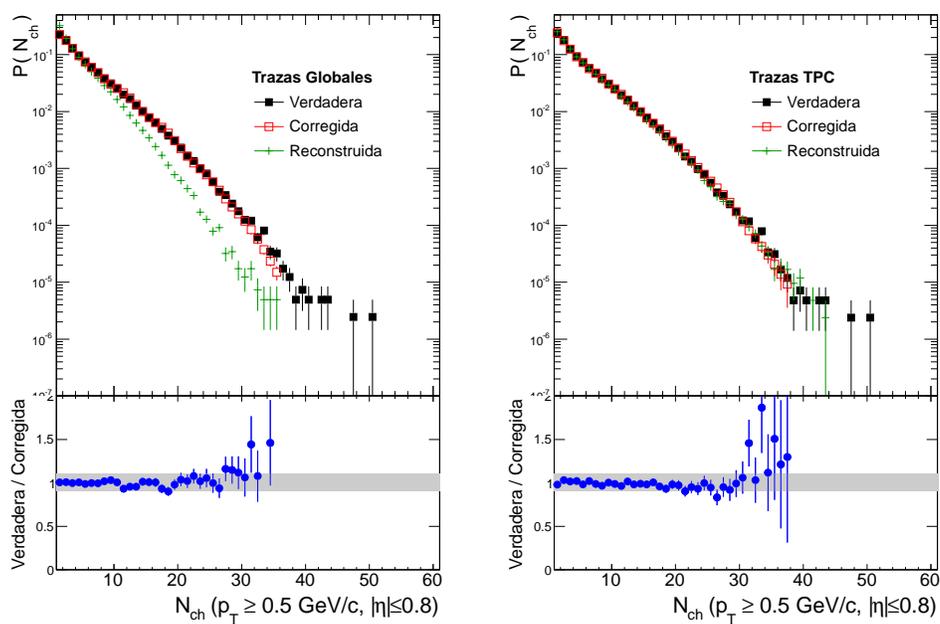


Figura 5.20: Verificación del procedimiento. Se comparan los espectros verdadero (a nivel generador), medido sin corregir: usando trazas primarias globales (panel izquierdo) y trazas primarias de la TPC (panel derecho). Asimismo se grafica la razón verdadero a corregido junto con una banda gris que ilustra una diferencia de $\pm 15\%$ respecto a uno. El análisis fue hecho corrigiendo Pythia6 con Phojet.

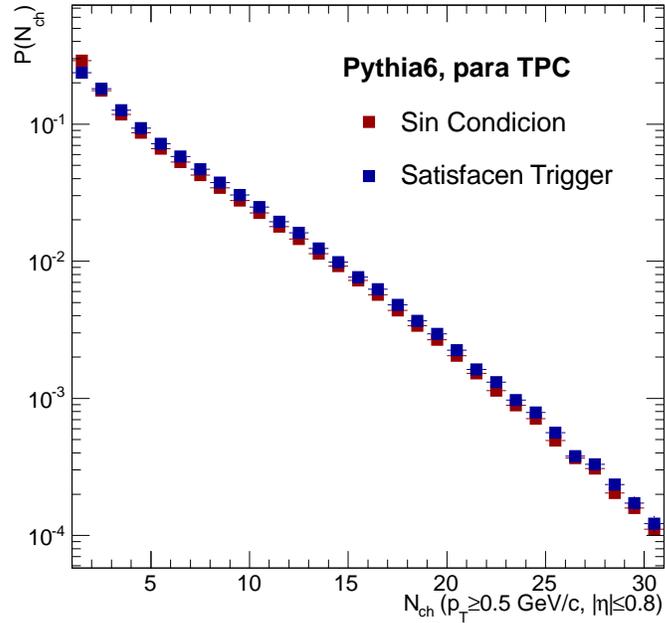


Figura 5.21: Distribuciones de multiplicidad a nivel generador, se muestran dos casos: a) sin condición de disparo (puntos rojos), b) los eventos satisfacen la condición de disparo y tienen al menos una traza de la TPC con $p_T \geq 0.5$ GeV/c en $|\eta| \leq 0.8$ (puntos azules). El generador de eventos usado es Pythia6.

