



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

---

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

Reconstrucción de  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  en colisiones  $p$ - $p$   
a 10  $TeV$  en el experimento ALICE - CERN con  
la plataforma AliRoot

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:  
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:  
ERICK JONATHAN ALMARAZ AVIÑA

DIRECTOR DE TESIS:  
Dr. Andrés Sandoval Espinosa

COMITÉ TUTORAL:  
Dr. José Rubén Alfaro Molina  
Dr. José Alejandro Ayala Mercado



posgrado en ciencias físicas  
u n a m

México D.F.

Junio

2010



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



*A mi madre, con todo mi amor y gratitud*



*” ¡Choquen nuestras manos! Si un día le digo al fugaz momento: «¡Detente!, ¡eres tan bello!», puedes entonces cargarme de cadenas, entonces consentiré gustoso en morir. Entonces puede doblar la fúnebre campana; entonces quedas eximido de tu servicio; puede pararse el reloj, caer la manecilla y finir el tiempo para mí.”*

J. W. Goethe, *Fausto*



# Índice general

<b>Introducción</b>	<b>9</b>
<b>1. Extrañeza en colisiones nucleares</b>	<b>13</b>
1.1. El Modelo Estándar	14
1.2. El problema central de la física de iones pesados ultrarrelativistas	15
1.3. Fenomenología de las interacciones hadrónicas	17
1.4. Extrañeza en colisiones hadrónicas	21
1.4.1. Justificación del estudio	21
1.4.2. El modelo de Schwinger. Supresión de extrañeza	23
1.4.3. Bariones	26
1.5. El plasma de Quarks y Gluones (QGP)	27
1.5.1. El modelo de la bolsa	27
1.5.2. Creación y evolución del plasma	30
1.6. Extrañeza en el QGP: <i>Strangeness enhancement</i>	32
<b>2. ALICE</b>	<b>35</b>
2.1. ALICE en el LHC	36
2.2. Descripción del detector	36
2.2.1. Detectores del barril	38
2.2.2. El espectrómetro de muones	40
2.2.3. Detectores complementarios	40
2.3. Algunas observables	41
2.4. Comentario final: manejo de la información	44
<b>3. AliRoot</b>	<b>47</b>
3.1. Aplicaciones de la plataforma	47
3.2. Simulación	48
3.2.1. El Config.C	48
3.2.2. El sim.C	49
3.3. Reconstrucción	50
3.3.1. El rec.C	50
3.3.2. Tareas principales	51
3.3.3. Descripción del Event Summary Data (ESD)	54
3.4. Análisis	55
3.4.1. Consideraciones generales	55
3.4.2. El <i>Analysis Framework</i>	55
3.4.3. Evaluación de los programas	57



<b>4. Análisis de extrañeza I: Información MC y reconstruida</b>	<b>59</b>
4.1. Información del generador . . . . .	59
4.1.1. Acceso . . . . .	59
4.1.2. Definición del universo de trabajo . . . . .	61
4.1.3. Resultados . . . . .	62
4.2. Información reconstruida . . . . .	67
4.2.1. Acceso . . . . .	67
4.2.2. Resultados I: Localización del vértice primario . . . . .	70
4.2.3. Resultados II: Criterios de selección . . . . .	72
<b>5. Análisis de extrañeza II: Estudio de la señal</b>	<b>83</b>
5.1. Extracción de la señal . . . . .	83
5.1.1. Espectro de masa invariante (revisado) . . . . .	83
5.1.2. Otros cortes . . . . .	87
5.1.3. Resultados . . . . .	92
5.2. Eficiencia . . . . .	95
5.3. Aceptancia . . . . .	101
5.4. Perspectivas . . . . .	103
<b>Observaciones finales</b>	<b>107</b>
<b>A. El Config.C</b>	<b>111</b>
<b>B. Variables cinemáticas</b>	<b>115</b>

# Introducción

Toda creación artística o científica representa un esfuerzo del hombre por comprender la posición que ocupa en esa extraña arena que denomina *universo*. Esa fuerza creadora, canalizada a buenos propósitos, ha sido el principal responsable de las obras más sublimes que ha llegado a concebir el género humano y que quizás no sean otra cosa más que la manifestación de una peculiar capacidad por maravillarse ante un *todo* que resulta tan complejo, tan desconcertante, tan inmenso.

A la par de esta visión romántica de la carrera intelectual del hombre, existe en la búsqueda del conocimiento un interés implícito en tanto que la supervivencia de la especie se halla íntimamente ligada a la manera en que cada generación va sacando provecho de eso que en épocas recientes ha recibido el nombre de *ciencia*; lo que de entrada parecería conocimiento inútil, la técnica y la misma ciencia se encargan de transformarlo en aplicaciones que definen el rumbo de la civilización. Es precisamente ese no poder vislumbrar, de buenas a primeras, el valor real que representa un descubrimiento, lo que hace de la investigación desinteresada de la naturaleza una de las actividades más importantes en las sociedades contemporáneas.

La búsqueda de los componentes fundamentales de la materia y sus interacciones es una tarea que no escapa a esta dinámica. La historia registra múltiples episodios en donde las necesidades e inquietudes de la época han llevado irremediamente a abordar esta cuestión. Con ello se da vida a una travesía que tuvo en sus orígenes (a falta de datos históricos precisos) las especulaciones de diversos pensadores de la antigüedad y que en los últimos sesenta años ha desembocado en la invención de máquinas cada vez más poderosas, con la capacidad de indagar en la estructura de la materia a escalas insospechadas en la distancia y la energía.

En el capítulo más reciente de esta larga marcha, la puesta en funcionamiento del *Gran Colisionador de Hadrones (LHC)*<sup>1</sup> abre la posibilidad del inicio de una nueva era en la física de las partículas elementales. Al margen de las expectativas generadas dentro y fuera de la comunidad científica, serán sólo los descubrimientos los que coloquen al proyecto en su justa dimensión. Al día de hoy, la participación asciende a un aproximado de 8000 investigadores -entre físicos, ingenieros, computólogos, más una cifra similar de estudiantes- de 180 institutos de 40 países, distribuidos en alguna de las cuatro grandes colaboraciones en las que se divide el proyecto: ATLAS, CMS, ALICE y LHCb. Cada uno de estos cuatro complejos fue diseñado y construido para atender algunas de las interrogantes que ocupan el centro de la investigación en física de altas energías que se desarrolla en la actualidad. El legado del LHC quedará impreso en un acervo de miles de publicaciones que verán la luz previo al arranque (ciertamente ya lo hicieron), durante la operación y al término de las actividades en el colisionador. El presente trabajo pasará a formar parte de ese acervo.

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) es el experimento del LHC que se ocupará de estudiar la interacción fuerte del Modelo Estándar. Su principal objetivo será analizar la física

---

<sup>1</sup>Salvo contadísimas excepciones, todas las siglas que aparecen en este documento han sido tomadas de los nombres correspondientes en inglés.

de la materia nuclear en condiciones extremas de temperatura y densidad de energía, en donde se espera ocurra una transición de fase hacia un estado de desconfinamiento que se conoce como *plasma de quarks y gluones (QGP)*. Con esto se busca avanzar en la comprensión de parte de los problemas de mayor vigencia en física de las interacciones fuertes: hadronización y confinamiento en QCD, restauración de la simetría quiral, origen de los fenómenos colectivos dentro del plasma, entre otros. Desde luego que los resultados del experimento también se dejarán sentir en otras disciplinas, como la astrofísica y la cosmología.

ALICE tiene como antecesores inmediatos RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), SPS (Super Proton Synchrotron) y AGS (Alternating Gradient Synchrotron), siendo su cualidad más distintiva el máximo de la energía alcanzable en las colisiones:  $5.5 \text{ TeV}$  por pareja de nucleones en interacciones plomo-plomo y  $14 \text{ TeV}$  en eventos protón-protón. El dispositivo se compone de un sistema de 16 detectores acomodados dentro o en las inmediaciones de un solenoide de  $6600 \text{ m}^3$  de volumen, con un peso total aproximado de 10000 toneladas. Existe además toda una infraestructura encargada de la adquisición y almacenamiento de los datos que registra la maquinaria, así como una plataforma de software especializado para su procesamiento.

La agenda experimental de ALICE contempla el estudio de tres tipos de colisiones: protón-protón, protón-núcleo y núcleo-núcleo. El propósito de los dos primeros será establecer una referencia en las observables físicas para el programa de iones pesados y realizar estudios genuinos de colisiones elementales en donde ALICE es complementario a las otras colaboraciones del LHC. En cualquier caso, es el régimen de tiempos increíblemente pequeños y sobre todo el confinamiento lo que impedirá la observación directa del sistema creado en las interacciones. Por tal motivo, el análisis de la transición de fase tendrá que realizarse a partir de la selección de observables que muestren susceptibilidad a los cambios en la dinámica del medio. A este respecto, el trabajo de las tres últimas décadas ha encontrado en la extrañeza un camino muy prometedor, mas no el único. Actualmente se tiene identificado un cambio abrupto en la tasa de producción de quarks extraños y en la forma en que éstos hadronizan cuando el sistema alcanza el desconfinamiento. Ello sirve para explorar la física del plasma al tiempo de que permite reconocer las señales que definen a la transición.

Ya en el terreno de las mediciones, la observación de partículas extrañas se facilita gracias a los tiempos de vida relativamente largos de algunas de las especies. Éstas se reconstruyen mediante el análisis de las trazas de los decaimientos, tarea que es llevada a cabo por programas de cómputo específicamente diseñados para tal efecto. *El propósito de este trabajo, será evaluar el desempeño del software del experimento ALICE, para el caso de la reconstrucción de partículas extrañas neutras en colisiones de protones a  $10 \text{ TeV}$ .* Lo anterior involucra un estudio de las facilidades de las que dispone la plataforma para encontrar estas partículas, acompañado de un análisis de la eficiencia de los algoritmos y de la aceptación de los aparatos.

El documento se divide en cinco secciones. En la primera parte se discuten los aspectos generales de la fenomenología de las interacciones hadrónicas, así como algunas ideas relacionadas con el desconfinamiento y la evolución del plasma. Ahí mismo se presenta la manera en la que la extrañeza entra al escenario, lo que a final de cuentas viene a justificar la realización de este estudio. Luego sigue una breve descripción de ALICE: sus componentes físicos y los objetivos que persigue. Se comentan otras observables que alternativamente servirán para extraer información de las colisiones. El resto del escrito se enfoca al software del experimento. El capítulo tres es una guía concisa de la plataforma y la metodología a seguir para operar con ella. Ya en el capítulo cuatro se introducen las técnicas para reconstruir los decaimientos de hadrones extraños neutros y se presentan resultados preliminares, todo esto desde la perspectiva del desarrollador de software. La extracción de la señal y los análisis de la eficiencia y aceptación quedan reservados para la última sección. Finalmente, se anexa

un apartado con las conclusiones: una síntesis de lo que se obtuvo y las perspectivas que se derivan de la investigación.

Parte del éxito de la ciencia radica en el escrutinio minucioso y la crítica constructiva con las que se conduce. El autor desea expresar su beneplácito a cualquier observación que ayude a mejorar este documento y sobre todo, a ir más allá en la exploración de un campo que tiene mucho por delante.



# Capítulo 1

## Extrañeza en colisiones nucleares

Cualquier estudio de la naturaleza empieza con el planteamiento del contexto en el cual se está situado, así como con una justificación que ponga en evidencia la necesidad de realizarlo. Esto permite evaluar el alcance de la investigación, desde donde se podrán definir nuevos tópicos de análisis. El propósito de este capítulo será llevar a cabo semejante tarea en lo que respecta a la materia central de este trabajo: la reconstrucción de partículas extrañas neutras en colisiones hadrónicas dentro del experimento ALICE.

La exposición inicia con una breve reseña del Modelo Estándar (escala obligatoria de cualquier documento sobre física de partículas elementales), seguida de la discusión del tipo de sistemas y fenómenos físicos para cuya observación ALICE fue construido. Esta discusión se divide en dos grandes partes y viene encabezada por un preámbulo en el que se presentan tanto las dificultades intrínsecas de la materia de estudio, como el impacto que tiene en otras áreas del conocimiento.

Así pues, en la primera sección se exponen los aspectos más sobresalientes de las colisiones hadrónicas a altas energías, dentro del escenario de confinamiento característico a la interacción fuerte. Se revisan las ideas principales del mecanismo de Schwinger para la producción de partículas y se analizan las predicciones en cuanto a la formación de mesones y bariones extraños. Ya en la segunda parte se aborda el problema de la transición de fase hacia el plasma de quarks y gluones desde la perspectiva del modelo de la bolsa. Posteriormente se comenta el trabajo de Bjorken sobre la evolución del sistema y la información física de interés que se va generando en cada etapa. Todo esto permitirá atender el problema de la producción de extrañeza en condiciones de desconfinamiento. La idea entonces es apreciar el fuerte contraste que existe entre este estado, respecto a lo que se observa para la materia hadrónica ordinaria.

Ante todo, este capítulo, ni es una revisión exhaustiva del tema, ni es un tratado sobre el estado actual del arte. Simplemente es un compendio de la fenomenología básica que no tiene otro objetivo más que sentar un marco de referencia para este trabajo, así como justificar la realización del mismo.

## 1.1. El Modelo Estándar

Los primeros años del siglo pasado presenciaron el advenimiento de los dos pilares fundamentales sobre los que reposa la física moderna: la mecánica cuántica y la teoría de la relatividad.

A la lenta asimilación de las nuevas ideas se contrapuso un vertiginoso desarrollo que en las décadas posteriores permeó prácticamente todas las áreas del conocimiento. Sin duda alguna esto significó un avance en la comprensión de la estructura elemental de la materia. Las nociones de Gibbs, Boltzmann y Maxwell sobre la naturaleza granular de las sustancias no sólo se vieron confirmadas, si no ampliadas y corregidas a la luz del conjunto de evidencias recopiladas durante este periodo. De ser un concepto abstracto —y a veces metafísico— empleado en la descripción de las mezclas de los elementos, el átomo pasó a constituir una realidad física sujeta a estudios cuantitativos precisos; sólo es en ese momento cuando se podría afirmar que el campo de la física de las partículas elementales emergió como una ciencia como tal.

A partir de ahí el proceso evolutivo que ha seguido esta disciplina registra episodios que la colocan en un lugar especial respecto a otras artes. Esta singularidad no reside precisamente en el descubrimiento de nuevas fuerzas de la naturaleza, en la revelación de una estructura subyacente de la materia nuclear o en el hallazgo de un número mayor de nuevas partículas. Más bien la cuestión está en que el desarrollo del campo ha sido acompañado y no pocas veces conducido por principios de simetría para los cuales no siempre hubo una directriz experimental que apuntara hacia ellos. A esta serie de eventos pertenecen la predicción y posterior confirmación de la existencia de neutrinos (con 26 años de diferencia), bosones vectoriales de norma (con 12), quarks pesados (18 en el caso del *top*) y probablemente del mecanismo de generación de masas de bosones y fermiones desnudos (¡aquí la diferencia podría ser de medio siglo!). Todo este conjunto de esfuerzos, tanto teóricos como experimentales, ha desembocado en lo que hasta ahora representa la descripción más sofisticada de los componentes fundamentales de la materia y sus interacciones: *el Modelo Estándar*.

Al día de hoy, éste reconoce un total de 18 partículas fundamentales (más las correspondientes antipartículas, según sea el caso) separadas en dos grandes conjuntos: *fermiones* y *bosones de norma*. Los primeros constituyen los ingredientes básicos a partir de los cuales se construye el resto de la materia; los segundos funcionan como mediadores de las tres fuerzas que entran en la teoría: la interacción electromagnética, la fuerte y la débil. El sector fermiónico se divide a su vez en una componente hadrónica y en una leptónica, mismas que se agrupan en tres generaciones, cada una de ellas compuesta por un par de partículas. La tabla 2.1 compila algunas de sus propiedades [1].

En el terreno analítico, el formalismo que combina las ideas y métodos propios de la relatividad especial y mecánica cuántica recibe el nombre de *teoría cuántica de campos*. Hasta ahora, el esquema ha probado proporcionar las herramientas adecuadas para describir la física de las partículas elementales. El resultado ha sido la formulación de teorías de campos asociadas a cada una de las interacciones del Modelo: electrodinámica cuántica (QED), cromodinámica cuántica (QCD) y teoría electrodébil de Glashow-Weinberg-Salam (GWS)<sup>1</sup>. En el seno de todas ellas se encuentran enraizados principios de simetría que dan cuenta de las diferentes leyes de conservación observadas a esas escalas; algunas incluso asumen un rol activo en la construcción misma del panorama teórico. Así por ejemplo, en el Modelo Estándar las interacciones son introducidas de manera natural a través del *principio de invariancia local de norma*.

A la fecha, el estado actual del arte, lejos de formar una descripción completa del cam-

---

<sup>1</sup>En estricto sentido, GWS no representa un estudio exclusivo de la fuerza débil; más bien constituye un panorama unificado de esta interacción con la electromagnética.

Tabla 1.1: Masa ( $m$ ), carga ( $q$ ) y espín ( $J$ ) de las partículas elementales del Modelo Estándar.

Fermiones, $J = 1/2$			Bosones, $J = 1$
<b>u</b> $m = 1.5 - 3.3 \text{ MeV}$ $q = \frac{2}{3}$	<b>c</b> $m = 1.27 \text{ GeV}$ $q = \frac{2}{3}$	<b>t</b> $m = 171.2 \text{ GeV}$ $q = \frac{2}{3}$	$\gamma$ $m = 0$ $q = 0$
<b>d</b> $m = 3.5 - 6.0 \text{ MeV}$ $q = -\frac{1}{3}$	<b>s</b> $m = 104_{-34}^{+26} \text{ MeV}$ $q = -\frac{1}{3}$	<b>b</b> $m = 4.20 \text{ GeV}$ $q = -\frac{1}{3}$	<b>g</b> $m = 0$ $q = 0$
<b>e</b> $m = 0.51 \text{ MeV}$ $q = -1$	$\mu$ $m = 105.65 \text{ MeV}$ $q = -1$	$\tau$ $m = 1.77 \text{ GeV}$ $q = -1$	<b>W<sup>±</sup></b> $m = 80.39 \text{ GeV}$ $q = \pm 1$
$\nu_e$ $m^\dagger = 0$ $q = 0$	$\nu_\mu$ $m^\dagger = 0$ $q = 0$	$\nu_\tau$ $m^\dagger = 0$ $q = 0$	<b>Z<sup>0</sup></b> $m = 91.18 \text{ GeV}$ $q = 0$

† En el Modelo Estándar se toman como cero. Evidencia experimental reciente [1] indica que los neutrinos tienen masa pequeña, mas no nula.

po de estudio, da pie a nuevos desarrollos: desde la inclusión de la interacción gravitacional al Modelo, hasta la siempre presente cuestión de los parámetros de entrada [2]. En estos momentos existe una intensa actividad distribuida en varias vertientes; las esperanzas están puestas en descubrimientos de nuevas simetrías que apunten hacia un posible esquema de unificación. Mientras eso llega, lo cierto es que hoy por hoy el Modelo Estándar es, en la física de altas energías, lo que mejor reproduce las observaciones.

## 1.2. El problema central de la física de iones pesados ultrarrelativistas

La extracción de las leyes fundamentales que gobiernan a la naturaleza no es, bajo ninguna circunstancia, el punto final de la investigación científica. De igual manera se encuentra el problema de aplicar estos principios al estudio de estructuras más elaboradas con las que la materia usualmente se presenta.