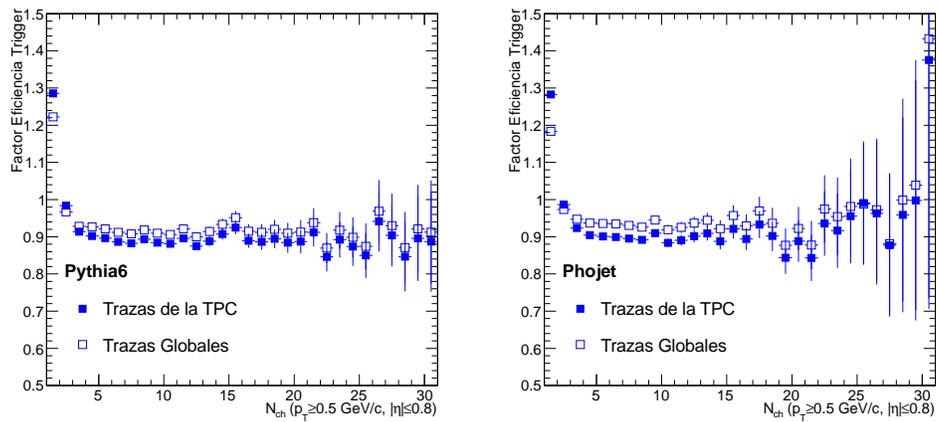


Figura 5.22: Factores de eficiencia del disparo. Se muestran los casos en que los eventos satisfacen la condición de disparo y además tienen una traza global (puntos vacíos) o una traza de la TPC (puntos rellenos). Se usaron dos generadores de eventos: Pythia6 (panel izquierdo) y Phojet (panel derecho).

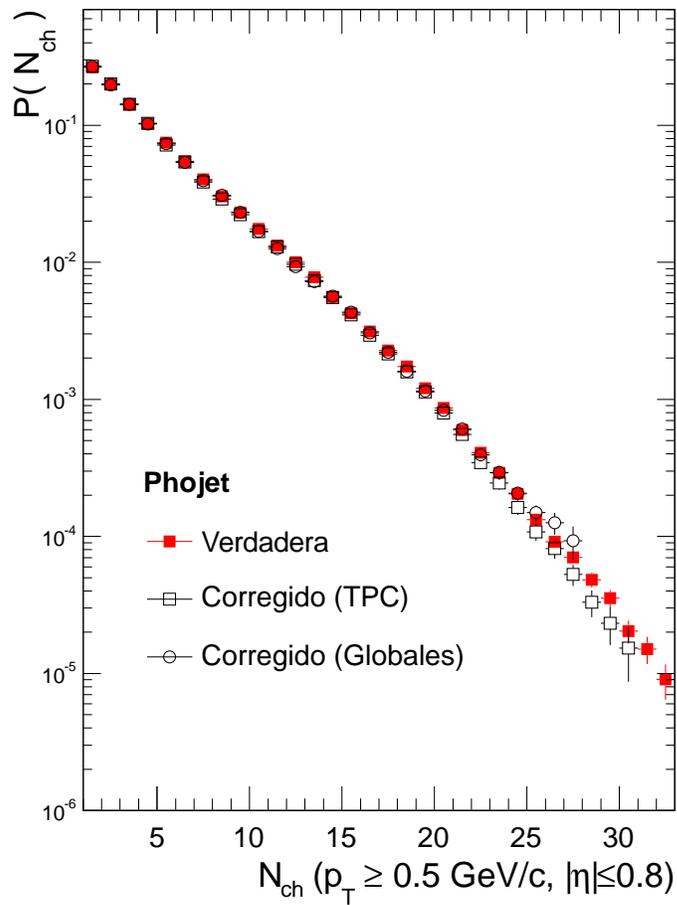


Figura 5.23: Distribuciones de multiplicidad completamente corregidas por aceptancia, eficiencia de rastreo y eficiencia de disparo. Se usaron dos tipos de trazas: globales y de TPC. Los espectros corregidos muestran un excelente acuerdo con la distribución verdadera. En este caso eventos generados con Phojet fueron corregidos usando Pythia6.