Así pues, *el reto que se plantea la física de iones pesados, consiste en describir la fenomenología de las interacciones nucleares a altas energías, a partir de las ideas comprendidas en el Modelo Estándar y otras disciplinas.* No obstante, el panorama se complica principalmente por dos factores:

### Dificultades intrínsecas de QCD.

La cromodinámica cuántica es una teoría no abeliana con invariancia de norma local bajo transformaciones del grupo de simetría SU(3) de color. Los generadores satisfacen las relaciones de conmutación

$$\left[ \frac{\lambda_i}{2}, \frac{\lambda_j}{2} \right] = i f_{ijk} \frac{\lambda_k}{2} \quad (1.1)$$

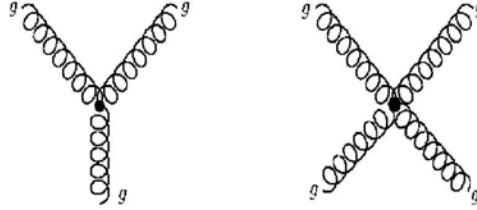
donde  $\lambda_i$  son las matrices de Gell-Mann y  $f_{ijk}$  las constantes de estructura del grupo. Al aplicar la transformación de norma al lagrangiano de QCD, el campo de norma se modifica



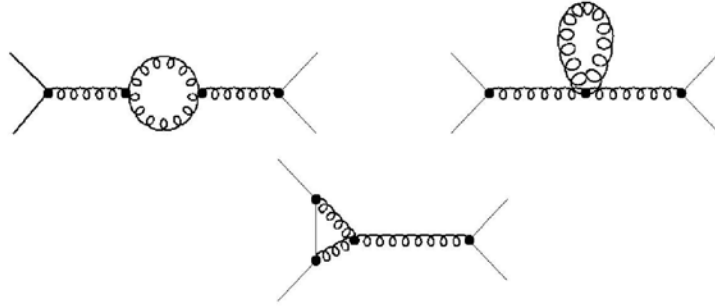
como

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha_a - f_{abc} \alpha_b G_\mu^c \quad (1.2)$$

La consecuencia inmediata de este hecho es la aparición de términos de autointeracción que comúnmente son referidos en la literatura como vértices de tres y cuatro gluones [3]:



Entonces, el cálculo de la amplitud invariante  $\mathcal{M}$  para procesos aparentemente simples como la interacción  $q\bar{q}$ , requiere de las contribuciones de diagramas adicionales de la forma [4]:



Si la constante de acoplamiento  $\alpha_s$  fuera pequeña, se podría hacer una aproximación perturbativa en la que sólo se tomaran en cuenta el proceso elemental y términos de corrección que se supondrían menos relevantes a medida que involucraran una mayor cantidad de vértices. De esta manera, se tendría la posibilidad de truncar la serie sin que las omisiones afectaran considerablemente el resultado.

El punto es que  $\alpha_s$ , lejos de ser una constante, depende de las condiciones en las que se da la interacción: en dispersión inelástica profunda (DIS), en donde se investiga la estructura hadrónica a escalas en la distancia mucho menores a  $1\text{fm}$ ,  $\alpha_s$  asume valores pequeños, por lo que es posible extraer buenas predicciones a partir de una expansión perturbativa. En estas circunstancias, se encuentra que los quarks dentro de los hadrones se comportan aproximadamente como partículas libres, hecho que en física de altas energías recibe el nombre de *libertad asintótica*.

En contraste, en el régimen de distancias cercano a  $1\text{fm}$ , la constante de acoplamiento crece considerablemente, por lo que los términos de autointeracción gluónica y de generación de pares  $q\bar{q}$  no son ignorables y por tanto la expansión en potencias de  $\alpha_s$  ya no es válida. Esto vino a dar un sustento teórico al fracaso de todos esfuerzos experimentales por observar quarks y gluones libres en la naturaleza.

Lo anterior es una mala noticia si se tiene en mente que los experimentos en física nuclear -a bajas y altas energías- empiezan y finalizan con materia hadrónica confinada. Entonces, un estudio analítico a partir de primeros principios se vislumbra, cuando menos, demasiado

complicado. Aún así, en décadas recientes se han podido hacer progresos sustanciales desde varios frentes. QCD en la red constituye una aproximación formal no perturbativa a la física de quarks y gluones. En el terreno fenomenológico se han desarrollado modelos<sup>2</sup> que han mostrado describir con cierto éxito algunos aspectos cualitativos que se observan en el laboratorio. Ciertamente el campo mostrará una intensa actividad en los años que vienen.

### Efectos colectivos.

La ausencia de una descripción analítica medianamente aproximada (ya no se diga exacta) de las fuerzas entre los quarks dentro de un hadrón dificulta, evidentemente, el tratamiento de sistemas más complejos, como es el caso de las colisiones de iones pesados. Ahí los objetos están compuestos por varias decenas o centenas de nucleones ( $N_S = 32$ ,  $N_{Au} = 197$ ,  $N_{Pb} = 207$ ), de manera que cada quark tiene la libertad de interactuar no sólo con los otros quarks dentro del mismo nucleón, sino también con aquellos de los nucleones vecinos.

No obstante, se ha encontrado que bajo ciertas circunstancias la complejidad del fenómeno da lugar a toda una serie de efectos colectivos, los cuales se describen usando los conceptos y aproximaciones propias de la física estadística e hidrodinámica<sup>3</sup>. De entre toda esta serie de efectos destaca la ocurrencia de *transiciones de fase*: cálculos de QCD en la red predicen que a una temperatura crítica  $T_c \simeq 170 \text{ MeV}$  correspondiente a una densidad de energía  $\epsilon_c \simeq 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ , la materia nuclear experimenta una transición hacia un estado de desconfinamiento que recibe el nombre de *Plasma de Quarks y Gluones (QGP)*. Describir la transformación de un estado a otro y entender el origen de los fenómenos colectivos representan dos de las tareas fundamentales de la física de iones pesados ultrarrelativistas.

El campo requiere de un acercamiento interdisciplinario; el progreso en esta área implica necesariamente el avance en otras. De entrada considérese la conexión que existe, en el Modelo Estándar, entre las transiciones de fase y el rompimiento (o restauración) de simetrías fundamentales en la naturaleza. En particular, a la temperatura y densidad de energía arriba señaladas, la simetría quiral aproximadamente es restablecida, de manera que las masas de los quarks dentro los hadrones reducen sus valores efectivos altos a aquellos que ignoran los efectos de confinamiento -ver tabla 1.1- y que son del orden de unos  $\text{MeV}$  para el  $u$  y el  $d$ . De momento, ésta sería la única transición de fase del Modelo asequible a los experimentos en el laboratorio.

Otras aplicaciones se extienden a los terrenos de la física nuclear, la astrofísica (en especial, a la dinámica de fluidos relativistas) y la cosmología. Respecto a esta última, actualmente se sabe que el Universo evolucionó, de una fase inicial de alta densidad de energía y temperatura, hacia el estado actual a través de un proceso acelerado de expansión y enfriamiento en el que la materia experimentó diversas transiciones de fase. Si bien la evolución del QGP y de este estado primordial no es la misma [8], se espera que las investigaciones en física de iones pesados proporcionen elementos complementarios para abordar el problema.

## 1.3. Fenomenología de las interacciones hadrónicas

En el estudio del QGP las interacciones hadrónicas establecen una referencia para separar los efectos propios del desconfinamiento, de los resultados que se esperarían de una extrapo-

<sup>2</sup>Por ejemplo, el modelo de Schwinger [5, 6], QED en dos dimensiones, el modelo partónico dual, el modelo de Lund [7], etc.

<sup>3</sup>No deja de ser asombrosa esta coincidencia si se tiene en mente la disparidad en el número de constituyentes de ambos sistemas:  $10^{23}$  en un sistema termodinámico ordinario, contra  $N < 10^4$  en una colisión nuclear.

lación fenomenológica de colisiones elementales. De ahí que el punto de partida consista en describir los principales aspectos de la física que se observa para tales sistemas.

En interacciones protón-protón ( $p$ - $p$ ) se deben distinguir dos clases de procesos: dispersiones elásticas e inelásticas. Las primeras no involucran una pérdida de las energías cinéticas de las partículas iniciales, por lo que su utilización para el estudio de la dinámica de las interacciones fuertes resulta de poco interés. En contraste, las colisiones inelásticas se caracterizan por la creación de nuevas partículas a partir de la energía disponible de los participantes originales<sup>4</sup>.

Los experimentos muestran que en las regiones de alto momento-energía, la contribución inelástica a la sección transversal total es predominantemente mayor que su contraparte elástica. Así por ejemplo, en la figura 1.1 se puede apreciar que para  $p_{lab} \approx 1000 \text{ GeV}/c$  la proporción es del orden de cinco a uno.

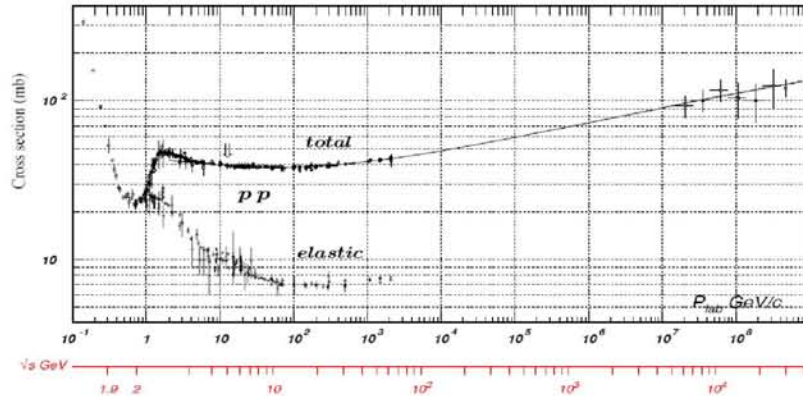


Figura 1.1: Contribuciones elástica e inelástica a la sección transversal total en colisiones  $p$ - $p$ . Gráfica tomada de [1].

Ya en el régimen inelástico, cerca del 90% de la producción total, tanto en interacciones nucleares como hadrónicas, está constituida por piones suaves ( $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ ); ellos proporcionan un primer vistazo a la dinámica interna de la colisión y fijan el escenario de fondo para el estudio de señales raras: partículas con extrañeza, sabores pesados, jets, fluctuaciones y correlaciones [10]. La figura 1.2 presenta una gráfica de la multiplicidad promedio de partículas cargadas para varios sistemas a diferentes energías.

El objetivo de cualquier modelo teórico de colisiones hadrónicas no solamente consiste en estimar la producción para cada una de las especies de partículas, sino dar cuenta de sus distribuciones sobre diferentes variables dinámicas y cinemáticas, como el momento transversal, la (pseudo)rapidez, entre otras. De hecho, los espectros son altamente sensibles a los procesos que subyacen a la interacción, por lo que en la práctica éstos proporcionan el único medio de acceso a regímenes del espacio y tiempo fuera del alcance experimental.

<sup>4</sup>Los procesos inelásticos se dividen a su vez en dos categorías: colisiones inelásticas con y sin efectos de disociación por difracción. A grandes rasgos, dichos efectos se refieren a la excitación y posterior relajación de los sistemas nucleares que interactúan, con la consecuente emisión de partículas. Este mecanismo por lo que general arroja una menor producción que los casos en donde se registra un rompimiento auténtico de los hadrones iniciales. Si bien es difícil establecer una frontera exacta para la contribución de ambas componentes a la sección inelástica total, se estima que la aportación de la parte libre de difracción se encuentra alrededor del 90% [9].

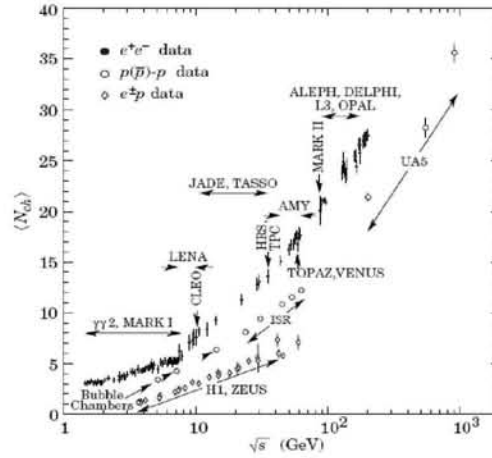


Figura 1.2: Multiplicidad (promedio) de partículas cargadas vs energía, en diferentes tipos de colisiones. Gráfica tomada de [1].

De todas las gráficas, ocupa un lugar especial la de la distribución de rapidez ( $y$ ). En realidad, mientras que el cálculo de esta variable requiere de la medición de dos cantidades<sup>5</sup>, la pseudorapidez ( $\eta$ ) sólo necesita del conocimiento del ángulo de emisión de la partícula, de manera que la mayoría de los experimentos se restringen a trabajar con esta última. Así pues, los datos exhiben [9, 10] una configuración en forma de meseta cuya parte plana se extiende a varias unidades de  $\eta$ :

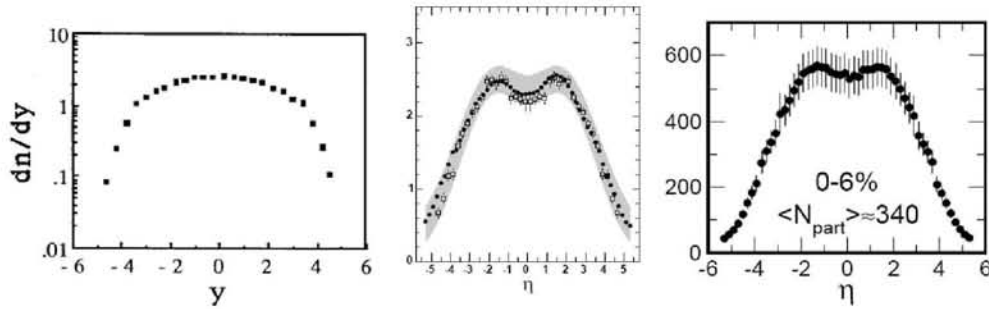


Figura 1.3: Distribuciones de rapidez y pseudorapidez de partículas cargadas en diferentes sistemas. De izquierda a derecha: colisiones  $p$ - $p$  a  $\sqrt{s} = 52$  GeV [11];  $p$ - $p$  (puntos) y  $p$ - $\bar{p}$  (cuadros) a  $\sqrt{s} = 200$  GeV [12]; Au-Au a  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV [13].

Otras distribuciones que muestran ser particularmente útiles son las de momento y masa

<sup>5</sup>El momento longitudinal (i.e., en la dirección del haz) y la energía. De la expresión relativista  $E = \sqrt{m^2 + p^2}$ , lo anterior involucra implícitamente la identificación de la masa de la partícula. Con todo ello, en el régimen de momento grande, la rapidez y la pseudorapidez coinciden. Más detalles en el apéndice B.

transversa, definidos respectivamente como:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (1.3)$$

$$m_T^2 = m^2 + p_T^2 \quad (1.4)$$

Los resultados suelen presentarse en términos del elemento invariante  $d\mathbf{p}/E$ :

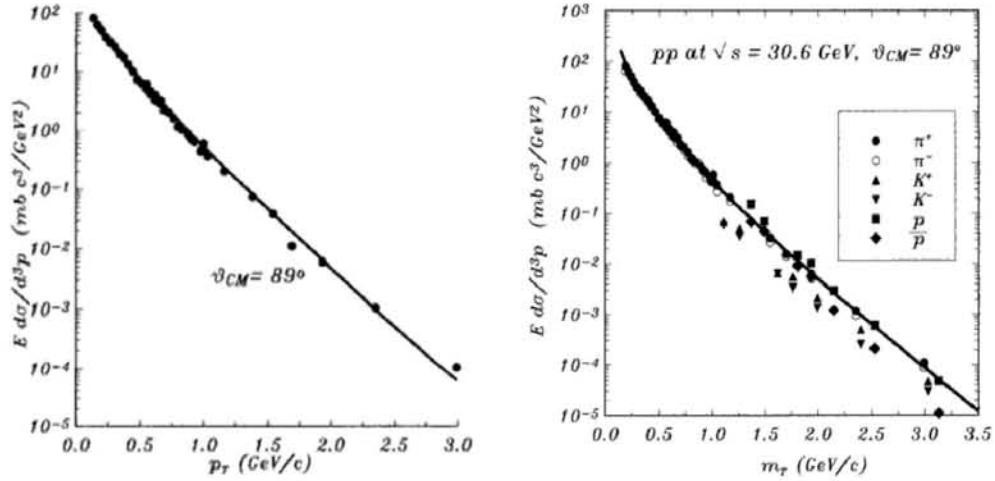


Figura 1.4: Distribuciones de momento y masa transversa. La gráfica de la izquierda presenta únicamente la información para  $\pi^+$ ; la de la derecha incluye las especies más abundantes. Los datos corresponden a colisiones  $p$ - $p$  a  $\sqrt{s} = 30.6 \text{ GeV}$  [14].

En la imagen de la izquierda puede apreciarse que el grueso de la producción de piones cae en la región de momento transversal menor o igual a  $1 \text{ GeV}/c$  y sólo una mínima fracción está por arriba de ese valor. A grandes rasgos, esto permite hacer una clasificación en dos categorías: se llaman *partículas suaves* aquellas que están en el régimen  $p_T \ll 1 \text{ GeV}/c$  y *partículas duras* las que tienen  $p_T \gg 1 \text{ GeV}/c$ . En la actualidad, se sabe que los mecanismos de producción detrás de estos dos conjuntos son totalmente diferentes: mientras que la formación de partículas duras puede describirse con QCD perturbativa (y por tanto existe un tratamiento analítico aproximado), los procesos suaves caen en el régimen no perturbativo (y por tanto deben ser abordados desde un modelo fenomenológico) con una probabilidad de ocurrencia mucho mayor que la de los primeros; de ahí que cualquier avance en la comprensión de la física en esta región sea importante.

En lo que respecta a la figura de la derecha, los datos muestran un comportamiento casi uniforme para las especies más abundantes, hecho que en la literatura es comúnmente referido como *escalamiento de  $m_T$*  [9, 15, 16]. La curva sólida es una parametrización de la forma

$$E \frac{d^3\sigma}{d\mathbf{p}} = A \frac{e^{-m_T/T}}{(m_T/\text{GeV})^\lambda} \quad (1.5)$$

Aquí el parámetro  $T$  deja de ser un simple elemento del ajuste para cobrar un significado físico muy importante: es una temperatura que se asocia al medio creado en la colisión. En el caso de interacciones nucleares esta cantidad es sensible a dos contribuciones: el movimiento

aleatorio de las partículas al escapar hacia los detectores (*freeze-out* térmico) y su velocidad neta de flujo transverso.

Finalmente, en el Modelo Estándar *la regla de conservación del número bariónico*<sup>6</sup> establece que la diferencia en el número de quarks y antiquarks antes y después de cualquier reacción es una cantidad que se mantiene constante<sup>7</sup>. Por tanto, en colisiones  $p$ - $p$  se tiene que al final deberá haber cuando menos dos bariones. Del total de partículas generadas, es muy probable que los hadrones con contenido de quarks similar al de los protones ( $n$ ,  $\Delta$ 's, protones mismos) se hallen entre los productos más energéticos de la colisión. Dichos bariones reciben el nombre de *partículas líderes* (*leading particles*) y se llama *efecto de partículas líderes* (*leading particle effect*) al hecho de que se les encuentra con una mayor probabilidad justo en la región de pseudorapideces de las hadrones originales, en lo que se conoce como las *zonas de fragmentación*.

Este efecto es un rasgo característico de las colisiones hadrónicas; no se le observa en aniquilación  $e^-e^+$  y la presencia de un medio en interacciones nucleares centrales lo atenúa sustancialmente [10]. El fenómeno permite esbozar un panorama intuitivo de la situación: los hadrones que colisionan se fragmentan como consecuencia de las interacciones fundamentales de los partones que los constituyen. Los restos originales (i.e., las partículas líderes) hadronizan preferentemente en las zonas de fragmentación, mientras que el grueso de las partículas provenientes de parejas  $q\bar{q}$  generadas durante el proceso salen despedidas con valores intermedios de  $y$ , en lo que justamente se conoce como *la región central de rapidez*.

Lo anterior resulta ser muy útil, pues indica en qué partes del espacio fase habrá que buscar a las partículas con extrañeza y encanto [17]. Por ejemplo, en colisiones como las de la figura 1.3, en donde los haces se desplazan con la misma velocidad pero en direcciones opuestas, la región central de rapidez correspondería a la parte central del diagrama, mientras que las zonas de fragmentación se ubicarían en los bordes de la meseta. El efecto también permite hacer una estimación de la energía disponible para la creación de nuevas partículas: cálculos sencillos [9] arrojan que las partículas líderes se llevan alrededor de la mitad de la energía total de la colisión, de ahí que los procesos  $p$ - $p$  registren una multiplicidad menor que la de las interacciones  $e^-e^+$  (figura 1.2).

## 1.4. Extrañeza en colisiones hadrónicas

### 1.4.1. Justificación del estudio

Los estudios de materia con extrañeza comenzaron a finales de 1947 con el descubrimiento de una nueva especie de partículas mediante observaciones en cámaras de niebla [18]. El diagrama de la figura 1.5 muestra un chubasco de rayos cósmicos incidiendo sobre una placa de plomo de 3 cm de espesor. En la parte baja de la imagen se puede apreciar la eyección de los restos de las colisiones, dentro de los cuales destaca la emisión de una partícula neutra indetectable por los aparatos hasta el momento de su desintegración en una pareja de piones cargados.

Observaciones similares se registraron en 1949 ( $K^+$ ) y 1950 ( $\Lambda$ ), con la singularidad de

<sup>6</sup>Independientemente de su sabor, color o espín, los quarks tienen un número bariónico de  $1/3$ , los antiquarks de  $-1/3$  y el del resto de las partículas del Modelo es cero.

<sup>7</sup>Hasta ahora no existe una justificación teórica para esto. De hecho, algunas extensiones del Modelo Estándar sugieren violaciones a la regla, dando posibilidad a toda una serie de procesos entre los que destacan el decaimiento del protón en estado de partícula libre. El tema se ha mantenido vigente en la agenda de muchos grupos de investigación teórica y experimental. Considérese por ejemplo, los esfuerzos por registrar dicho decaimiento (¡con resultados nulos!) en la enorme mina repleta con agua de la colaboración Kamiokande, en Japón.

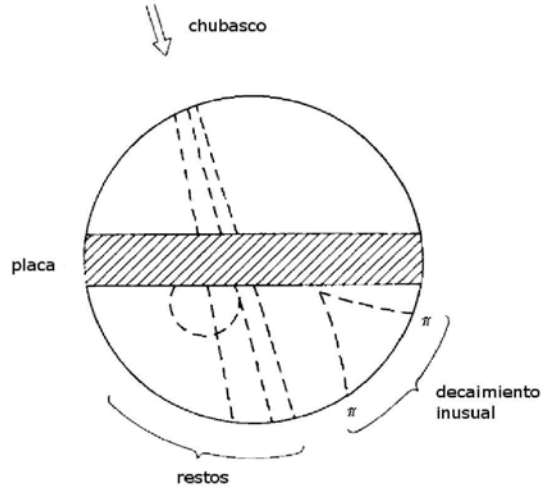


Figura 1.5: El descubrimiento de las partículas extrañas. Un chubasco de rayos cósmicos incide sobre una placa de plomo, produciendo, entre otras cosas, un kaón neutro corto ( $K_s^0$ ), el cual se desintegra en una pareja de piones cargados. La topología característica del decaimiento fue motivo del nombre  $V^0$ , título que sobrevive hasta nuestros días (la imagen es una versión modificada de [4]).

que en este último caso una de las partículas del decaimiento correspondía a un protón. Al poco tiempo, la invención de los primeros aceleradores en la década de los 50's derivó en el hallazgo de más variedades y consecuentemente en una mejor clasificación de las especies<sup>8</sup>. Lo inesperado de su descubrimiento o mejor dicho, el desconcierto por el papel que asumían dentro de la teoría y sobre todo sus tiempos de vida relativamente largos, fue lo que llevó a que estas partículas recibieran la denominación (algo excéntrica) de *extrañas*.

En el contexto de la física de partículas elementales de aquella época, el descubrimiento de las partículas extrañas fue importante porque demostró la existencia de un tipo de interacción hasta entonces desconocida: la interacción débil. Al día de hoy, se sabe que la extrañeza es una propiedad portada por el quark  $s$ , que este tipo de partículas se producen por parejas y que los decaimientos débiles no preservan el sabor, entre otras cosas<sup>9</sup>. En lo que a la física de las colisiones hadrónicas y nucleares concierne, los estudios de extrañeza son importantes principalmente por cuatro razones:

1. *Potencial entre quarks*. Cálculos de QCD en la red predicen que el potencial de confinamiento para una pareja  $q\bar{q}$  crece linealmente con la distancia. En algunos modelos fenomenológicos (ver siguiente sección), la producción de nuevas partículas puede describirse a través de un proceso de *tunelaje* que se favorece cuando la separación entre los quarks ha superado cierto umbral. Cuantitativamente, la tasa de producción de

<sup>8</sup>Prueba de ello fue la serie cambiante de nombres que se utilizaron para designarlas: inicialmente el  $K^0$  fue bautizado como  $V^0$  y luego se cambió a  $\theta^0$  [4]; algo menos drástico ocurrió con el  $K^+$ . No fue sino hasta mediados de los 50's cuando se encontró que éstos dos eran, por así decirlo, las versiones neutra y cargada de la misma partícula. En cualquier caso, se ha hecho costumbre emplear la etiqueta  $V^0$  para referirse a  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  ó  $\bar{\Lambda}^0$ .

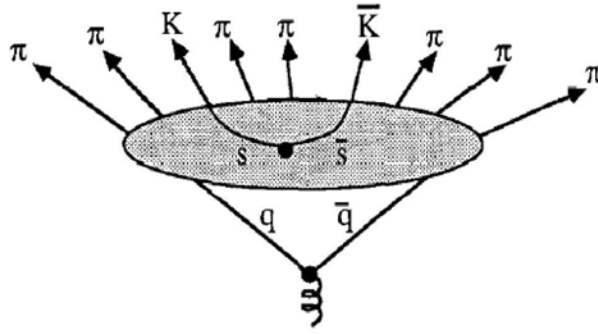
<sup>9</sup>Quizá lo más destacable sean las observaciones de violación de CP en sistemas de kaones neutros.

quarks con masa  $m_q$  está dada por :

$$\frac{dN}{dt d\bar{x}} \sim \exp\left(-\frac{\pi m_q^2}{\kappa}\right) \quad (1.6)$$

Entonces, las comparaciones de esta cantidad para los quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$  permitirían realizar una estimación de la constante de proporcionalidad ( $\kappa$ ) del potencial.

2. *Correlaciones.* Dado que el grueso de la producción en colisiones hadrónicas y nucleares consiste en piones, el escaso número de partículas extrañas hace que éstas puedan ser etiquetadas con el objetivo de estudiar la dinámica interna de la reacción.



3. *Formación de bariones.* En tanto que los mecanismos de generación de mesones aparecen de forma natural en los modelos de hadronización, la situación para los bariones no resulta ser tan evidente. Mediciones precisas de la producción de esta clase de partículas -especialmente de bariones extraños- suministrarían una herramienta para evaluar y/o descartar modelos.
4. *Caracterización del plasma.* Las predicciones para el desconfinamiento establecen un cambio drástico en la producción de hadrones extraños respecto al caso en donde no se alcanza la transición. Este cambio recibe el nombre de *sobreproducción de extrañeza* (strangeness enhancement), el cual se caracteriza por el incremento abrupto de la cantidad de parejas  $s\bar{s}$  generadas, así como por el modo en el que estos quarks se recombinan para formar las diferentes especies de hadrones. En tal caso, la extrañeza podría ser utilizada como una de las señales inequívocas de la transición.

### 1.4.2. El modelo de Schwinger. Supresión de extrañeza

La producción de partículas en colisiones hadrónicas es un problema que cae predominantemente dentro del sector no perturbativo de QCD. Dadas las dificultades analíticas para extraer predicciones cuantitativas precisas en este régimen, resulta conveniente formular modelos fenomenológicos que faciliten una visión intuitiva de lo que arrojan los experimentos. En ese sentido, el modelo de Schwinger [5] ha sido aplicado para describir algunos aspectos del proceso de formación de partículas, en condiciones en donde la interacción fuerte predomina sobre las otras fuerzas de la naturaleza.

Si bien el planteamiento original involucra aproximaciones que sobresimplifican el problema, parte de sus ideas principales se hallan detrás de formalismos más sofisticados y que



actualmente gozan de un amplio uso en la comunidad, como el *modelo de la cuerda* o de Lund<sup>10</sup>. Así pues, en la descripción de Schwinger se parte de considerar un potencial lineal de confinamiento entre una pareja  $q\bar{q}$ :

$$V(z) = -\kappa z \quad (1.7)$$

La constante de proporcionalidad  $\kappa$  recibe el nombre de *la constante de cuerda* y diversas mediciones estiman su valor alrededor de los  $1\text{GeV}/\text{fm}$ . Pictóricamente, el sistema puede ser representado por una especie de capacitor de placas paralelas de área  $A$  y separación  $L$ , dentro del cual se halla confinado un campo *eléctrico de color* de magnitud constante  $E$ :

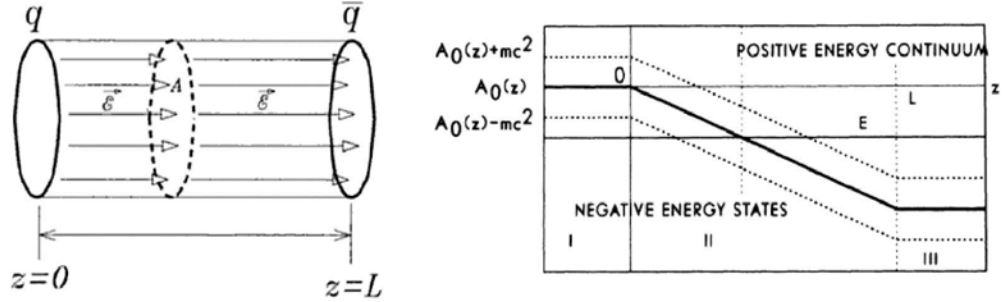


Figura 1.6: Izquierda: El modelo del tubo de color en el mecanismo de Schwinger. El sistema de referencia se ha definido de manera tal, que la posición  $z = 0$  corresponde al quark y  $z = L$  al antiquark. Derecha: Gráfica del potencial de confinamiento (ec. 1.9). Las imágenes han sido tomadas de [9] y [6].

De la expresión clásica para la energía almacenada en un condensador, se tiene que  $E$ ,  $A$  y  $\kappa$  están relacionadas mediante

$$\frac{1}{2}E^2 A = \kappa \quad (1.8)$$

donde  $A \sim 0.25 \text{ fm}^2$ . Ahora, identificando el potencial  $V(z)$  con la componente temporal del cuadrivector  $A^\mu = (V(z), \mathbf{A})$  y despreciando los efectos de borde (mismos que introducen una dependencia en las coordenadas  $x$  y  $y$ ), la expresión para  $V(z)$  dentro y fuera del tubo queda como:

$$V(z) = A^0(z) = \begin{cases} 0 & z \leq 0 & (\text{region I}) \\ -\kappa z & 0 \leq z \leq L & (\text{region II}) \\ -\kappa L & L \leq z & (\text{region III}) \end{cases} \quad (1.9)$$

Así, la dinámica de un quark se halla gobernada por la ecuación de Dirac:

$$[\gamma^\mu (p_\mu - eA_\mu) - m]\psi = 0 \quad (1.10)$$

La solución de este problema puede consultarse en [6, 9, 15]. Según la interpretación del mar de electrones (también debida a Dirac), la generación de una nueva pareja  $q'\bar{q}'$  ocurre

<sup>10</sup>El modelo de Lund es capaz de explicar algunos aspectos que desde el mecanismo de Schwinger resultan difíciles de describir, como la producción de estados estables (*yo-yo states*), la generación de partículas bajo un patrón de cascada "de adentro hacia afuera" (*inside-outside cascade*) y la distribución de bariones en las llamadas *trayectorias de Regge*. Aparte de eso, quizá su cualidad más útil sea la facilidad con la que se pueden implementar métodos Monte Carlo (MC) para realizar cálculos. Ello permite el desarrollo de *generadores de eventos* (ver capítulo 3), siendo PYTHIA [19] uno de los de mayor uso.

cuando un quark de la región de energías negativas (región I) salta hacia un estado de energía positiva (región III), dejando tras sí un agujero con las características de una antipartícula. Entonces, en el modelo de Schwinger, la producción de una nueva pareja  $q'\bar{q}'$  se entiende como un proceso espontáneo de tunelaje que se favorece después de que la separación de la pareja original  $q\bar{q}$  ha rebasado cierto umbral. Con esto se obtienen dos sistemas  $q\bar{q}'$  y  $q'\bar{q}$  que podrán fragmentarse sucesivamente para dar lugar a una parte del total de partículas de la interacción. El problema no es tan simple sobre todo si se tiene en mente el caso de los bariones, el cual necesita de la combinación de tres quarks en vez de dos. Más adelante se volverá a este punto.

Los resultados para la separación umbral, la probabilidad del salto (penetrabilidad de la barrera) y la tasa de creación de parejas  $q'\bar{q}'$  son, respectivamente:

$$L_{min} = \frac{2m_T}{\kappa} \quad (1.11)$$

$$P = \exp\left(-\frac{\pi(m^2 + p_T^2)}{\kappa}\right) \quad (1.12)$$

$$\frac{dN}{dt d\bar{x}} = 2 \cdot \frac{\kappa^2}{8\pi^3} \exp\left(-\frac{\pi m^2}{\kappa}\right) \quad (1.13)$$

De acuerdo a estas expresiones, la producción de parejas extrañas  $s\bar{s}$  queda suprimida respecto a  $u\bar{u}$  y  $d\bar{d}$  debido a la diferencia de las masas efectivas (vestidas) de los quarks en los hadrones:  $m_u \approx m_d \sim 310 MeV/c^2$  contra  $m_s \sim 483 MeV/c^2$ . Por ejemplo, al sustituir estos datos en la ecuación (1.13) se encuentra que la relación de las tasas de producción es aproximadamente

$$\frac{(dN/dtd\bar{x})_{s\bar{s}}}{(dN/dtd\bar{x})_{u\bar{u}+d\bar{d}}} = 0,05 \quad (1.14)$$

En la práctica, este cociente denota un *factor de supresión*  $\lambda$  que no es una observable directa del experimento, pero que puede ser estimado a partir de algunas suposiciones. El cálculo más rústico considera únicamente piones y kaones: asumiendo que las variedades neutras y cargadas de estas dos partículas se producen en igual proporción, el número de quarks de sabor  $q$  puede ser relacionado con el número de mesones a través del contenido de quarks de valencia:

$$\begin{aligned} \pi^+ &= u\bar{d}, & \pi^0 &= (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}, & \pi^- &= \bar{u}d \\ K^+ &= u\bar{s}, & K^0 &= d\bar{s}, & \bar{K}^0 &= \bar{d}s, & K^- &= \bar{u}s \end{aligned}$$

Entonces

$$\begin{aligned} N_u &= N_{\pi^+} + N_{K^+} + \frac{1}{2}N_{\pi^0} \\ N_{\bar{u}} &= N_{\pi^-} + N_{K^-} + \frac{1}{2}N_{\pi^0} \\ N_d &= N_{\pi^-} + N_{K^0} + \frac{1}{2}N_{\pi^0} \\ N_{\bar{d}} &= N_{\pi^+} + N_{\bar{K}^0} + \frac{1}{2}N_{\pi^0} \\ N_s &= N_{\bar{K}^0} + N_{K^-} \\ N_{\bar{s}} &= N_{K^+} + N_{K^0} \end{aligned}$$

en donde  $N_{\pi^+} = N_{\pi^0} = N_{\pi^-}$  y  $N_{K^+} = N_{K^0} = N_{\bar{K}^0} = N_{K^-}$ . De aquí se sigue que

$$\begin{aligned} N_u + N_{\bar{u}} + N_d + N_{\bar{d}} &= 4N_{K^+} + 6N_{\pi^+} \\ N_s + N_{\bar{s}} &= 4N_{K^+} \end{aligned}$$

Entonces, el factor de supresión viene dado por

$$\lambda = \frac{s + \bar{s}}{u + \bar{u} + d + \bar{d}} = \frac{N_{K^+}/N_{\pi^+}}{1,5 + N_{K^+}/N_{\pi^+}} \quad (1.15)$$

El resultado anterior es muy importante, pues ilustra la manera mediante la que se puede extraer información de las mediciones. Así por ejemplo, la colaboración E802 reporta un cociente  $K^+/\pi^+ \sim 0,08$  en colisiones nucleón-berilio a  $14.5 \text{ GeV}$  [20]. Sustituyendo en (1.15) se obtiene un valor para  $\lambda$  de 0.05, el cual coincide con el dato que arroja el modelo de Schwinger (1.14). Con todo ello, esta coincidencia debe ser tomada con mesura: la ecuación (1.13) es bastante sensible a las masas de los quarks. Tan sólo por mencionar, si se tomaran  $m_u \approx m_d \sim 325 \text{ MeV}/c^2$  y  $m_s \sim 450 \text{ MeV}/c^2$ , el resultado sería 0.107, prácticamente el doble de la primera estimación. Además, las predicciones varían según el formalismo<sup>11</sup>.

Por si esto no fuera suficiente, el conteo de las parejas primarias  $u\bar{u}$  y  $d\bar{d}$  se complica porque muchos de los piones que se observan son producto de decaimientos de resonancias:  $\eta$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ , etc. Cálculos más precisos requieren de una serie de suposiciones que permitan sustraer este "ruido" así como de la inclusión de otro tipo de hadrones extraños ( $\Lambda$ 's,  $\Sigma$ 's, etc.) en el numerador. A este respecto, uno de los trabajos más reconocidos se debe a A. Wroblewski [21]. Sus resultados ubican a  $\lambda$  en el rango 0.1-0.4, dependiendo el número no sólo de la energía de la interacción, sino también del sistema que colisiona. Mediciones más recientes [22] en RHIC establecen  $\lambda = 0.1-0.18$  para colisiones  $p-p$ . En el futuro se espera determinar este factor con mayor exactitud.

### 1.4.3. Bariones

La creación de partículas mediante el cruce de barreras de potencial en el campo de color es una idea que encaja bastante bien a la hora de describir el proceso de formación de mesones. En el modelo de Lund, dicho proceso suele referirse como *rompimiento o fragmentación de la cuerda*. Sea cual sea el nombre que se utilice, extender estos conceptos al caso de los bariones es una tarea que enfrenta con dificultades. La más evidente, desde luego, es la manera de introducir el quark extra que se necesita para formar estas partículas. De momento, el recurso más utilizado para atender esta cuestión es el modelo del diquark [17]. Un diquark es una pareja  $qq$  que se produce ocasionalmente después de que la separación del sistema primario  $q\bar{q}$  ha rebasado el umbral. La generación de esta pareja viene acompañada de dos antiquarks  $\bar{q}\bar{q}$  (i.e., un antidiquark) que podrán recombinarse con los quarks originales para forman un barión y un antibarión, respectivamente.

No obstante, dada la diferencia en las masas efectivas de quarks y diquarks, la producción de bariones quedará suprimida respecto de los mesones. Dicha diferencia no sólo dependerá de los sabores involucrados en el diquark, sino también del espín e isoespín de la pareja. Por ejemplo, en [7] se encuentra que

$$\begin{aligned} m(ud_0) &= 420 \text{ MeV} \quad , \quad m(uu_1) = 490 \text{ MeV} \quad , \quad m(ud_1) = 490 \text{ MeV} \\ m(us_0) &= 590 \text{ MeV} \quad , \quad m(us_1) = 640 \text{ MeV} \quad , \quad m(ss_1) = 790 \text{ MeV} \end{aligned}$$

<sup>11</sup>En el modelo de Lund [7]  $\lambda = 1/3$ ; otros cálculos [10] arrojan  $\lambda = 0.2$  para  $p-p$  y 0.45 para  $A-A$ .

de donde se desprenden las siguientes razones para las probabilidades de producción:

$$(ud)_0 : (ud)_1 : (uu) : (us)_0 : (us)_1 : (ss) = 1 : 0,35 : 0,35 : 0,06 : 0,02 : 0,007 \quad (1.16)$$

Lo anterior permite describir, aunque sea de manera cualitativa, la jerarquía que se observa en la producción de bariones extraños: *en colisiones hadrónicas y nucleares sin desconfi-namiento, la cantidad de bariones producidos en la interacción disminuye conforme aumenta el contenido de extrañeza*. Simbólicamente, este hecho viene representado mediante la relación

$$N(\Lambda^0) > N(\Xi) > N(\Omega) \quad (1.17)$$

Ya fuera del modelo del diquark, otra manera de apreciar el origen de la jerarquía se basa en examinar la cantidad de reacciones que se necesitan para generar cada una de estas partículas. Por ejemplo, para  $\Lambda^0$  sólo se requiere de

$$\pi^0 + p \rightarrow K^+ + \Lambda^0 \quad (1.18)$$

mientras que las cascadas necesitan, progresivamente

$$\Xi : \quad \pi + \Lambda^0 \rightarrow K + \Xi \quad (1.19)$$

$$\Omega : \quad \pi^+ + \Xi^- \rightarrow K^+ + \Omega^- \quad (1.20)$$

Desde esta perspectiva, la producción de  $\bar{\Lambda}^0$  es más difícil de alcanzar que la de  $\Lambda^0$  porque la reacción simétrica de (1.18) requiere primero de la creación de un antiprotón:

$$\pi^0 + \bar{p} \rightarrow K^- + \bar{\Lambda}^0 \quad (1.21)$$

En resumen, una alta supresión de extrañeza (bajo valor de  $\lambda$ ) y una jerarquía decreciente en el contenido de quarks extraños para los bariones, son dos de los aspectos que caracterizan la fenomenología de los sistemas nucleares con confinamiento. Lo que sigue ahora es una discusión de la transición de fase hacia el QGP y el análisis de las predicciones más significativas en cuanto a la producción de esta clase de partículas.