Capítulo 6

Conclusiones

Se abordó un problema de física de altas energías usando herramientas de estadística. Como se discutió, para poder comparar los modelos teóricos que describen las interacciones hadrónicas a muy altas energías (por ejemplo las que se producen artificialmente en el LHC) con las mediciones experimentales se deben de desarrollar métodos que nos permitan minimizar los efectos del detector (principalmente por aceptación y resolución). Para cumplir con tal objetivo se estudió el revelado de distribuciones que consistió en minimizar la función χ^2 descrita por las ecuaciones 4.10, 4.11. La minimización se hizo usando el programa MINUIT [1]. Se estudió el efecto de la función de regularización para prevenir soluciones altamente fluctuantes.

En particular se aplicó el procedimiento para hacer la corrección completa de la distribución de multiplicidad de partículas primarias cargadas, $P(N_{ch})$. Esta distribución es muy importante en física de altas energías ya que da la probabilidad de que en una colisión se produzcan N_{ch} partículas cargadas. Se trabajó en el *marco de trabajo* del experimento ALICE, lo cual nos obligó a estudiar el problema restringido a una aceptación de $|\eta| < 0.8$. Para poder construir objetos en formato ROOT de tamaño razonablemente pequeño (~ 1 GB) se tuvo que aplicar un corte en el p_T de las partículas, $p_T \geq 0.5$ GeV/c, sin embargo el procedimiento es bastante general y se puede aplicar con cortes menos restrictivos.

Se evaluaron diferentes funciones de regularización, al final se escogió la logarítmica con un peso de 100. El resultado se verificó usando trazas globales y de la TPC. El algoritmo se aplicó a eventos reconstruidos (generados con Phojet) usando factores de corrección calculados con Pythia6. Se hizo una verificación más corrigiendo Pythia6 con Phojet. Una vez que se obtuvo la función corregida se le aplicó una corrección debida a la eficiencia del disparo. Se hicieron las verificaciones con trazas globales y de la TPC. Al final, la distribución verdadera se comparó con la corregida y ambas estuvieron en perfecto acuerdo, a alta multiplicidad la diferencia máxima es de menos del 8% y a baja multiplicidad es menor de 4%.

Apéndice A

VARIABLES CINEMÁTICAS

Una partícula, con energía E , masa en reposo m_0 y el momento \vec{p} es descrita por sus cuatro momentos[16].

$$P = (E, \vec{p}) = (E, p_x, p_y, p_z) \quad (\text{A.1})$$

La convención comúnmente adoptada de $\hbar = c = 1$ es usada, donde \hbar es la constante de Planck y c es la velocidad de la luz en el vacío.

Las llamadas *variables Mandelstam* son usadas para describir reacciones de partículas $2 \rightarrow 2$. Con P_1 y P_2 (P_3 y P_4) siendo los cuatro momentos de la entrada (salida) de partículas, las siguientes variables son definidas:

$$s = (P_1 + P_2)^2 = (P_3 + P_4)^2 \quad (\text{A.2})$$

$$t = (P_1 - P_3)^2 = (P_2 - P_4)^2 \quad (\text{A.3})$$

$$u = (P_1 - P_4)^2 = (P_2 - P_3)^2 \quad (\text{A.4})$$

\sqrt{s} es la energía de una colisión en el centro de masa de las partículas colisionantes. \sqrt{t} es la transferencia de momento en la reacción. Se puede demostrar que

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2. \quad (\text{A.5})$$

Así $s+t+u=0$ para partículas sin masa.

En el caso de colisiones de iones, la energía de la colisión está dada por un par de nucleones y denotada por $\sqrt{s_{NN}}$.