## 1.5. El plasma de Quarks y Gluones (QGP)

### 1.5.1. El modelo de la bolsa

El estudio de los cambios de fase entre los diferentes estados de la materia hadrónica es otro problema que cae dentro del sector no perturbativo de QCD, por lo que aquí también resulta útil trabajar con modelos fenomenológicos. Para el caso de la transición hacia el QGP, el modelo de la bolsa ofrece una descripción sencilla que permite identificar las circunstancias bajo las cuales podría darse la transformación. En su forma más simple [9, 23] el modelo representa los hadrones como sistemas de quarks sin masa y gluones, los cuales se mueven libremente dentro de un volumen esférico de radio  $R$ . El confinamiento es producto de un balance de presiones: una que se dirige hacia afuera y que es resultado de la energía cinética de las partículas y otra ( $B$ ) que apunta hacia el interior y que engloba los efectos no perturbativos de QCD. Cálculos diversos sitúan el valor de esta última cantidad entre los 145 y 235  $MeV$ . Entonces, una nueva fase de desconfi-namiento se esperaría cuando la presión cinética de las partículas dentro de la bolsa sobrepasara el correspondiente dato para  $B$ . Esto ocurre en al menos un par de circunstancias:

### QGP a altas temperaturas

Asumiendo (por simplicidad) que las partículas no interactúan entre sí, la presión ( $P$ ) en la bolsa registra las contribuciones de los quarks, antiquarks y gluones. Los dos primeros obedecen la estadística de Fermi-Dirac, por lo que tomando el límite relativista ( $m = 0$ ) y un número bariónico neto igual a cero, la energía debida a cada uno de estos sistemas es [9]

$$E_{q,\bar{q}} = \frac{g_q V}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^3 dp}{1 + e^{p/T}} = \frac{7}{8} g_q V \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad (1.22)$$

Aquí  $g_q = N_c N_f N_s$  es la degeneración, la cual depende del número de colores ( $N_c = 3$ ), sabores ( $N_f$ ) y espines ( $N_s = 2$ ). Por su parte, los gluones siguen la estadística de Bose, de manera que

$$E_g = \frac{g_g V}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^3 dp}{e^{p/T} - 1} = g_g V \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad (1.23)$$

donde  $g_g = 16$  al considerar las ocho combinaciones neutras de color y los dos estados de polarización.

Ahora, independientemente de la estadística, se sabe que para partículas sin masa

$$P = \frac{1}{3} \frac{E}{V} \quad (1.24)$$

Por lo que

$$P_{q,\bar{q}} = \frac{7}{8} g_q \frac{\pi^2}{90} T^4$$

$$P_g = g_g \frac{\pi^2}{90} T^4$$

Entonces, tomando solamente en cuenta los quarks  $u$  y  $d$ , la presión cinética total es

$$P = P_q + P_{\bar{q}} + P_g = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (1.25)$$

Así, el desconfinamiento ocurrirá cuando  $P = B$ . Por ejemplo, para  $B^{1/4} = 206 \text{ MeV}$  se obtiene una temperatura y densidad de energía críticas de  $T_c \sim 144 \text{ MeV}$  y  $\epsilon_c \sim 0.68 \text{ GeV}/f\text{m}^3$ , respectivamente. Nótese que este último valor es cuatro veces más grande que el que se encuentra en la materia nuclear ordinaria [8]:  $0.16 \text{ GeV}/f\text{m}^3$ .

### QGP a densidades bariónicas altas

La condición de temperaturas elevadas no es indispensable para incrementar la presión de las partículas en la bolsa.

Considérese un sistema con número bariónico neto diferente de cero en su estado de mínima energía ( $T = 0$ ). El principio de exclusión de Pauli establece que dos fermiones no pueden compartir el mismo conjunto de número cuánticos. Entonces, para el sistema en cuestión, se tiene que las partículas empezarán a poblar estados más energéticos conforme los niveles inferiores se vayan ocupando. Si el sistema es lo suficientemente denso (numeroso), llegará el punto en el que la distribución alcance los estados correspondientes a presiones superiores a la fuerza de confinamiento; en esas circunstancias, la presión debida a la degeneración del gas será el mecanismo por el que se forme el plasma.

El cálculo parte de la determinación de la energía Fermi y de la totalidad de la población hasta ese nivel. Por simplicidad, aquí sólo se considera la contribución de los quarks:

$$E_q = \frac{g_q V}{(2\pi)^3} \int_0^{\mu_q} 4\pi p^3 dp = \frac{g_q V}{8\pi^2} \mu_q^4 \quad (1.26)$$

$$N_q = \frac{g_q V}{(2\pi)^3} \int_0^{\mu_q} 4\pi p^2 dp = \frac{g_q V}{6\pi^2} \mu_q^3 \quad (1.27)$$

Utilizando (1.24), la presión queda como

$$P_q = \frac{g_q}{24\pi^2} \mu_q^4$$

Por tanto, los valores críticos se extraen al hacer  $P = B$ . De nueva cuenta, tomando  $B^{1/4} = 206 \text{ MeV}$  y considerando sólo dos sabores, se obtiene  $\mu_c = 434 \text{ MeV}$ ,  $\epsilon_c \sim 2.2 \text{ GeV/fm}^3$  y  $n_c \sim 2.15 \text{ fm}^{-3}$  para el momento de Fermi, la densidad de energía y la densidad de quarks, respectivamente. Así, la densidad bariónica crítica es:

$$n_{B_c} = \frac{1}{3} n_c = 0,72 \text{ fm}^{-3}$$

la cual es cinco veces superior al de la materia nuclear en condiciones normales.

Los casos anteriores no son los únicos para la formación del plasma, pero sí los más sencillos como para desarrollar un tratamiento analítico simple; el modelo de la bolsa resulta útil en tanto que proporciona un argumento intuitivo acerca de la posibilidad de la transición de fase. Un estudio más riguroso requiere de cálculos que incluyan factores adicionales que necesariamente entran en el proceso, como la interacción entre quarks y gluones, etc. Parte del trabajo de QCD en la red que se ha realizado en los últimos años consiste precisamente en averiguar si es posible alcanzar el desconfinamiento en otras circunstancias. Los resultados han permitido delinear un diagrama de fases para la materia hadrónica como el que se muestra en la figura 1.7.

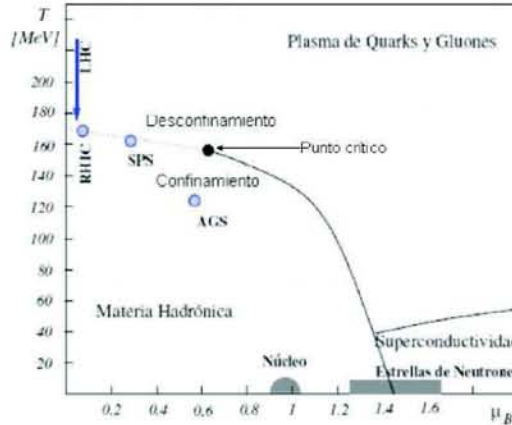


Figura 1.7: Diagrama de fases (temperatura vs potencial barioquímico) de la materia hadrónica.

Las investigaciones también se han ocupado en llevar todo esto al terreno de las mediciones, ya sea por observación indirecta, ya sea por experimentos en el laboratorio. A este respecto, el trabajo en física de colisiones de iones pesados ha mostrado ser muy estimulante; en la imagen aparece el régimen accesible a los experimentos más recientes, así como el estado base del núcleo atómico y las demás partículas: mientras que los nuevos aceleradores son capaces de llegar a temperaturas más elevadas con potenciales barioquímicos pequeños

(condiciones similares al *Big Bang*), la situación inversa y que predice la existencia de estados exóticos probablemente sólo será accesible a la observación astrofísica [10].

### 1.5.2. Creación y evolución del plasma

Las posibilidades que representan los experimentos con iones pesados hacen evidente la necesidad de desarrollar modelos de la transición desde una perspectiva más dinámica, la cual describa el proceso en el marco de una colisión de altas energías. Uno de los trabajos que ha recibido mayor difusión fue propuesto por Bjorken en 1983 [24] y lo que sigue es un breve compendio de sus ideas principales.

A una energía como la del LHC (e inclusive en experimentos anteriores), los núcleos de plomo pueden ser visualizados como discos planos de grosor despreciable. Considérese entonces el caso extremo en el que la coordenada longitudinal es aproximadamente la misma para todos los nucleones. Dado que los sistemas se desplazan a una velocidad cercana a la de la luz, sus movimientos en un diagrama de espacio-tiempo bidimensional pueden ser descritos con bastante aproximación por trayectorias nulas:

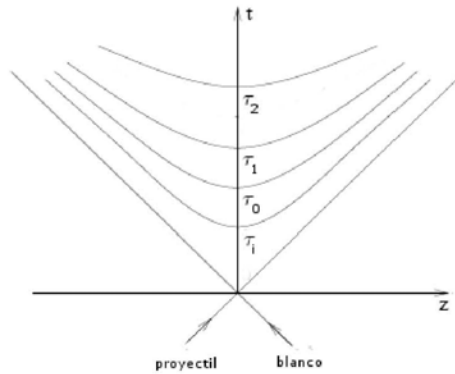


Figura 1.8: Diagrama de espacio-tiempo de la evolución del plasma. Las hipérbolas indican los tiempos propios en los que el sistema va atravesando por las diferentes etapas.

La colisión ocurre en el punto  $(t, z) = (0, 0)$  del sistema de referencia del centro de momento (CM)<sup>12</sup>. El evento suele dividirse en tres grandes etapas:

#### Formación y equilibrio.

La primera fase registra la *interpenetración* de los núcleos ( $\tau_i \leq 0.15 \text{ fm}/c$ ), llevándose a cabo múltiples colisiones inelásticas entre los hadrones participantes. El resultado será la deposición de una gran cantidad de energía en una pequeña región del espacio, lo cual tendrá como última consecuencia la creación de un número grande de partículas, principalmente piones.

Según la energía cinética inicial se pueden distinguir dos casos: en el régimen  $\sqrt{s} \sim 5 - 10$

<sup>12</sup>Si las partículas que colisionan tienen la misma masa y se desplazan con la misma rapidez pero en direcciones opuestas, los sistemas del CM y del laboratorio coinciden. Tal es el caso en ALICE para interacciones  $p-p$  y  $Pb-Pb$ .

$GeV$  por nucleón, la mayor parte de las partículas se detendrán en la zona de impacto, dando lugar a un medio rico en bariones. La situación opuesta ocurre a  $\sqrt{s} \geq 100 GeV$ , cuando los choques intranucleares no serán suficientes como para detener a todos los participantes, de manera que hadrones residuales emergerán de la región de interacción dejando tras sí un plasma libre de bariones.

Es justamente este *poder de frenado* lo que determina el tipo de medio que se producirá: un plasma rico en bariones por un lado, o un plasma carente de ellos, por el otro. En cualquier caso, al inicio el plasma no se encontrará en equilibrio. Interacciones sucesivas lo llevarán hacia ese estado en un tiempo (propio) del orden de  $\tau_0 \sim 1 fm/c$  [24]. Es en ese momento cuando el medio "atteriza" en un punto del diagrama de fases como el de la figura 1.7 y a partir de ahí la evolución del sistema se rige por las leyes de la hidrodinámica.

### Evolución.

El modelo estadístico hace uso de variables termodinámicas como la densidad de energía ( $\epsilon$ ), la presión ( $p$ ), la temperatura ( $T$ ) y el campo de velocidades ( $u^\mu = dx^\mu/d\tau$ ) para describir al plasma. Las primeras tres se hallan relacionadas entre sí mediante de una *ecuación de estado*  $\epsilon = \epsilon(p, T)$ .

El objetivo es ver cómo evolucionan estas variables a medida que transcurre el tiempo. A primera aproximación, el sistema exhibe una simetría ante transformaciones de Lorentz, de manera que las cantidades pueden expresarse en función de términos invariantes como el tiempo propio [9]:

$$\epsilon = \epsilon(\tau)$$

$$p = p(\tau)$$

$$T = T(\tau)$$

La dinámica queda entonces definida por la ecuación de movimiento

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$$

donde  $T^{\mu\nu}$  es el tensor de energía-momento, el cual adquiere la forma

$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + p)u^\mu u^\nu - g^{\mu\nu} p$$

para un fluido con presión isotrópica. Asumiendo una ecuación de estado del tipo (1.24) -gas relativista de gluones y quarks sin masa -, se encuentra que la solución para  $\epsilon$  y  $p$  es [9]:

$$\epsilon(\tau) = \epsilon_0 \left( \frac{\tau_0}{\tau} \right)^{4/3} \quad (1.28)$$

$$p(\tau) = p(\tau_0) \left( \frac{\tau_0}{\tau} \right)^{4/3} \quad (1.29)$$

Al sustituir en (1.25) se obtiene para la temperatura:

$$T(\tau) = T(\tau_0) \left( \frac{\tau_0}{\tau} \right)^{1/3} \quad (1.30)$$

donde el término  $\epsilon_0$  es *la densidad inicial de energía de la colisión*, el cual viene dado por la fórmula de Bjorken [24]:

$$\epsilon_0 = \frac{m_T}{\tau_0 A} \frac{dN}{dy} \Big|_{y=0} \quad (1.31)$$



Aquí  $m_T$  es el promedio de la masa transversa de las partículas producidas,  $\tau_0$  el tiempo de equilibrio,  $A$  la sección de traslape de los núcleos y  $dN/dy$  la multiplicidad en la región central de rapidez.

Con estas cantidades, el cálculo de otras variables (como la entropía) se sigue a partir de las leyes de la termodinámica. Lo importante que hay que notar es el comportamiento decreciente en el tiempo propio; los resultados permiten visualizar al medio como una *bola de fuego* que se enfría y expande a medida que la presión se atenúa. Finalmente, el plasma alcanza una temperatura crítica  $T_c$  a partir de la cual se inicia el proceso de hadronización.

### Hadronización.

La tercera y última etapa comprende la formación de las partículas que serán detectadas por los aparatos del experimento.

Luego de que se alcanza la temperatura crítica, los quarks dentro del plasma empiezan a formar estados ligados, iniciando con ello la población de las diferentes especies de hadrones. El gas de partículas resultantes estará sujeto a variaciones en las abundancias de cada especie, debido a interacciones secundarias con otros hadrones o con quarks que permanecen libres en el medio. Estas fluctuaciones cesarán en el momento en que la producción adicional de cada tipo de partícula quede globalmente balanceada por la desintegración en otros procesos, de manera que las poblaciones llegarán a un estado estacionario que se conoce como *freeze-out químico*<sup>13</sup>. Después de eso, el gas de hadrones se continúa expandiendo y enfriando hasta que las interacciones entre los hadrones terminan y las partículas finales salen despedidas hacia los detectores. A esta última etapa se le denomina *freeze-out térmico* y se estima que ocurre a tiempos del orden de  $\tau_2 \sim 10 \text{ fm}/c$ .

## 1.6. Extrañeza en el QGP: *Strangeness enhancement*

Al igual que en el caso de las colisiones hadrónicas, el reto que se tiene enfrente es tratar de inferir los procesos físicos que tienen lugar en la interacción, a partir de los datos que se registran en el experimento y que corresponden a la última etapa, concretamente al *freeze-out térmico*. Los modelos teóricos se concentran sobre ciertas observables y buscan hacer predicciones que sean altamente sensibles a la dinámica que subyace a la colisión. Una de estas observables tiene que ver con la tasa de producción de partículas extrañas y en esta sección se presentan los resultados más significativos cuando se alcanza el desconfinamiento.

En un plasma libre de bariones, el aumento de parejas  $s\bar{s}$  es una consecuencia directa de la restauración de la simetría quiral: la masa del quark  $s$  reduce su valor efectivo alto  $m_{ef} = 483 \text{ MeV}$  a uno que ya no considera los efectos de confinamiento  $m_{des} = 104 \text{ MeV}$  (ver tabla 1.1). Desde luego que algo parecido ocurrirá con los quarks  $u$  y  $d$ , de manera que para poder hablar de un cambio en el factor de supresión, es necesario evaluar las abundancias relativas<sup>14</sup>. De nueva cuenta, el confinamiento no permitirá medir directamente  $\lambda$ , por lo que la estimación tendrá que realizarse con base a ciertas suposiciones.

En primer lugar y a diferencia del modelo de Schwinger, en el plasma, los mecanismos que están detrás de la producción de parejas  $s\bar{s}$  son la fusión de gluones ( $gg \rightarrow s\bar{s}$ ) y la aniquilación de quarks ligeros ( $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ ), siendo el primero de los procesos el que mayor contribuye ( $\sim 85\%$ ) [25]. Los quarks extraños se recombinarán con los otros quarks del medio

<sup>13</sup>Todavía es una cuestión por resolver si los tiempos de la colisión son suficientemente largos como para permitirle al sistema alcanzar ese estado [9].

<sup>14</sup>Si el plasma es rico en bariones, se tiene que la producción de parejas extrañas está favorecida adicionalmente por algo que se conoce como *el bloqueo de Pauli*. En ese caso, el aumento de parejas de  $u\bar{u}$  y  $d\bar{d}$  no será tan pronunciado como cuando el plasma está libre de bariones.

y empezarán a formar estados ligados al inicio de la etapa de hadronización. Suponiendo que el sistema alcanza el freeze-out químico<sup>15</sup> antes de que las partículas salgan hacia los detectores, la densidad de hadrones de masa  $m_i$  a la temperatura  $T$  viene dada por [9]:

$$n_i = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^\infty \frac{4\pi \mathbf{p}^2 d|\mathbf{p}|}{e\sqrt{\mathbf{p}^2 + m_i^2}/T - 1} = \frac{Tm_i^2}{2\pi^2} \sum_{j=1}^\infty \frac{1}{j} K_2\left(\frac{jm_i}{T}\right) \quad (1.32)$$

donde  $K_2$  es la función modificada de Bessel de orden 2. Entonces, tomando  $m_{K^+} \approx 493$  MeV,  $m_{\pi^+} \approx 139$  MeV y una temperatura  $T \sim 200$  MeV, el cociente  $N_{K^+}/N_{\pi^+}$  vale aproximadamente

$$\frac{N_{K^+}}{N_{\pi^+}} \approx \left(\frac{m_{K^+}}{m_{\pi^+}}\right)^2 \frac{0,12761 + 0,002880}{3,71952 + 0,35769 + 0,07423 + 0,02063} = 0,3935 \quad (1.33)$$

Sustituyendo en la ecuación (1.15), el dato que se obtiene para el factor de supresión es

$$\lambda = \frac{N_{K^+}/N_{\pi^+}}{1,5 + N_{K^+}/N_{\pi^+}} = 0,208 \quad (1.34)$$

el cual representa un incremento sustancial respecto al caso hadrónico ( $\lambda \approx 0,05 - 0,1$ ). Este efecto recibe el nombre de *sobreproducción de extrañeza* (strangeness enhancement) y fue propuesto por J. Rafelski en 1982 [27] como una posible señal para determinar la existencia de la transición de fase. Una revisión detallada del fenómeno puede encontrarse en [28, 29]. Adicionalmente, el plasma tiene una incidencia marcada en el proceso de formación de hiperones: *cuando se alcanza el desconfinamiento, la sobreproducción de extrañeza se verá más acentuada en hadrones multiextraños*. Esto no significa la inversión de la jerarquía del caso hadrónico; las abundancias totales seguirán obedeciendo la relación (1.17). Más bien, el punto está en que el incremento en la producción de hiperones, relativo al caso con confinamiento, estará más marcado conforme aumenta el contenido de extrañeza [29, 30]:

$$E(\Lambda^0) < E(\Xi) < E(\Omega) \quad (1.35)$$

El incremento no es lineal, sino que obedece una ley de potencias  $\sim (2,5)^n$ , donde  $n$  es el número de quarks extraños de la partícula [31]. Entonces, la producción de  $\Xi^-$  se verá multiplicada por un factor aproximado de 6, mientras que la de  $\Omega^-$  por uno de 15. Este resultado ya ha sido verificado, al menos de manera cualitativa, por dos de los antecesores de ALICE [32, 33]. Por ejemplo, la gráfica 1.9 muestra los datos de la colaboración WA97/NA57 del SPS.

Observaciones de este tipo serán el medio a través del cual ALICE revelará los detalles de la transición al plasma.