El momento de una partícula es dividido en su *momento longitudinal* p_l y su *momento transversal* p_T . Usando el sistema coordenado de ALICE es escrito como (ϑ es el ángulo polar):

$$p = |\vec{p}| = \sqrt{p_l^2 + p_T^2}, \quad (\text{A.6})$$

$$p_l = p \cos \vartheta = p_z, \quad (\text{A.7})$$

$$p_T = p \sin \vartheta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (\text{A.8})$$

Además, la masa transversal está definida por:

$$m_t^2 = m_0^2 + p_T^2. \quad (\text{A.9})$$

El momento transverso es invariante bajo las transformaciones de Lorentz. Por el contrario, el momento longitudinal no es invariante. La *rapidez* y está definida por

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_l}{E - p_l} \right). \quad (\text{A.10})$$

La rapidez y es aditiva bajo la transformación de Lorentz. Sin embargo la determinación de la rapidez es complicada porque E no puede ser fácilmente medida sin determinar el tipo de partículas. Así la *pseudorapidez* η es usada para el caso de $E \gg m_0$:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_l}{p - p_l} \right) = - \ln \tan \frac{\vartheta}{2}. \quad (\text{A.11})$$

Para partículas ultra-relativistas la rapidez y se aproxima a la pseudorapidez η .

Las siguientes expresiones relacionan la velocidad de una partícula ν con la velocidad de la luz:

$$\beta = \frac{\nu}{c}, \quad (\text{A.12})$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (\text{A.13})$$

Bibliografía

- [1] Matts Roos and F. James. *Computer Physics Commun*, 10, 1975. MINUIT: a System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations.
- [2] Volker Blobel. “An unfolding method for high-energy physics experiments”, página web: arXiv:hep-ex/0208022 (2002).
- [3] Volker Blobel. “Unfolding Methods in High-Energy Physics Experiments”, DESY 84/114 (1984).
- [4] Phillips DL. *J. Assoc. Comput.*, 9:84–97, 1962.
- [5] Ralph Engel. *Zeitschrift für Physik*, C66:203, 1995.
- [6] Bruno Alessandro et. al. *Journal of Physics*, G32, 2006.
- [7] Christopher Baker et al. *The Computer Journal*, 7:141–148, 1964.
- [8] Federico Carminati et. al. *Journal of Physics*, G30, 2004.
- [9] Lyn Evans et. al. *Journal of Instrumentation*, 3:S08001, 2008.
- [10] [ATLAS Collaboration] G. Aad et. al. *Journal of Instrumentation*, 3:S08003, 2008.
- [11] Jan F. Grosse-Oetringhaus. *Measurement of the Charged-Particle Multiplicity in Proton-Proton Collisions with the ALICE Detector*. PhD thesis, 2009. CERN-THESIS-2009-033.
- [12] Application Software Group. *GEANT: Detector Description and Simulation Tool*. CERN Program Library, 1993.
- [13] [ALICE collaboration] K. Aamodt et. al. *European Physical Journal*, C68:345–354, 2010.
- [14] [ALICE collaboration] K. Aamodt et. al. *European Physical Journal*, C65:111–125, 2010.
- [15] Jhon B. Kennedy. *Estadística para Ciencias e Ingeniería*. Harla, 1982.
- [16] Yorikiyo Nagashima. *Elementary Particle Physics*, volume 1. Wiley-VCH, 2011.
- [17] John W. Pratt. *The Annals of Statistics*, 4:501–514, 1976.
- [18] [CMS Collaboration] S. Chatrchyan et. al. *Journal of Instrumentation*, 3:S08004, 2008.
- [19] Torbjörn Sjostrand. *Computer Physics Commun*, 82:74, 1994.
- [20] Peter Z. Skands. Presented in Multi-Parton Interaction Workshop, Perugia, Italy, 28-31 Oct. 2008. página web: arXiv:0905.3418 [hep-ex] (2009), Perugia-0 (320) tune.