<sup>15</sup>Esta suposición es muy importante y como se dijo en el pie de nota de la página anterior, todavía queda por determinar el tiempo que le toma al gas de hadrones llegar al equilibrio químico. Actualmente se sabe que a mayor temperatura, dicho tiempo disminuye. Algunas estimaciones [26] colocan al LHC muy por arriba de la temperatura crítica ( $T/T_c \approx 3,5$ ), por lo que quizá no sea descabellado asumir que esta condición se cumplirá en ALICE.

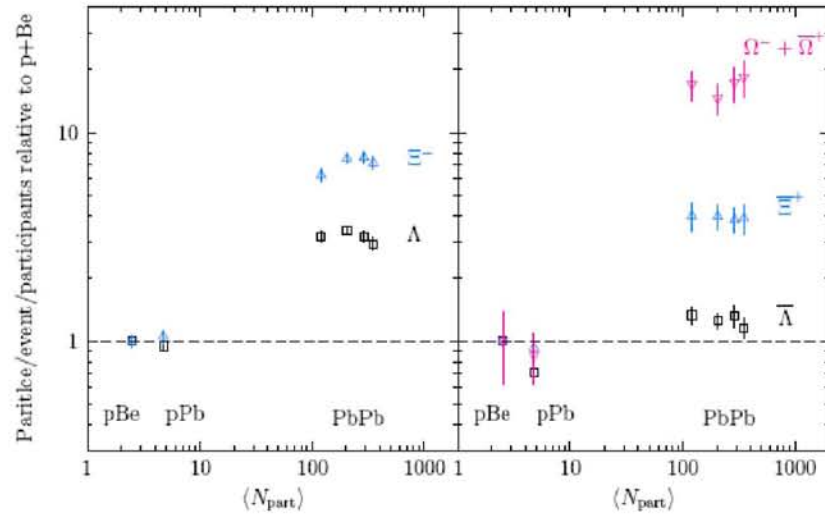


Figura 1.9: Sobreproducción de extrañeza en el plasma. Izquierda: resultados para partículas. Derecha: resultados para antipartículas. En ambas imágenes aparecen los datos de las colisiones elementales p-Be. La energía del haz de plomo es de 158 GeV por nucleón [32].

## Capítulo 2

# ALICE

El experimento ALICE [34] constituye uno de los cuatro grandes proyectos del LHC que recientemente [35] entró en funcionamiento en el CERN, en Ginebra, Suiza.

ALICE estudiará la física del sector fuerte del Modelo Estándar en condiciones extremas de temperatura y densidad de energía. El propósito principal será la producción del QGP a partir de colisiones de iones de plomo a una energía de  $2.75 \text{ TeV}$  por nucleón. Con ello se espera atender algunos de los temas de investigación más activos en física de las interacciones fuertes: exploración del diagrama de fases de QCD, comprensión del rol de la simetría quiral en la generación de las masas de los hadrones, estudio del proceso de confinamiento en un ambiente nuclear denso, entre otros.

Durante los diez años en que se tiene programada su existencia, no sólo se espera que el experimento proporcione evidencia que responda a estas interrogantes, sino además extender las observaciones a condiciones físicas que simulan el estado del universo primigenio: los resultados tendrán un alto impacto sobre el panorama actual de las interacciones fundamentales de la naturaleza, al tiempo que abrirán nuevas perspectivas en la física nuclear, la astrofísica y la cosmología.

ALICE es un experimento pequeño en comparación con las dos principales colaboraciones del LHC (ATLAS y CMS): su capital humano asciende a un poco más de 1000 físicos e ingenieros de 105 instituciones de 30 países. En lo que a México se refiere, destaca que es el primer proyecto de talla internacional en materia de física de altas energías, en donde instituciones nacionales asumen el control directo sobre el diseño, construcción y operación de parte de la maquinaria del experimento. Ello ha sido producto del esfuerzo coordinado entre la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla (BUAP), el Centro de Investigación y de Estudios Avanzados (CINVESTAV), la Universidad Autónoma de Sinaloa (UAS) y la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), a través del Instituto de Ciencias Nucleares (ICN-UNAM) y del Instituto de Física (IFUNAM).

Este capítulo busca presentar a ALICE desde tres enfoques diferentes. En la primera parte se mencionan las características generales del proyecto, dando algunos números que describen las exigencias propias del estudio experimental de colisiones de iones pesados a altas energías. Luego se presenta la parte física del detector, específicamente el rol que asume cada uno de los dispositivos en la tarea de reconstrucción de los eventos. Por último se discute la extracción de la información física del sistema creado en las colisiones a partir de las observables.

## 2.1. ALICE en el LHC

La agenda experimental de ALICE contempla colisiones  $p$ - $p$ ,  $p$ - $A$  y  $A$ - $A$ . En su etapa inicial<sup>1</sup>, se realizarán las corridas con los haces de protones a 7 y 14  $TeV$  teniendo en consideración un doble objetivo: dar pie a estudios genuinos de interacciones hadrónicas simples en los que ALICE es complementario a los otros experimentos del LHC y establecer una referencia en las observables físicas para el programa de iones pesados.

ALICE es el único detector que se ocupará de este último tipo de sistemas. Como tal, ha sido especialmente diseñado para satisfacer las necesidades y desafíos que un entorno de alta multiplicidad supone. A una luminosidad  $L \sim 0.5 \times 10^{27} cm^{-2}s^{-1}$  en el haz de plomo, se espera una tasa de interacciones del orden de 10  $kHz$ . En estas circunstancias, diversos cálculos predicen [37] una multiplicidad de partículas cargadas, para los eventos más violentos, de alrededor de los  $dN/d\eta = 8000$  en la región central de rapidez. Esta cantidad supera en tres órdenes de magnitud el correspondiente dato para colisiones  $p$ - $p$  (a la misma energía) y es superior al de RHIC, su antecesor más cercano, por un factor de dos a cinco. Ante una cifra como esta, se necesitan de sistemas de selección de eventos y almacenamiento de información altamente eficientes y de gran capacidad; durante las pocas semanas por año dedicadas al programa de iones pesados en el LHC, el sistema de adquisición de datos de ALICE colectará grandes volúmenes de información a un ritmo aproximado de 1.3 GB/s.

El régimen de momento asequible a las mediciones cubre un amplio espectro; desde algunas decenas de  $MeV/c$  en el estudio de efectos colectivos a grandes distancias, a valores por encima de los 100  $GeV/c$  para la física de jets. En una pequeña parte de este rango (hasta los 10  $GeV/c$ ) la tarea de identificación de partículas es imprescindible, por lo que el experimento se vale de todas las técnicas conocidas para tal efecto: pérdida de energía por ionización  $dE/dx$ , medición del tiempo de vuelo, radiación de transición, luz Cherenkov, reconstrucción topológica de decaimientos, además de contar con dos calorímetros electromagnéticos y un espectrómetro de muones.

## 2.2. Descripción del detector

El dispositivo experimental está localizado en la caverna del punto 2 del LHC, en la comunidad de Saint Genis Poully, Francia. Esencialmente el arreglo consta -figura 2.1- de un solenoide<sup>2</sup>, en cuyo interior se encuentran distribuidos casi la totalidad de los 16 detectores del complejo y que delimita una región que recibe el nombre de *barril central*. Al lado de éste se halla un espectrómetro de muones dotado de un dipolo magnético, un sistema de rastreo independiente y una serie de absorbedores de partículas. La tabla 2.1 reúne algunas de sus características (ver al final del capítulo).

En condiciones normales de operación, los haces de hadrones serán conducidos hacia el punto de interacción dentro del barril a través de una tubería de berilio a un alto vacío. Las partículas cargadas que se produzcan en la colisiones serán deflectadas hacia los aparatos por un campo nominal de 0.5  $T$  en el solenoide y de 3  $T \cdot m$  en el dipolo.

El sistema buscará entonces reconstruir los eventos a partir del conjunto de señales registradas por toda la maquinaria. Esto involucra la ejecución de tareas muy elaboradas de análisis de datos, algunas de las cuales se discutirán brevemente en el siguiente capítulo y que requieren de la participación conjunta de los diversos detectores, mismos que se describen a continuación [38].

<sup>1</sup>Previamente hubo una fase de calibración y toma de mediciones a 900  $GeV$  [36, 35].

<sup>2</sup>Reutilizado del experimento L3 del LEP.

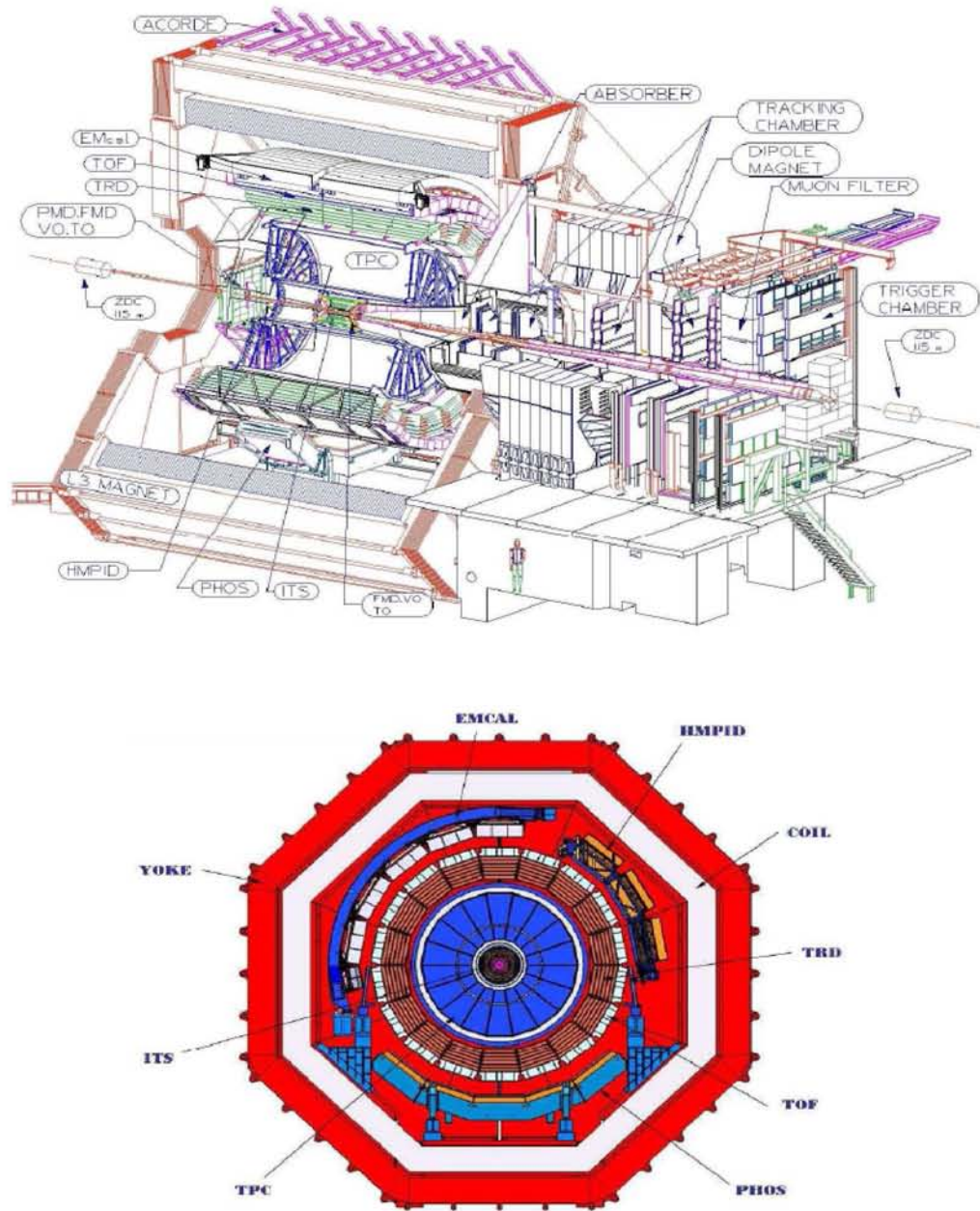


Figura 2.1: El detector ALICE. Vista panorámica del complejo (figura superior) y proyección de los detectores del barril en el plano transversal (figura inferior). El sistema coordinado del experimento se define de la siguiente manera: la dirección positiva del eje Z apunta en dirección contraria al espectrómetro de muones. El eje Y se dirige hacia la superficie terrestre, mientras que el eje X es horizontal y apunta hacia el centro del acelerador. Las imágenes han sido tomadas de [34].

### 2.2.1. Detectores del barril

#### Sistema de Rastreo Interno (ITS)

Fuera de la tubería de berilio, el ITS será el primer objeto que encuentren las partículas después de las colisiones, por lo que en cierta forma este detector tendrá un impacto sobre el desempeño de los demás aparatos.

El sistema se compone de tres subdetectores -SPD, SDD y SSD- hechos a base de silicón y divididos en parejas de capas como se indica en la figura 2.2.

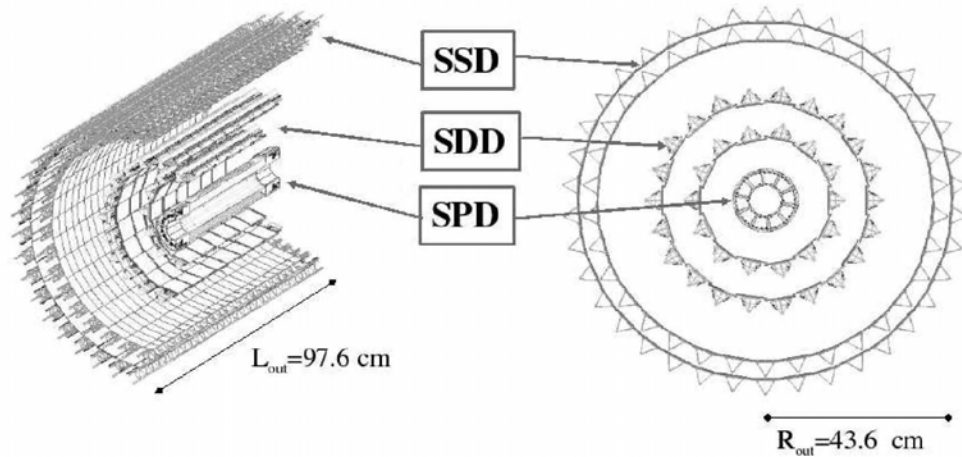


Figura 2.2: Detectores del Sistema de Rastreo Interno (ITS). Imagen tomada de [34].

Sus funciones principales comprenden: la estimación preliminar de los vértices primario y de desintegración para decaimientos de partículas extrañas y con encanto (SPD), la identificación de partículas con momento transversal inferior a los  $200 \text{ MeV}/c$  (SDD-SSD) y el rastreo en las zonas muertas de la TPC (SSD).

#### Cámara de Proyección de Tiempo (TPC)

Es el principal rastreador (tracker) del experimento. En ALICE, la posición definitiva del vértice primario viene dada al término de la reconstrucción de las trazas, por lo que se ha puesto un cuidado especial en conseguir una buena resolución (track separation) y eficiencia [39]. Adicionalmente, la TPC cubre un amplio espectro para la medición del momento transversal: de  $0.1$  a  $100 \text{ GeV}/c$ . No obstante, la capacidad de identificación de partículas del detector sólo se extiende hasta unos pocos  $\text{GeV}/c$  [38].

#### Detector de Radiación de Transición (TRD)

Una de las observables que caracterizan la formación del QGP -sección 3.3- tiene que ver con la tasa de producción de quarkonios y sabores pesados abiertos. Los quarkonios pueden ser reconstruidos a partir de los decaimientos en parejas  $e^-e^+$  con alto momento transversal ( $p_T \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ ) y que dejan trazas casi rectas al atravesar la región del solenoide.

El objetivo principal del TRD, será entonces extraer las señales de estos electrones en el rango de  $1 < p < 10 \text{ GeV}/c$ , de un ruido de fondo constituido principalmente por piones

cargados a través de un efecto que se conoce como *radiación de transición*<sup>3</sup>. Aunado a esto, el TRD será utilizado en el rastreo y como disparador (*trigger*) para eventos con partículas cargadas a muy alta energía.

### Detector de Tiempo de Vuelo (TOF)

De todos los detectores en el solenoide, el TOF es el dispositivo más alejado de la tubería de berilio con cobertura completa en el ángulo azimutal ( $360^\circ$ ). Su tarea se concentra en la identificación de partículas cargadas (PID) para la región intermedia del momento<sup>4</sup>, con una separación aceptable de las señales de  $\pi$ ,  $K$  y  $p$ . El TOF se acopla con los otros dispositivos en la reconstrucción de trazas y determinación de vértices, llevando a cabo el PID con ayuda de los datos del rastreo y a partir de mediciones en el tiempo de vuelo de las partículas.

### Detector de Identificación de Partículas con Alto Momento (HMPID)

Este dispositivo está diseñado para extender la capacidad de identificación de hadrones cargados de ALICE, a regímenes del momento inaccesibles a las técnicas de pérdida de energía  $dE/dx$  (ITS-TPC) y de tiempo de vuelo (TOF). El sistema consta de siete módulos de  $1.5 \times 1.5 \text{ m}^2$ , agrupados en un brazo único que cubre el rango de  $1.2^\circ$  a  $58.8^\circ$  en el ángulo azimutal. Cada uno de éstos viene dotado de un recipiente con  $\text{C}_6\text{F}_{14}$  líquido, el cual emitirá luz Cherenkov<sup>5</sup> con un umbral para el momento de 1.21 veces la masa de la partícula.

### Espectrómetro de Fotones (PHOS)

Es uno de los dos grandes calorímetros electromagnéticos del experimento y el último de los detectores del barril central que participa en el rastreo. Su propósito principal consiste en la detección y medición del momento de los fotones que se producen directamente en las colisiones (directos), así como de aquellos que provienen del decaimiento del  $\pi^0$ . Con esto se espera reunir información sobre la dinámica del medio en las etapas tempranas de la interacción y dar pie a estudios de supresión de jets (*jet quenching*) mediante correlaciones de  $\pi^0$  y  $\gamma$  con alto momento.

### Calorímetro Electromagnético (EMCal)

Complementariamente al PHOS, el EMCal se encargará de registrar con mayor detalle las observables relacionadas con el fenómeno de supresión de jets. El dispositivo consta de un brazo único localizado a una distancia  $\sim 4.5 \text{ m}$  de la tubería de berilio, con una cobertura de  $\Delta\phi = 107^\circ$  en el ángulo azimutal, casi diametralmente opuesto al PHOS. El sistema también se utilizará como disparador para eventos con jets, fotones y electrones de muy alta energía.

### El Detector de Rayos Cósmicos de ALICE (ACORDE)

ACORDE es un arreglo de sesenta módulos de contadores plásticos de centelleo distribuidos sobre el exterior de las tres caras superiores del electroimán L3. El sistema es un detector de muones provenientes de chubascos atmosféricos de rayos cósmicos y su función dentro de

<sup>3</sup>La radiación de transición (TR) es un efecto que se produce cuando partículas altamente energéticas ( $\gamma \geq 1000$ ) atraviesan la interfase entre dos materiales con constantes dieléctricas diferentes. En el rango señalado para el momento, sólo los electrones producen TR [40].

<sup>4</sup>0.5-3.0  $\text{GeV}/c$  para  $\pi$  y  $K$ , 0.5-6.0  $\text{GeV}/c$  para  $p$  y 0.3-0.5  $\text{GeV}/c$  para  $e$  [34].

<sup>5</sup>El efecto Cherenkov consiste en la emisión de radiación visible (luz azul o verde) cuando una partícula masiva se desplaza en un medio material, a una velocidad mayor a la de la luz en dicho medio. La emisión describe un cono con ángulo de apertura  $\theta$ , desde donde se puede inferir el momento de la partícula [41].



ALICE consiste en proporcionar una señal de disparo cuando unas de estas partículas impacta al electroimán. Esto se utiliza en la calibración, alineación y evaluación del funcionamiento de algunos de los rastreadores del barril, como el ITS, TPC, TOF y HMPID.

Ya fuera del contexto experimental de ALICE, ACORDE será empleado en el estudio de rayos cósmicos energéticos, específicamente de aquellos en la región de la *rodilla* del espectro.

### 2.2.2. El espectrómetro de muones

La producción de quarkonios ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  y  $\Upsilon''$ ) y sabores pesados abiertos (D's y B's) en el intervalo  $-4.0 < \eta < -2.5$  será analizada por el espectrómetro de muones a partir de la reconstrucción de los decaimientos en el canal muónico.

El espectrómetro se compone de un absorbedor cónico frontal, diez planos de detección agrupados en cinco cámaras de rastreo, una cortina de hierro de 120 *cm* de grosor y dos estaciones de disparo. La finalidad del absorbedor será la de reducir, por un factor de cien, el flujo de partículas primarias (principalmente fotones y hadrones) que inciden sobre el resto de los dispositivos. Con esto se pretende alcanzar una resolución de 100  $MeV/c^2$  en el espectro de masa invariante de sistemas de dimuones, suficiente como para separar el  $\Upsilon$  de sus resonancias más pesadas.

La medición del momento de las partículas corre a cargo del dipolo y de las cámaras de rastreo. Éstas se hallan distribuidas en una pareja contigua al absorbedor, una cámara dentro del electroimán y otra pareja inmediatamente después de aquel. A este sistema le sigue la cortina de hierro que servirá como filtro para muones provenientes de decaimientos débiles de hadrones primarios. Por último, las dos estaciones de disparo trabajarán en dos regiones específicas del momento transversal:  $p_T \sim 1 GeV/c$  para estudios de  $J/\psi$  y  $p_T \geq 2 GeV/c$  para el caso de las  $\Upsilon$ .

### 2.2.3. Detectores complementarios

Aparte de los detectores del barril central y del espectrómetro de muones, el experimento ALICE cuenta con una serie de dispositivos adicionales destinados principalmente a la caracterización global de los eventos (por ejemplo, la estimación del parámetro de impacto, el tiempo y multiplicidad de las colisiones, etc.) así como para el *trigger* en la captura de la información. Dichos aparatos están posicionados a los costados de lo que se supone será la región del vértice primario, barriendo pequeños ángulos desde la tubería de berilio. En ALICE hay cinco de estos detectores. Ellos son:

#### Calorímetro a Cero Grados (ZDC)

Aspectos tan importantes como la geometría y el plano de la reacción en colisiones nucleares pueden ser inferidos con ayuda de calorímetros colocados a aproximadamente cero grados respecto a la línea del haz. Los detectores miden la energía transportada por nucleones residuales que no intervinieron en la reacción y que en la literatura reciben el nombre de *espectadores*.

En el caso de ALICE, el ZDC consta de dos módulos localizados a 116 *m* del punto de interacción. Cada módulo agrupa dos pequeños calorímetros hadrónicos (ZP, ZN) y uno electromagnético (ZEM) diseñados para detectar, respectivamente, protones, neutrones y gammas que provengan de decaimientos del  $\pi^0$ . Éste último se utilizará para diferenciar las señales de eventos centrales y periféricos difícilmente separables por los otros dos dispositivos. De la información, se espera que el detector pueda estimar el parámetro de impacto de las colisiones nucleares con una resolución de 1 *fm*.

### Detector de Multiplicidad de Fotones (PMD)

La técnica de detección de fotones mediante calorímetros electromagnéticos sólo es efectiva cuando los aparatos están localizados en regiones con baja densidad de trazas<sup>6</sup>. Si este no es el caso, se tiene que recurrir a otras alternativas como el método de pre-cascada (pre-shower), el cual viene implementado en el PMD.

Este dispositivo se encargará de medir la multiplicidad y distribución espacial (i.e. tanto en  $\eta$  como en  $\phi$ ) de fotones en la región delantera del experimento ( $2.3 < \eta < 3.7$ ), a aproximadamente 3.6 m del vértice primario. Con esto se buscará estimar la energía electromagnética transversa y complementar el cálculo del plano de la reacción. Las mediciones también permitirán el estudio de fenómenos críticos cerca de la frontera y la búsqueda de señales de restauración de la simetría quiral [39].

### Detector de Multiplicidad Delantera (FMD)

La producción de partículas cargadas en las regiones de pseudorapideces  $-3.4 < \eta < -1.7$  y  $1.7 < \eta < 5.0$  es medida por el FMD. El detector es un sistema de cinco anillos agrupados en tres módulos, dos de los cuales se localizan contiguamente al ITS y el otro a 3 m de la región de impacto. El traslape con el SPD para algunos valores de la aceptación asegura una cobertura continua y permite verificar la consistencia en las mediciones. No obstante, dado el tiempo de lectura de sus módulos ( $> 1.2 \mu s$ , el mayor de los detectores complementarios), el dispositivo no podrá ser utilizado como trigger del experimento.

### V0

El detector V0 se compone de dos arreglos de contadores de centelleo (V0A y V0C) ubicados a los costados del punto de interacción, a 3.4 y 0.9 m, respectivamente.

El sistema servirá como *trigger* a los detectores del barril en colisiones *minimum bias*, centrales y semicentrales, a partir de mediciones de la multiplicidad de partículas cargadas. Esto permitirá discernir eventos genuinos de interacciones con el gas residual y que no son de interés al experimento. Adicionalmente, el V0 será utilizado en la estimación de la luminosidad del haz para el caso de colisiones *p-p*.

### T0

Después del HMPID, el T0 es el otro dispositivo que implementa la técnica de radiación Cherenkov como principio de operación. El detector consta de 24 contadores distribuidos en dos arreglos (T0A y T0C) colocados a ambos lados de la región de impacto. Su función principal dentro del experimento será la de proporcionar el tiempo de inicio para las mediciones del vuelo de las partículas en el TOF y suministrar una señal de activación al TRD. Así mismo, el T0 podrá reconstruir (en línea) la ubicación del vértice primario con una resolución de  $\pm 1.5$  cm, lo cual lo vuelve útil como trigger para la misma clase de eventos que la del V0.

## 2.3. Algunas observables

La extrañeza no es el único medio por el que se buscará estudiar la dinámica del plasma; existen otras observables cuyo comportamiento cambia de manera abrupta entre las fases nuclear y desconfiada. Para identificar ese cambio es necesario separar los efectos atribuibles

<sup>6</sup>Esa es la razón por la que PHOS y EMCal se encuentran lejos de la tubera de berilio (ver tabla 2.1).

a una extrapolación fenomenológica de colisiones elementales, de aquellos que se deben propiamente a la formación del plasma. Es en ese sentido en el que los datos de las colisiones  $p$ - $p$  y  $p$ - $A$  servirán como referencia. Así pues, la siguiente lista es un compendio de las observables más importantes del experimento y del tipo de información que puede extraerse de ellas. Será un análisis en su conjunto lo que proporcione la descripción más completa del plasma como tal y de la transición.

### Multiplicidad

La multiplicidad de partículas cargadas por unidad de rapidez  $dN_c/dy$  es la primera observable de importancia del experimento. Teóricamente se le relaciona con la densidad de energía de la colisión -ver ec. (1.31) - y su valor influye en el cálculo de la mayoría de las otras observables; en el ámbito experimental fija la precisión a la que trabajarán los detectores, en función de la cual otras cantidades podrán medirse.

Si bien el dato es importante, de momento no posible calcularlo a partir del lagrangiano de QCD. En la práctica se recurre entonces a modelos fenomenológicos dependientes de un conjunto de términos ajustables con la información de las observaciones. En dichos modelos [39], la multiplicidad depende directamente del número de participantes de la colisión, el cual se halla determinado a su vez por el parámetro de impacto.

### Espectros de momento y correlaciones

La caracterización geométrica y dinámica del medio en la última etapa de la colisión se da a través de un análisis combinado de los espectros de momento transverso y de las correlaciones. Específicamente, los espectros del momento son sensibles a la composición química de la bola de fuego al momento del freeze-out térmico y en el experimento se obtienen al finalizar el proceso de reconstrucción para cada una de las especies de hadrones (ver sección 3.4). Por su parte, el tamaño y la forma de la región de interacción puede ser investigado a partir de estudios de correlaciones, los cuales se basan en técnicas de interferometría de intensidad<sup>7</sup> mediante el efecto Hanbury-Brown-Twiss [42]. Los resultados permiten separar las componentes térmica y de flujo transverso de las partículas, así como establecer fuertes restricciones a los modelos que buscan describir la evolución del sistema en las etapas tempranas de la interacción.

### Jets

Uno de los fenómenos característicos de las colisiones de partículas a altas energías consiste en la emisión de chorros bien colimados de hadrones. Estos chorros reciben el nombre de *jets* y dentro del régimen perturbativo de QCD, su producción se entiende a partir de fragmentaciones sucesivas de partones con alto momento que salen eyectados de la región de interacción.

En colisiones elementales (i.e., nucleón-nucleón), los partones se liberan en procesos que involucran una alta transferencia de momento (colisiones duras): las partículas salen directamente al vacío y a medida que se separan experimentan un fenómeno que se conoce como *revestimiento*, en donde los efectos de confinamiento son responsables de que éstos se vayan fragmentando en otros partones hasta que finalmente el sistema hadroniza y es observado por los aparatos. La idea entonces es tratar de capturar todas las partículas y así poder reconstruir el partón primordial.

<sup>7</sup>Ésta difiere radicalmente de la interferometría convencional (o de amplitud), en donde la información sobre la distribución espacial de la fuente emisora se pierde al momento de promediar sobre el tiempo.

Dentro de ALICE y específicamente en el programa de iones pesados, el estudio de jets será importante porque permitirá evaluar las propiedades del medio a partir de la influencia que éste ejerce sobre la estructura de los jets: aquí los partones no saldrán de inmediato al vacío, sino que primero sufrirán una serie de interacciones (principalmente emisión de radiación [37]) que degradarán en buena medida su energía inicial. A este efecto se le conoce como *supresión de jets* (jet quenching) y la consecuencia inmediata será la disminución en la cantidad de hadrones que se producen en las regiones de alto momento transversal.

### Fotones

La producción de fotones en colisiones nucleares a altas energías es una de las observables más transparentes de las que se dispone para investigar el estado y evolución de la interacción [43]. Esto porque el camino libre medio de los fotones, ya sea en el plasma, ya sea en el gas de hadrones, es mucho mayor que las dimensiones características del sistema, de modo que las partículas salen directamente hacia los aparatos llevando consigo información sobre el estado en que fueron producidas.

En cuanto a su origen, se deben distinguir tres fuentes principales:

- *Colisiones duras.* Estas tienen lugar entre los partones de los nucleones participantes durante la fase de interpenetración de núcleos y preequilibrio. Las gammas producidas reciben el nombre de *fotones rápidos* (prompt photons) y su espectro de momento transversal alcanza valores por encima de los  $20 \text{ GeV}/c$ .
- *Background térmico.* La radiación electromagnética de los quarks en el plasma y las interacciones inelásticas entre mesones (principalmente  $\pi$  y  $\rho$ ) una vez que da inicio la hadronización, representan las dos fuentes de fotones por efectos térmicos del medio. Los intervalos de energía que se manejan en estos mecanismos van desde unos cuantos  $\text{MeV}$  hasta valores comparables a los de los fotones rápidos.
- *Decaimientos.* Después del freeze-out térmico, una contribución adicional se espera como resultado de los decaimientos de mesones (sobre todo  $\pi^0$ 's y  $\eta$ 's) y resonancias pesadas. En este caso, el rango de energías se extiende hasta unos cientos de  $\text{MeV}$ .

Dentro de los retos experimentales de ALICE se encuentra precisamente separar estas tres contribuciones: mientras que las dos primeras se hallan vinculadas a la dinámica de la interacción (y por tanto son de interés al experimento) la tercera constituye un ruido que necesariamente tendrá que ser sustraído.

### Dileptones

En muchos aspectos, la producción de fotones y dileptones guardan un parecido estrecho: si bien los mecanismos subyacentes no son exactamente iguales, el camino libre medio de los leptones también es muy grande respecto a las dimensiones características del sistema, por lo que estas partículas también podrán utilizarse para investigar el estado de la colisión en las diferentes etapas.

En el experimento ALICE, el proceso que interesa es la generación de parejas de leptones  $l^+l^-$  por aniquilación  $q\bar{q}$  en el plasma: se sabe que algunos espectros son sensibles a la función de distribución de energía de los quarks y a la temperatura del medio en el equilibrio térmico<sup>8</sup>. Análogamente, existen tres fuentes que habrán de considerarse y que el experimento deberá ser capaz de identificar para sustraer propiamente la contribución del plasma: los

<sup>8</sup>Ver, por ejemplo, las ecuaciones 14.6 y 14.11 de [9].

procesos Drell-Yan son el análogo a las colisiones duras; la dispersión inelástica de hadrones también producirá parejas de leptones, mientras que los sabores pesados y los quarkonios serán las dos fuentes por decaimientos.

### Quarkonios

Un quarkonio se define como un estado ligado de quarks pesados con sus respectivas antipartículas:  $c\bar{c}$  (charmonio),  $b\bar{b}$  (bottomonio). La producción de estos mesones en colisiones elementales se entiende a partir de procesos duros que tienen lugar al inicio de la interacción: si bien la pareja  $q\bar{q}$  se crea en las etapas iniciales, se necesita de un tiempo del orden de  $1fm/c$  para formar los estados físicos correspondientes.

En el caso de colisiones nucleares a altas energías, lo anterior significa que mesones como el  $J/\psi$  tendrían que aparecer casi al mismo tiempo en el que el plasma se termaliza. Entonces, cualquier modificación en las observables de los quarkonios respecto al caso nucleón-nucleón podría arrojar información sobre la dinámica del medio. La predicción más notable es la supresión del  $J/\psi$  [44]: dentro del plasma, la presencia de los otros quarks y gluones atenuará la interacción efectiva entre la pareja  $c\bar{c}$  en algo que se conoce como *el apantallamiento de Debye*. La disminución en el potencial de amarre será tan drástica, que en la mayoría de los casos se pronostica la disociación del estado ligado y la consecuente repartición de los quarks  $c$  y  $\bar{c}$  en sabores pesados abiertos.

Precisamente en ALICE la producción de estas partículas será analizada a través del canal leptónico mediante mediciones en el TRD y en el espectrómetro de muones.

### Fluctuaciones

Los estudios de fluctuaciones se basan en el hecho de que toda cantidad física está sujeta a variaciones entre medición y medición. Desde luego que la naturaleza del sistema determina el tipo de información que se puede extraer de ellas. En ALICE, el análisis de fluctuaciones consiste en seleccionar un conjunto de observables y examinar su comportamiento sobre una base de *evento por evento*: los datos que arrojan las colisiones individuales son comparados con los resultados que se obtienen al promediar sobre el total. Con ello se busca principalmente medir las susceptibilidades del sistema (como la capacidad calorífica [37]) y hallar pruebas inequívocas de la transición [45].

## 2.4. Comentario final: manejo de la información

Los experimentos en física de altas energías han llegado al punto en el que el estudio de las colisiones mediante el análisis de placas fotográficas en cámaras de niebla resulta inconveniente, cuando no imposible. El mero hecho de reconstruir el vértice primario de una colisión central Pb-Pb implicaría la tarea de determinar el origen de algunos cuantos miles de trazas, cosa que a simple vista no parece trivial.

Los progresos en materia de informática y telecomunicaciones han hecho factible el procesamiento de grandes volúmenes de información en periodos razonables de tiempo. En el experimento ALICE, esto plantea la necesidad de desarrollar software especializado que pueda traducir la información de los detectores, en datos útiles que permitan reconstruir la interacción. Con ello se podrá dar inicio propiamente al estudio de la física.

La exposición de los elementos básicos de la plataforma virtual sobre la que se desarrollan estos programas de cómputo es el tema fundamental del siguiente capítulo.

Tabla 2.1: Subsistemas del detector ALICE y algunas especificaciones. Salvo que se indique lo contrario, la cobertura de los detectores del barril central abarca los  $360^\circ$  en el azimut. La posición de estos dispositivos se refiere al radio (aproximado) medido desde el centro de la tubería de berilio, mientras que para los detectores complementarios así como para el espectrómetro de muones, el dato corresponde a la distancia en el eje Z desde el punto de interacción. Los datos han sido extraídos de [34].

Detector	Aceptancia ( $\eta, \phi$ )	Posición (m)
ITS Capa 1,2 (SPD)	$\pm 2$ , $\pm 1.4$	0.039 , 0.076
ITS Capa 3,4 (SDD)	$\pm 0.9$ , $\pm 0.9$	0.150 , 0.239
ITS Capa 5,6 (SSD)	$\pm 0.97$ , $\pm 0.97$	0.380 , 0.430
TPC	$\pm 1.5$ a $r = 1.4$ m $\pm 0.9$ a $r = 2.8$ m	0.848 , 2.466
TRD	$\pm 0.84$	2.90 , 3.68
TOF	$\pm 0.9$	3.78
HMPID	$\pm 0.6$ , $1.2^\circ < \phi < 58.8^\circ$	5.0
PHOS	$\pm 0.12$ , $220^\circ < \phi < 320^\circ$	4.6
EMCal	$\pm 0.7$ , $80^\circ < \phi < 187^\circ$	4.36
ACORDE	$\pm 1.3$ , $-60^\circ < \phi < 60^\circ$	8.5
Espectrómetro de Muones		
Estación de Rastreo 1		-5.36
Estación de Rastreo 2		-6.86
Estación de Rastreo 3		-9.83
Estación de Rastreo 4	$-2.5 < \eta < -4.0$	-12.92
Estación de Rastreo 5		-14.22
Estación de Disparo 1		-16.12
Estación de Disparo 2		-17.12
ZDC (ZN)	$ \eta  < 8.8$	$\pm 116$
ZDC (ZP)	$6.5 <  \eta  < 7.5$ $-9.7^\circ < \phi < 9.7^\circ$	$\pm 116$
ZDC (ZEM)	$4.8 < \eta < 5.7$ $-16^\circ < \phi < 16^\circ$ $164^\circ < \phi < 196^\circ$	7.25
PMD	$2.3 < \eta < 3.7$	3.64
FMD Disco 1	$3.62 < \eta < 5.03$	3.2 (interno)
FMD Disco 2	$1.7 < \eta < 3.68$	0.834 (interno) 0.752 (externo)
FMD Disco 3	$-3.4 < \eta < -1.7$	-0.628 (interno) -0.752 (externo)
V0A	$2.8 < \eta < 5.1$	3.4
V0C	$-1.7 < \eta < -3.7$	-0.897
T0A	$4.61 < \eta < 4.92$	3.75
T0C	$-3.28 < \eta < -2.97$	-0.727



## Capítulo 3

# AliRoot

La implementación de un detector de la complejidad de ALICE requiere no sólo del diseño y construcción de todo un sistema sofisticado de maquinaria física, sino también del desarrollo de un aparato virtual que sea capaz de administrar los datos que se generen en el experimento. En física de altas energías, una *plataforma* es un conjunto de herramientas de software destinadas al procesamiento de la información.

Dentro de ALICE existen grupos de personas cuya tarea es desarrollar los recursos informáticos necesarios a cada una de las actividades del proyecto. Estos equipos de trabajo constituyen lo que se conoce como *The Alice Offline Colaboration* [46] (Offline, en corto) y AliRoot [47, 48] viene a ser el producto principal de su misión; la plataforma de software específica al experimento.

Desde sus comienzos en 1998, AliRoot incorporó a ROOT [49, 50] en su arquitectura elemental, de manera que el sistema ha heredado todas las facilidades que éste último proporciona para la creación de un ambiente favorable al desarrollo de programas de generación de eventos, simulación de detectores, reconstrucción, adquisición de datos y herramientas de análisis. A la fecha, la composición exacta del código fluctúa constantemente debido a ajustes sucesivos que pueden apreciarse en cada una de las versiones de la plataforma.

La reutilización de programas y la construcción paralela de diferentes tareas con poca o nula conexión entre sí, son consecuencia de la compatibilidad y *modularización* del código; características que se han buscado preservar a medida que la plataforma evoluciona. De la misma manera, AliRoot fue concebido desde el inicio como un software que adoptara el enfoque de la programación orientada a objetos. Así pues, la totalidad del código está escrita en el lenguaje C++ [51, 52] y viene agrupada en *clases* que describen cada una de las tareas involucradas en los procesos de manejo de la información. En este contexto, labores tan complejas como el rastreo y la localización del vértice primario de las colisiones, son realizadas por programas que ejecutan rutinas de análisis en donde se crean y manipulan *objetos* de clases específicas.

Este capítulo representa un compendio de los conceptos básicos de la plataforma así como de las principales actividades del Offline. Adicionalmente se introduce la terminología que se utilizará en el resto del documento.

### 3.1. Aplicaciones de la plataforma

El fin último de la paquetería de software consiste en la traducción del conjunto de señales registradas por cada uno de los detectores, en información útil acerca de la física



del sistema en consideración. No obstante, las aplicaciones de la plataforma se extienden a otras actividades. La más importante sin duda alguna es la elaboración de *simulaciones*. Esencialmente una simulación es una reproducción virtual de un fenómeno físico, de las condiciones bajo las cuales éste tiene lugar y, en el caso específico de ALICE, del complejo experimental ensamblado para analizarlo.