Índice de figuras

2.1. Esquema del experimento ALICE.	6
2.2. Esquema de la Cámara de Proyección del Tiempo del experimento ALICE.	7
2.3. Esquema del detector interno de rastreo del experimento ALICE.	8
2.4. Segmentación de los arreglos V0A/V0C.	9
3.1. Arquitectura del proyecto off-line de ALICE.	16
3.2. Marco de trabajo del procesamiento de datos.	17
4.1. Medición de la distribución de multiplicidad en $ \eta < 1$ para eventos inelásticos. Las barras de error de los datos representan el error estadístico mientras que las zonas sombreadas representan la incertidumbre sistemática. Los datos a $\sqrt{s} = 7$ TeV son comparados con los generadores Monte Carlo Phojet [5] y Pythia6 [19]. La Figura se tomó de [13].	22
5.1. Tiempo de arribo de partículas en los detectores VZERO relativo al tiempo de cruce del haz (tiempo cero). Hay una señal visible de eventos relacionados con interacciones del haz con gas y de gas con el halo, esto se ven como un pico secundario en VZERO-A (panel izquierdo) y VZERO-C (panel derecho).	26
5.2. Evento de salpicadura rechazado por la selección de eventos físicos a nivel off-line. Las marcas amarillas indican puntos reconstruidos por el SPD. Vea que este evento carece de vértice primario reconstruido, los puntos solo lucen como salpicados en la dirección longitudinal.	27
5.3. Estimación de la resolución del parámetro de impacto transversal, obtenido de las trazas globales primarias. Los resultados se muestran para datos de colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 0.9$ TeV.	28
5.4. Eficiencia en la selección de trazas primarias en función de la pseudorapidez para dos clases de trazas: globales (puntos rellenos) y solo de la TPC (puntos vacíos). El cálculo se hizo usando simulaciones de colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV, éstas fueron generadas con Pythia6 (ajuste Perugia0), las partículas tienen un p_{rmT} mayor que 500 MeV/c.	29
5.5. Eficiencia en la selección de trazas primarias en función del ángulo azimutal para dos clases de trazas: globales (puntos rellenos) y solo de la TPC (puntos vacíos). El cálculo se hizo usando simulaciones de colisiones p-p a $\sqrt{s} = 7$ TeV, éstas fueron generadas con Pythia6 (ajuste Perugia0), las partículas tienen un p_{rmT} mayor que 500 MeV/c.	30