En el esquema de AliRoot el proceso comprende tres etapas: *simulación*, *reconstrucción* y *análisis*. Una exposición general de cada una de ellas podrá encontrarse en las siguientes secciones. A grandes rasgos, la simulación intenta reproducir la colisión en sí, es decir, realizar un pronóstico sobre la generación de partículas y sus propiedades físicas como consecuencia de las interacciones de los haces. Luego se recrea el paso de éstas a través de todo el dispositivo considerando la respuesta de los detectores, de manera que la información resultante constituye una herramienta imprescindible en el diseño de los aparatos así como en las pruebas de su desempeño.

Posteriormente la reconstrucción se ocupa, entre otras cosas, de la composición de trazas, determinación de vértices e identificación de partículas; corresponde al análisis hacer un estudio ulterior que extraiga (o reconstruya, propiamente hablando) los diferentes aspectos de la colisión inicial.

Con esto se busca evaluar el funcionamiento colectivo de los detectores y la eficiencia del software. Por otra parte, el desarrollo de la plataforma ha sido planeado con miras a no establecer una distinción marcada entre datos reales y simulados. Entonces, una vez que el experimento de inicio, la fase de adquisición de datos reemplazará la etapa de simulación, mientras que los programas de reconstrucción y análisis podrán sufrir ligeras modificaciones.

## 3.2. Simulación

### 3.2.1. El Config.C

La tarea de simular física en ALICE empieza con la configuración de cuatro elementos esenciales, mismos que establecen el tipo de sistema a estudiar y el ambiente (virtual) en el que se recreará el fenómeno:

#### **Generadores de eventos.**

Son programas de cómputo encargados de reproducir la creación de partículas como resultado de las interacciones primarias. En el lenguaje de la informática, esto se traduce en la implementación de rutinas inspiradas en algún modelo físico, cuya función es generar una secuencia de números aleatorios, los cuales representan diferentes especies de partículas con valores concretos en sus variables dinámicas como la energía, el momento, etc.

La clase responsable de este proceso es **AliGenerator**. En la mayoría de los casos se tiene que echar mano de generadores externos, esto es, código escrito en otro lenguaje de programación -como FORTRAN- que ha sido adaptado a la plataforma mediante la interfase **TGenerator** de ROOT. Esto asegura la disponibilidad de una gama de paquetes que han mostrado describir satisfactoriamente ciertos aspectos de la física de las colisiones hadrónicas y nucleares. Entonces, el uso de tal o cual programa viene determinado en buena medida por la calidad de sus resultados. Así por ejemplo, en la práctica se ha hecho costumbre utilizar PYTHIA y PHOJET en interacciones protón-protón, mientras que HIJING se reserva para el caso de iones pesados. Adicionalmente, existe la posibilidad de emplear una combinación de generadores, lo cual resulta bastante útil en estudios de mezclas de eventos.

**Transporte.**

El paso de las partículas primarias a través de toda la maquinaria de ALICE corre a cargo de los paquetes de transporte. Esta es una labor complicada si se tiene en mente la dificultad implícita de los factores a considerar:

- Fenomenología. La interacción de radiación con materia y materia con materia da lugar a una rica variedad de efectos físicos: pérdida de energía por ionización, creación de pares, aniquilación  $e^-e^+$ , *bremstrahlung*, radiación Cherenkov, dispersión múltiple, etc. El cálculo de todos ellos requiere del conocimiento detallado de la composición y geometría de los detectores y demás componentes.
- Decaimientos. Si bien el software de transporte incorpora esta función, casi siempre se recurre a código externo -sobre todo PYTHIA- a través de la interfase `TVirtualMCDecayer`.
- Cortes. La manifestación e intensidad de los efectos físicos derivados del paso de las partículas se ve atenuada a medida que éstas interactúan con los materiales. Entonces, después de ciertos límites un seguimiento puntual de ellas se vuelve innecesario, de manera que la simulación no se ve afectada si se trunca su registro a partir de cortes como en la energía y el tiempo de vuelo.

En AliRoot los programas de transporte disponibles son Geant [53] -en sus versiones 3.21 y 4- y FLUKA.

**Campo magnético.**

`AliMagF` es la clase básica encargada de establecer las condiciones del campo magnético tanto en el solenoide como en el dipolo. En particular, se puede ejecutar la simulación sin campo, lo cual sirve a propósitos de estudios en la alineación de los aparatos.

**Detectores.**

El código que describe las funciones básicas de cada uno de los detectores se encuentra definido en clases de la forma `Ali<Detector>`. En ellas se implementan rutinas utilizadas por los algoritmos de simulación y reconstrucción.

Todos estos ingredientes aparecen en un archivo que el Offline ha decidido denominar convencionalmente como *Config.C*. Algunas de sus líneas principales y que ilustran estos cuatro puntos pueden apreciarse en el apéndice A.

El código también muestra la libertad de la que se dispone para modificar los parámetros de la simulación: desde cuestiones físicamente permisibles como la selección del tipo de eventos o la energía de la colisión, hasta situaciones altamente improbables como la producción favorecida de sabores pesados. La carpeta `$ALICE_ROOT/macros` contiene diversos ejemplos. La utilidad que esto reporta en la evaluación del hardware y software del experimento puede apreciarse en múltiples fuentes [38, 40, 54, 55].

**3.2.2. El sim.C**

Una vez preparado el *Config.C*, la clase `AliSimulation` se encarga de ejecutar la simulación. Dicha clase dispone de una serie de métodos [48] que especifican algunas características generales del proceso (p. ej. el número de eventos) así como opciones de conversión en los

datos de salida. Las instrucciones pueden introducirse una por una desde el prompt de Ali-Root, o bien, ir empaquetadas en un macro que comúnmente se denomina como `sim.C`. Al final se habrán producido los siguientes archivos:

- *galice.root*. Guarda información que describe el ambiente global de las colisiones (*bunch crossing*, campo magnético, alineación de los aparatos, etc), el estado de los dispositivos y los parámetros del generador<sup>1</sup>. Adicionalmente contiene el objeto de la clase `AliRunLoader`, el principal controlador de acceso y manipulación de datos en Ali-Root [47].
- *Kinematics.root*. Almacena un registro cinemático completo de todas las partículas que intervienen en la simulación: energía, componentes del momento, decaimientos y vértices de producción.
- *Hits*. Representan la deposición de energía de las partículas en cada uno de los detectores.
- *SDigits-Digits*. La conversión de hits a datos que simulan la respuesta de los aparatos se realiza en dos etapas: formación de `sdigits` y `digits`. Los primeros reproducen las señales analógicas de los detectores; los segundos se obtienen tras las fases de adición de ruido y digitalización y constituyen la aproximación más cercana a lo que se espera observar en el experimento.<sup>2</sup>

### 3.3. Reconstrucción

#### 3.3.1. El `rec.C`

Siguiendo el modelo anterior, la clase `AliReconstruction` es responsable de ejecutar la reconstrucción. Aquí también se dispone de un conjunto de funciones miembro para configurar la tarea [48] y del mismo modo, la tradición consiste en agrupar todas estas especificaciones en un macro usualmente llamado `rec.C`.

Así, para dar inicio a la operación es indispensable contar con el `galice.root` y con información de entrada, ya sea en forma de `digits`, ya sea en forma de datos brutos, pudiendo ser estos últimos reales o simulados. A la salida se habrán obtenido básicamente dos cosas:

- *Clusters*. Son conjuntos de `digits` próximos en el espacio-tiempo que aparentemente fueron generados por el paso de una misma partícula a través de una región sensible del detector. El centroide del conjunto determina una estimación del punto por el que cruzó la partícula (`RecPoint`).
- *Event Summary Data (ESD)*. Es el producto principal de la reconstrucción. Ahí se encuentran disponibles resultados preliminares que forman la materia bruta a partir de la cual inicia el proceso de análisis: localización del vértice primario, trazas reconstruidas por diversos detectores, identificación de partículas, candidatos a  $V^0$ 's, entre otros.

La creación del ESD requiere tiempo. Dependiendo de la complejidad y cantidad de los elementos que intervienen en la simulación, el tipo y número de colisiones a considerar así como de las facilidades de cómputo, el proceso puede llevar varias horas en completarse, aún

<sup>1</sup>Todo esto recibe el nombre colectivo de cabecera (header).

<sup>2</sup>Existe un paso extra en cadena, a saber, la conversión de `digits` a datos brutos `-raw data-`. La diferencia entre ambos reside sólo en el formato de almacenamiento, lo que para fines de este trabajo resulta irrelevante [37].

tratándose de unos pocos centenares de eventos. En la práctica resulta entonces mucho más conveniente trabajar con información ya preparada que está a disposición en los diferentes nodos del GRID. Esto no sólo representa una ventaja en cuanto al volumen de información asequible -correspondiente a millones de colisiones-, sino que a su debido tiempo será el único medio de acceso a los datos reales del experimento.

A manera de resumen, la figura 3.1 sintetiza el contenido de los dos últimos apartados.

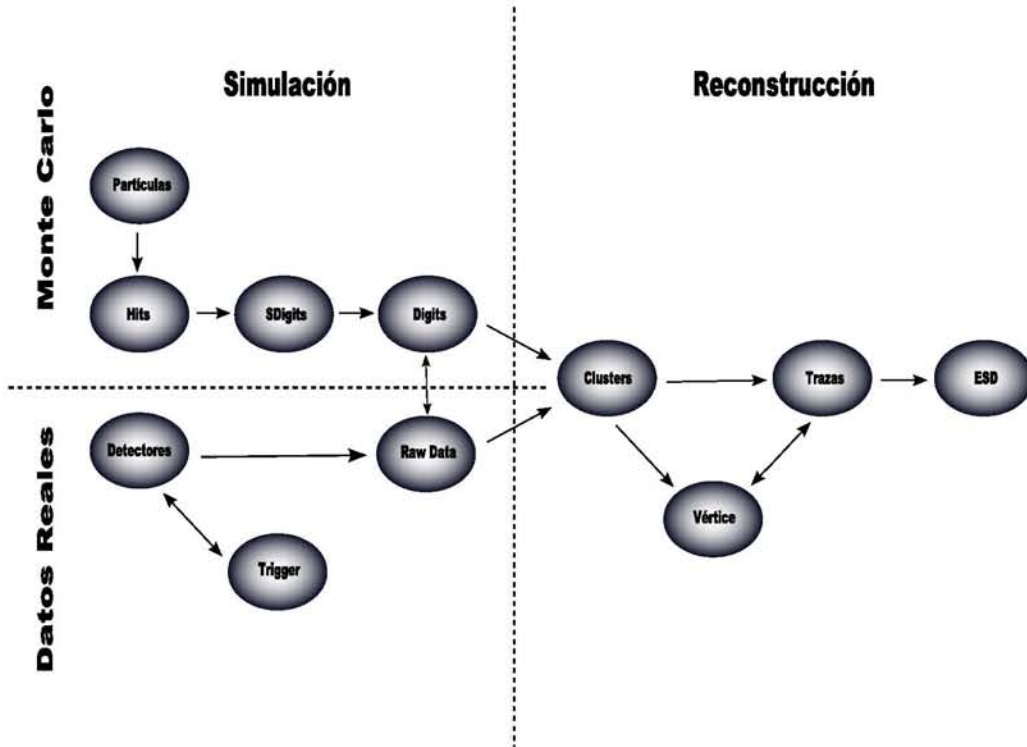


Figura 3.1: Flujo de la información en AliRoot (versión simplificada de [47])

### 3.3.2. Tareas principales

La reconstrucción se concentra esencialmente en cuatro actividades: localización del punto de interacción, rastreo, determinación de vértices secundarios e identificación de partículas (PID). Estas tareas involucran una serie muy elaborada de rutinas cuya ejecución requiere del trabajo conjunto de varios detectores; aquí sólo se presenta la idea básica detrás de cada una. Más detalles pueden encontrarse en [37, 39] así como en las referencias que se indican en los siguientes apartados.

#### Localización del vértice primario.

La estimación inicial de la posición del vértice primario en la dirección  $z$ , viene dada por el centroide de la distribución de RecPoints en el SPD -las dos capas más internas del ITS-. La

confiabilidad del resultado depende de su desviación respecto al origen del sistema global, de manera que es necesario recurrir a un método más sofisticado para determinar el dato. Dicho método empieza haciendo un ajuste polinomial a la distribución, delimitando una región de confianza  $(Z_{min}, Z_{max})$  con valor intermedio  $Z_v^0$ . Luego se seleccionan parejas de puntos con separación en el ángulo azimutal  $\Delta\varphi$  menor a cierto límite<sup>3</sup> y cuya extrapolación lineal intersece el intervalo de confianza:

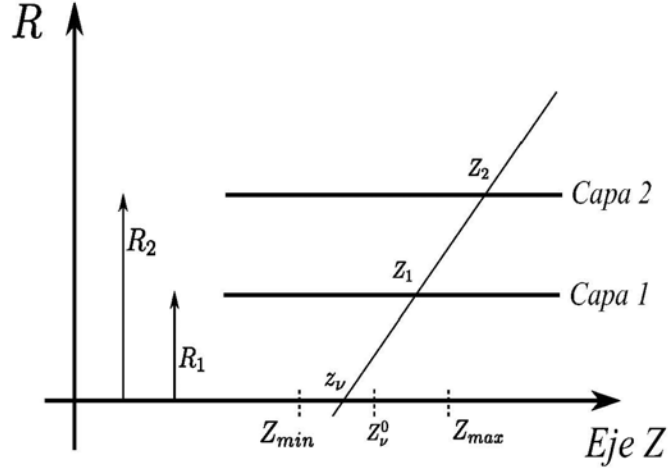


Figura 3.2: Determinación del vértice primario en la dirección  $z$  a través del SPD [56]

El promedio de las mediciones en  $z$ , más los correspondientes resultados en  $x$  y  $y$  [56] se toman como información de entrada para el rastreo. Finalmente, la posición definitiva del vértice primario se obtiene tras hacer un ajuste usando los datos de las trazas reconstruidas<sup>4</sup>.

Pruebas preliminares muestran [56] que la precisión del resultado depende de la multiplicidad de la colisión; se obtienen mejores estimaciones a medida que la densidad de trazas aumenta. Aún así, la resolución para eventos p-p es del orden de  $110 \mu m$  en la dirección  $z$  y de  $70 \mu m$  para el plano transversal.

### Rastreo.

La reconstrucción de las trazas empieza con la selección de candidatos (semillas) en los RecPoints de las capas más externas de la TPC. El rastreo se dirige inicialmente hacia el interior del barril, añadiendo o descartando nuevos puntos mediante una técnica que se conoce como *el filtro de Kalman* [57]. Una vez que se alcanza el límite de la TPC, el algoritmo continúa hacia el interior del ITS, buscando prolongar las trazas lo más cerca posible de la posición del vértice primario<sup>5</sup>. Cuando el proceso acaba en este detector, se revierte la dirección del rastreo con la finalidad de eliminar puntos incorrectamente asignados durante la primera fase. Así, al llegar de nuevo a la capa más externa de la TPC, la precisión de los parámetros de la traza es lo suficientemente grande como para continuar con la extrapolación hacia los demás detectores: TRD, TOF, HMPID y el CPV del PHOS. Por último, se vuelve a invertir el rastreo y se obtienen los parámetros de la traza en el vértice primario.

<sup>3</sup>En muchos de los casos se toma como  $0.1^\circ$  [39].

<sup>4</sup>Ver por ejemplo, el apéndice 8.3 de [47]

<sup>5</sup>A esto se le conoce como *la restricción del vértice primario* (the primary vertex constraint).

El procedimiento se repite ahora sin la restricción al punto de interacción, de manera que la calidad de los ajustes en ambas situaciones define el origen de la traza: si ésta corresponde a una partícula primaria o si el origen es distinto, como un decaimiento. La eficiencia y precisión del método puede encontrarse en [39, 34].

### Vértices secundarios.

Debido a que sus tiempos de vida son relativamente largos, la búsqueda de vértices secundarios se limita exclusivamente a decaimientos de partículas extrañas.

Para el caso de hadrones extraños neutros ( $V^0$ 's), el software de reconstrucción dispone de dos buscadores: uno que corre durante el rastreo y que evalúa la probabilidad de tener un  $V^0$  mientras se examinan los clusters (*On the Fly*), y otro que se ejecuta al término de esta tarea, toda vez que se ha determinado completamente cuáles trazas son primarias y cuáles secundarias (*Offline*).

Más adelante se discutirán con mayor detalle las diferencias entre ambos. En cualquier caso, el procedimiento asocia parejas de trazas con carga opuesta y cuya distancia de máximo acercamiento se encuentre por debajo de cierto valor. La pareja es almacenada dentro del arreglo fV0 del ESD, donde permanecerá como candidato potencial a vértice secundario hasta que finalmente en el análisis se define su condición.

El software también busca decaimientos de partículas cargadas durante el vuelo en la TPC (por ejemplo,  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ). Aquí el algoritmo combina trazas primarias que desaparecen antes de llegar al borde exterior de este detector, con trazas secundarias de la misma carga. El objetivo es asociar parejas que coincidan aproximadamente en alguna región del espacio y que el último punto reconstruido de la traza primaria preceda al primero de la secundaria. De tratarse de una señal auténtica, se espera observar un cambio de curvatura (kink) en el sistema compuesto, de manera que el punto de inflexión corresponde precisamente al vértice de desintegración de la partícula. De igual forma, la pareja es retenida en el arreglo fKinks del ESD, donde quedará a disposición para el análisis.

### PID.

En ALICE, los detectores que participan en la identificación de partículas cargadas son el ITS, TPC, TRD, TOF y HMPID. El resultado viene expresado en términos de un arreglo de números entre 0 y 1, cada uno de los cuales denota una probabilidad para las diferentes especies de partículas<sup>6</sup>.

Si bien los dispositivos fueron construidos para trabajar adecuadamente en diferentes regiones del momento, se obtienen mejores resultados al combinar la información individual. Entonces el PID consta de dos etapas. Al inicio cada detector realiza una estimación basándose únicamente en su función de respuesta. Luego viene la fase de conjunción de datos a través de un análisis bayesiano<sup>7</sup> que arroja el pronóstico definitivo. Dicho análisis toma en cuenta las capacidades individuales de los aparatos. Por ejemplo, si un detector carece de poder de identificación sobre cierta traza, éste asigna la misma probabilidad a todas las especies, de manera que su decisión no influye en el resultado final. Por otro lado, si el detector determina inequívocamente la identidad de una traza, su veredicto prevalece sobre el pronóstico de los demás, convirtiéndose automáticamente en la respuesta que da el software de reconstrucción.

La identificación de partículas neutras (fotones y  $\pi^0$ ) corre por cuenta de los calorímetros

<sup>6</sup>Éstas son:  $e$ ,  $\mu$ ,  $\pi$ ,  $K$  y  $p$ . (ver documentación de la clase AliPID [48]).

<sup>7</sup>Ver apéndice 8.2 de [47].

electromagnéticos del experimento: PHOS y EMCal. Los principales detalles se describen en [39].