5.6. Distribución de multiplicidad verdadera (panel izquierdo), es decir a nivel generador sin requerimientos de disparo o vértice reconstruido. Se cuentan solo partículas MC cargadas en $ \eta < 0.8$ y $p_T \geq 500$ MeV/c. En el panel derecho se muestra la distribución de multiplicidad medida la cual fue estimada usando dos conjuntos de trazas: globales (puntos rellenos) y solo de la TPC (puntos vacíos). Vea que ambas distribuciones difiere entre si.	31
5.7. Distribuciones de pseudorapidez (izquierda) y de ángulo azimutal (derecha) para trazas primarias de la TPC: MC (puntos vacíos), datos reales (puntos rellenos). Cada gráfica ilustra el buen acuerdo entre datos y MC.	32
5.8. Matrices de respuesta para la multiplicidad de partículas primarias cargadas calculadas usando trazas globales. Se muestran los resultados al usar el generador de eventos Pythia6 (panel izquierdo) y Phojet (Panel derecho). A nivel traza y partícula MC se aplican los cortes: $ \eta \leq 0.8$, $p_T \geq 0.5$ GeV/c.	33
5.9. Matrices de respuesta para la multiplicidad de partículas primarias cargadas calculadas usando trazas de la TPC. Se muestran los resultados al usar el generador de eventos Pythia6 (panel izquierdo) y Phojet (Panel derecho). A nivel traza y partícula MC se aplican los cortes: $ \eta \leq 0.8$, $p_T \geq 0.5$ GeV/c.	34
5.10. Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias globales: “Phojet corregido con Pythia6”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β en los intervalos de multiplicidad: $N_{ch} \leq 21$ (panel izquierdo) y $N_{ch} > 21$ (panel derecho).	35
5.11. Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias globales: “Phojet corregido con Pythia6”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β (panel izquierdo) y Q_2 en función de β (panel derecho) para una multiplicidad mayor o igual a 1.	36
5.12. Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas de la TPC: “Phojet corregido con Pythia6”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β en los intervalos de multiplicidad: $N_{ch} \leq 21$ (panel izquierdo) y $N_{ch} > 21$ (panel derecho).	37
5.13. Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias de la TPC: “Phojet corregido con Pythia6”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β (panel izquierdo) y Q_2 en función de β (panel derecho) para una multiplicidad mayor o igual a 1.	38
5.14. Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias globales: “Pythia6 corregido con Phojet”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β en los intervalos de multiplicidad: $N_{ch} \leq 21$ (panel izquierdo) y $N_{ch} > 21$ (panel derecho).	39
5.15. Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias globales: “Pythia6 corregido con Phojet”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β (panel izquierdo) y Q_2 en función de β (panel derecho) para una multiplicidad mayor o igual a 1.	39
5.16. Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias de la TPC: “Pythia6 corregido con Phojet”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β en los intervalos de multiplicidad: $N_{ch} \leq 21$ (panel izquierdo) y $N_{ch} > 21$ (panel derecho).	40
5.17. Evaluación del procedimiento de corrección usando trazas primarias de la TPC: “Pythia6 corregido con Phojet”. En la gráfica se muestra Q_1 en función de β (panel izquierdo) y Q_2 en función de β (panel derecho) para una multiplicidad mayor o igual a 1.	40
5.18. Distribuciones de multiplicidad corregidas usando trazas primarias de la TPC: “Pythia6 corregido con Phojet”. En este caso hemos fijado β a 100 y hemos variado la función de regularización: a) sin regularización (círculos sin relleno), b) constante (círculos rellenos), c) logarítmica (cuadros rellenos), d) lineal (triángulos vacíos) y d) curvatura (triángulos rellenos).	41

5.19. Verificación del procedimiento. Se comparan los espectros verdadero (a nivel generador), medido sin corregir: usando trazas primarias globales (panel izquierdo) y trazas primarias de la TPC (panel derecho). Asimismo se grafica la razón verdadero a corregido junto con una banda gris que ilustra una diferencia de $\pm 15\%$ respecto a uno. El análisis fue hecho corrigiendo Phojet con Pythia6.	41
5.20. Verificación del procedimiento. Se comparan los espectros verdadero (a nivel generador), medido sin corregir: usando trazas primarias globales (panel izquierdo) y trazas primarias de la TPC (panel derecho). Asimismo se grafica la razón verdadero a corregido junto con una banda gris que ilustra una diferencia de $\pm 15\%$ respecto a uno. El análisis fue hecho corrigiendo Pythia6 con Phojet.	42
5.21. Distribuciones de multiplicidad a nivel generador, se muestran dos casos: a) sin condición de disparo (puntos rojos), b) los eventos satisfacen la condición de disparo y tienen al menos una traza de la TPC con $p_T \geq 0.5$ GeV/c en $ \eta \leq 0.8$ (puntos azules). El generador de eventos usado es Pythia6.	43
5.22. Factores de eficiencia del disparo. Se muestran los casos en que los eventos satisfacen la condición de disparo y además tienen una traza global (puntos vacíos) o una traza de la TPC (puntos rellenos). Se usaron dos generadores de eventos: Pythia6 (panel izquierdo) y Phojet (panel derecho).	43
5.23. Distribuciones de multiplicidad completamente corregidas por aceptación, eficiencia de rastreo y eficiencia de disparo. Se usaron dos tipos de trazas: globales y de TPC. Los espectros corregidos muestran un excelente acuerdo con la distribución verdadera. En este caso eventos generados con Phojet fueron corregidos usando Pythia6.	44