### 3.3.3. Descripción del Event Summary Data (ESD)

Dentro del archivo *AliESDs.root* el árbol<sup>8</sup> *esdTree* contiene los resultados más importantes de la reconstrucción. Éstos se hallan distribuidos en ramas (branches) de diferentes clases cuyas etiquetas permiten al usuario identificar fácilmente el tipo de información que almacenan. La figura 3.3 presenta una vista general de su estructura:

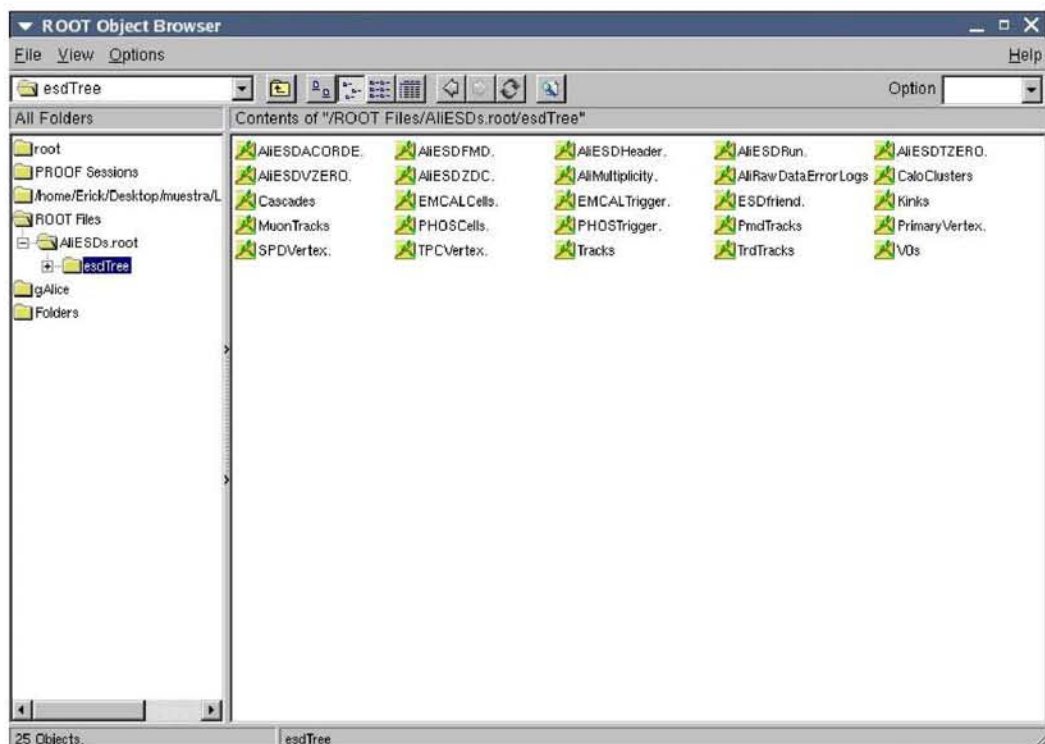


Figura 3.3: Contenido del *esdTree*

El acceso a una rama específica se logra mediante un objeto de la clase *AliESDEvent*. Una vez seleccionada, la manipulación de su contenido corre por cuenta de los métodos asequibles a la clase correspondiente.

De entrada AliRoot permite el procesamiento (activa) de la totalidad de las ramas. No obstante, los programas de análisis suelen ocupar únicamente la información de pocas carpetas, por lo que la habilitación exclusiva de los datos necesarios a la tarea representa un ahorro en tiempos/recursos de cómputo. Más al respecto puede encontrarse en la documentación del método `TTree::SetBranchStatus()`.

<sup>8</sup>Un árbol (tree) en ROOT es una estructura de almacenamiento para grandes cantidades de objetos de la misma clase [49]

## 3.4. Análisis

### 3.4.1. Consideraciones generales

El análisis representa el último paso en la cadena de procesamiento de la información. En cierto sentido, su labor se reduce a establecer filtros para los datos potencialmente útiles obtenidos al término de la reconstrucción. El producto final será en última instancia lo que ALICE tenga que decir en cuanto a la física de las colisiones hadrónicas y de iones pesados.

En el esquema de AliRoot, el proceso parte de la información contenida en el ESD y devuelve lo que se conoce como *Datos-Objeto del Análisis (AOD)*. Estos pueden almacenarse en carpetas de diferentes clases dentro de un archivo AliAODs.root (con estructura similar al ESD) y a su vez ser reutilizados en código de reconstrucción de alto nivel, como en estudios de hadrones con encanto, jets, fotones, etc.

La tarea de desarrollar software para el análisis corre a cargo de cinco grandes grupos de trabajo (PWG0-PWG4), cada uno de los cuales atiende las necesidades específicas de programación, tanto de la física en sí como del funcionamiento de los detectores. El material básico puede consultarse en `$ALICE_ROOT/PWG<0-4>`. Buena parte de este código ha sido escrito siguiendo un protocolo estándar que la colaboración denomina *The Analysis Framework (AF)*. Aunque no existe la obligación estricta de adoptarlo, el AF ha sido confeccionado con miras en una serie de características deseables<sup>9</sup> y ciertamente en este trabajo se sacó partido de muchas de ellas. En la siguiente sección se exponen los elementos y la metodología a seguir para operar con el.

### 3.4.2. El Analysis Framework

La ejecución exitosa de cualquier programa de análisis (task) en el AF requiere del acondicionamiento adecuado de cuatro ingredientes:

#### Cadena de datos.

Los archivos de la reconstrucción se introducen en forma de una cadena (chain) de esd-Tree's. La creación de este objeto la realiza *CreateESDChain.C*, el cual es llamado por el macro de ejecución -ver más adelante- casi al arranque del proceso. En esencia, *CreateESDChain.C* busca el AliESDs.root en cada una de las subcarpetas del directorio que le fue pasado como argumento. De hallarlo, extrae el esdTree correspondiente y lo agrega a la cadena. El código explícito se halla en `$ALICE_ROOT/PWGO`.

De acuerdo a lo anterior, el análisis se correrá sobre tantos eventos como datos reconstruidos se disponga. Para grandes volúmenes de información, esto exige una cantidad considerable de recursos de cómputo que en muchas ocasiones resulta ser un gasto innecesario. Así por ejemplo, si el estudio se limita a colisiones dentro de cierto rango en la multiplicidad, lo más práctico sería ejecutar el programa sólo en aquellos eventos que cumplan con esta característica, en vez de en la totalidad de la cadena. A este respecto, el *Sistema de Etiquetas de Eventos (Event Tag System)* [47, 46] es una herramienta que permite hacer una preselección basada en características impuestas por el usuario, de manera que es posible reducir el conjunto información a examinar, disminuyendo en consecuencia los tiempos de cómputo.

---

<sup>9</sup>Una de ellas es la transparencia, a saber, el código no cambia (esencialmente) si se ejecuta en modo local, CAF o GRID. La exposición que aquí se presenta cubre con las bases de los tres casos.



### Tareas (Tasks).

Por obligación, los programas de análisis deben estar contruidos en archivos separados: la cabecera (con extensión `h`) y la implementación (con extensión `cxx`). En el primero de ellos se declaran los elementos de la clase: datos y funciones miembro, bibliotecas auxiliares, clases amigas, funciones externas y relaciones de herencia. En cuanto a esto último, todas las tareas deben heredar públicamente de `AliAnalysisTask`. La implementación contiene las instrucciones explícitas a través de las cuales operan los métodos de la clase.

En vista de la amplia variedad de física a tratar por ALICE, existe un extenso surtido de código. De cualquier forma, el AF impone una estructura común a todas las tareas mediante la inclusión indispensable de ciertos métodos:

- Constructor. Al igual que en C++, el constructor se encarga de inicializar automáticamente los datos miembro de un objeto al momento en que éste es declarado. Aquí también se define el tipo de datos de entrada y salida así como las ranuras (slots) por las que pasan. Por ejemplo, las líneas

```
DefineInput(#ranura_entrada,TChain::Class());
DefineOutput(#ranura_salida,TH1F::Class());
```

indican que la tarea tomará una cadena y devolverá un histograma de una dimensión.

- Destructor. Limpia el almacenamiento asignado al objeto cuando éste llega al final de su alcance (scope). La implementación del método es trivial y siempre se le halla en la cabecera.
- `ConnectInputData()`. Agiliza el análisis mediante la activación de sólo aquellas ramas que son relevantes para el estudio. Adicionalmente, obtiene el apuntador del evento que se va a procesar; de fallar, la tarea no podrá ejecutarse.
- `CreateOutputObjects()`. Define las características de los objetos de salida. Para el caso de histogramas se tiene el nombre, el título, el número de bins y el rango de las variables. Si el análisis comprende la creación de muchos de ellos, constituye una buena práctica de programación reunirlos a todos en una lista.
- `Exec()`. Es la parte más elaborada del código, dado que ahí se encuentra implementado el algoritmo propio del análisis. Por lo general, los programas barren un ciclo (loop) sobre el total de eventos, buscando en cada uno información global de la colisión así como objetos de interés particular -trazas, candidatos a  $V^0$ 's, kinks, etc-. De hallarlos, la tarea realiza un subciclo que tiene como finalidad discriminar señales genuinas de un fondo de datos espurios (background). La idea entonces, es aplicar cortes en la información reconstruida con el propósito de maximizar cocientes como *señal-background*, entre otros.

Los criterios de selección dependen del tipo de análisis que se esté ejecutando. Por ejemplo, en estudios de extrañeza -ver siguiente capítulo- se emplean combinaciones de parámetros de impacto, ángulos de emisión, variables cinemáticas e identificación de partículas.

Al finalizar el análisis sobre una colisión, `Exec()` postea los resultados a través de las ranuras de salida, después de lo cual `ConnectInputData()` obtiene el apuntador del siguiente evento.

- `Terminate()`. Despliega el resultado final en la pantalla. Aunque no es necesario incluirlo, se ha hecho costumbre utilizarlo como señal de la conclusión exitosa de la tarea.

**Paquetes.**

Es un conjunto de bibliotecas indispensables para ejecutar el proceso. La paquetería básica se compone por STEERBase, ESD, AOD, ANALYSIS, ANALYSISalice, más código adicional específico a cada grupo de trabajo.

**Macro de ejecución.**

Coordina la ejecución del análisis. Para eso, el macro sigue una metodología bien establecida: primero se construyen los paquetes y se cargan al sistema junto con las tareas a realizar. De ahí viene la selección de eventos, ya sea en forma de cadena completa, ya sea tomando un conjunto reducido (a través del Event Tag System). Luego se crea el objeto (manager) de la clase `AliAnalysisManager`, el cual administra las conexiones entre los datos de entrada, salida y las tareas mismas [46]. Ahí también se define el tipo de información a procesar: si es reconstruida, Monte Carlo o ambas. Después se añaden las tareas al manager y se crean los contenedores que almacenarán la información de entrada y de salida. Finalmente éstos se conectan al administrador a través de las ranuras correspondientes y se da inicio propiamente a la tarea.

**3.4.3. Evaluación de los programas**

La comparación de los datos procesados con aquellos que produce el generador de eventos -información Monte Carlo (MC)- ofrece la posibilidad de examinar el desempeño de los programas de reconstrucción y análisis. Si bien esto sólo puede realizarse cuando se trabaja con simulaciones, los resultados servirán en el análisis de los datos reales del experimento.

La comparación no es extensiva en el sentido de que abarca la totalidad de la información MC; más bien, lo que se hace es definir un universo de datos potencialmente medibles y sobre ellos examinar la eficiencia de las tareas, dejando de lado información que de entrada se considera perdida, como partículas que emergen a regiones fuera de la aceptación de los aparatos o piones neutros indetectables por los calorímetros electromagnéticos del experimento<sup>10</sup>, entre otros. Entonces, el objetivo de los programas es recuperar, en calidad y cantidad, la mayor parte de esta información y admitir una mínima fracción de datos incorrectos que se generan durante el seguimiento de las partículas por los detectores. La implementación de esta tarea para el caso de la reconstrucción de  $V^0$ 's es el tema central de esta tesis y se expone con detalle en los siguientes dos capítulos.

---

<sup>10</sup>Recuérdese que PHOS y EMCal no cubren la totalidad del ángulo azimutal.



## Capítulo 4

# Análisis de extrañeza I: Información MC y reconstruida

El primer paso en cualquier análisis en AliRoot consiste en la adquisición de todos (o casi todos) los datos relacionados con el objeto de estudio. Cuando se trabaja con simulaciones, esto significa coleccionar información de dos especies distintas: los datos propios del generador de eventos y los resultados de los programas de reconstrucción.

En la arquitectura de AliRoot estas informaciones se distribuyen en archivos diferentes: por lo general, los datos que interesan extraer del generador corresponden a la energía y el momento de las partículas, los cuales se hallan almacenados en el archivo *Kinematics.root*. En contraste, la información preliminar que sirve como punto de partida para los diferentes tipos de análisis se encuentra distribuida en diversas carpetas dentro del archivo *AliESDs.root*. El acceso y manipulación de cada tipo de datos corre por cuenta de clases y métodos diferentes.

El propósito de este capítulo consiste en presentar el software específico de AliRoot para el análisis de  $V^0$ 's. La exposición se divide en dos grandes partes. En primera instancia se introduce el acceso a la información del generador de eventos. Esto permitirá delimitar el conjunto de datos sobre el que se evaluará el desempeño del software. Posteriormente se muestran algunos resultados importantes tanto por su significado físico como por el impacto que tienen en el análisis de datos experimentales. Ya en la segunda parte, la discusión se concentra principalmente en examinar las herramientas de reconstrucción de  $V^0$ 's, haciendo énfasis en la explicación de conceptos útiles y en el tipo de información que puede desprenderse de ellos. Con esto quedarán sentadas las bases para el análisis final en el siguiente capítulo.

En este trabajo se ha puesto un interés especial en hacer un estudio comparativo de los resultados que arrojan diferentes versiones de la plataforma, de manera que las discusiones frecuentemente estarán acompañadas por referencias a esta cuestión. Ello será muy útil al momento de evaluar los cambios en el código así como para orientar futuras investigaciones.

### 4.1. Información del generador

#### 4.1.1. Acceso

En una simulación en AliRoot todas las partículas, sean primarias, sean producto de un decaimiento, sean generadas en la interacción con los materiales de los detectores, son almacenadas en una pila (stack) ordenada por índices enteros. La numeración en la pila empieza con el índice cero. El acceso a cada una de las partículas lo gestiona la clase `AliStack` a través

del método `Particle`, el cual regresa el apuntador a un objeto de la clase `TParticle`<sup>1</sup>. Por ejemplo, en la siguiente secuencia primeramente se obtiene la pila para cierto evento y de ahí se extrae la partícula con el índice `i`:

```
AliMCEventHandler* eventHandler = dynamic_cast<AliMCEventHandler*>(
    AliAnalysisManager::GetAnalysisManager()
    ->GetMCtruthEventHandler());
AliMCEvent* evento = eventHandler->MCEvent();           (s1)
AliStack* stack = evento->Stack();
TParticle* particula = stack->Particle(i);
```

Desde el momento en que son creados, todos los objetos `TParticle` contienen información sobre las variables dinámicas de las partículas. Ésta se deposita en los datos miembro de la clase. Algunos de ellos se listan en la tabla 4.1.

Tabla 4.1: Datos miembro de `TParticle`

---

Vértice de producción (en el sistema coordinado global)		
Double_t	fVx;	//posición en $x$
Double_t	fVy;	//posición en $y$
Double_t	fVz;	//posición en $z$
Double_t	fVt;	//tiempo $t$
Momento y energía		
Double_t	fPx;	//componente en $x$
Double_t	fPy;	//componente en $y$
Double_t	fPz;	//componente en $z$
Double_t	fE;	//energía
Datos adicionales		
Int_t	fPdgCode;	//código $pdg$ de la partícula
Int_t	fMother[2];	//índices de las dos partículas madre inmediatas
Int_t	fDaughter[2];	//índices de las dos partículas hija inmediatas

---

La información concerniente a las propiedades intrínsecas (carga, espín, paridad, vida media, etc) viene administrada por `TParticlePDG`, cuyo objeto puede extraerse con el método `GetPDG` de `TParticle`.

El estudio de partículas extrañas neutras se basa absolutamente en el análisis de los productos de los decaimientos. Las especies más abundantes en colisiones  $p-p$  se muestran en la tabla 4.2. Nótese que prácticamente todos los decaimientos son a dos cuerpos y, al mismo tiempo, que el canal cargado es alrededor de dos veces superior al neutro. A este respecto, dado que la mayor parte de las técnicas de detección son sensibles únicamente a partículas cargadas, en el análisis de  $V^0$ 's sólo se trabaja con ese canal.

En `AliRoot`, la relación de parentesco madre-hija para información Monte Carlo se puede rastrear a través de la pila; los métodos `GetFirst(Last)Daughter` y `GetFirst(Last)Mother`

<sup>1</sup>Por convención, todas las clases en `ROOT` vienen acompañadas del prefijo `T`; en `AliRoot`, el prefijo es `Ali`.

Tabla 4.2: Principales hadrones extraños neutros en colisiones  $p - p$ 

Código PDG		Fracción ( $\Gamma_i/\Gamma$ ) [1]	
310	$K_s^0$	$\longrightarrow \pi^+\pi^-$	$69.20 \pm 0.05$
		$\longrightarrow \pi^0\pi^0$	$30.69 \pm 0.05$
3122	$\Lambda^0$	$\longrightarrow p\pi^-$	$63.9 \pm 0.5$
		$\longrightarrow n\pi^0$	$35.8 \pm 0.5$
-3122	$\bar{\Lambda}^0$	$\longrightarrow \pi^+\bar{p}$	$63.9 \pm 0.5$
		$\longrightarrow \bar{n}\pi^0$	$35.8 \pm 0.5$

devuelven los índices de las partículas correspondientes. Así, la obtención de datos del generador es una tarea que por lo general involucra una sencilla manipulación de código. Por ejemplo, en el caso de que el objeto `particula` de (s1) representase un  $K_s^0$ , las siguientes líneas ilustran cómo podrían extraerse sus dos hijas:

```
Int_t IndexFirstDaughter = particula->GetFirstDaughter();
TParticle* FirstDaughter = stack->Particle(IndexFirstDaughter); (s2)
Int_t IndexLastDaughter = particula->GetLastDaughter();
TParticle* LastDaughter = stack->Particle(IndexLastDaughter);
```

No obstante, algunos generadores (como PYTHIA) guardan un registro minucioso de ciertos procesos fuertes como cadenas de fragmentación de quarks y gluones a los que AliRoot asigna índices negativos inaccesibles a `AliStack`. Adicionalmente, el software no distingue los productos de un decaimiento espontáneo de los que surgen a raíz de las interacciones con los materiales durante el transporte. Por lo tanto, una vez que se encuentra un hadrón extraño en la pila, siempre es conveniente verificar las identidades de las hijas. La forma más sencilla de hacerlo consiste en corroborar los códigos *pdg* mediante `TParticle::GetPdgCode`.

#### 4.1.2. Definición del universo de trabajo

El acceso a la información del generador permite delimitar el conjunto de datos con los que se compararán los resultados del análisis. En este estudio se tomaron cuenta dos criterios de selección:

- Partículas primarias ( $V^0$ 's primarios).
- Aceptancia del barril central.

El primer punto se refiere indudablemente a la extracción de los  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  producidos en las interacciones de los haces de protones. Esto se puede hacer de dos formas:

1. *Desde la pila.* AliRoot acomoda las partículas primarias en la primera parte del stack. El total de éstas lo devuelve `AliStack::GetNprimary`. Entonces, las partículas con índice mayor o igual a ese número fueron generadas durante el transporte.

2. *IsPhysicalPrimary*. No todas las partículas que en el experimento se interpretan como primarias provienen necesariamente de las interacciones de los haces. Cierta fracción de ellas son producto de decaimientos fuertes, electromagnéticos y débiles con sabores pesados abiertos, en donde no se puede distinguir (por su cercanía) el vértice de desintegración del vértice primario. Esto es particularmente importante para el caso de  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  (ver tabla 4.5): existen resonancias de vida media muy corta ( $c\tau \sim 10^{-11}m$  para  $\Sigma^0$ ) que incluyen esos bariones en algunos de sus canales de decaimiento. El punto es que para tales  $\Lambda$ 's su índice en la pila es mayor a `GetNprimary`, de modo que si se quiere definir un conjunto más realista de datos es necesario tomarlas en cuenta. El método `AliStack::IsPhysicalPrimary` evalúa si una partícula es *experimentalmente* primaria no sólo a través de su índice, sino considerando adicionalmente este factor, de ahí que el método sea muy útil para hacer la selección.

En lo que respecta a la aceptación, este trabajo se concentró en los principales rastreadores del barril central: ITS, TPC, TRD y TOF. La tabla 2.1 muestra una cobertura común<sup>2</sup> en el rango de pseudorapidez  $|\eta| < 0.9$ , lo que equivale a un intervalo de  $45^\circ$  a  $135^\circ$  en el ángulo cenital.

De acuerdo al procedimiento de reconstrucción de eventos en AliRoot, los buscadores de  $V^0$ 's toman como candidatos potenciales parejas de trazas de carga opuesta y con una distancia de máximo acercamiento por debajo de cierto valor. Esto requiere cuando menos del rastreo preciso de cada una de las hijas del decaimiento, condición que puede evaluarse a partir del vértice de desintegración del  $V^0$  y de las pseudorapideces de las partículas: se tiene entonces, que para que un  $V^0$  sea potencialmente detectable por los dispositivos del barril, la partícula tendrá que haber decaído antes de llegar al radio interno de la TPC y ambas hijas deberán salir despedidas hacia la región de aceptación de los aparatos.

En el código, la información necesaria para evaluar esta condición aparece en la tabla 4.1 y puede obtenerse con los métodos `Vx`, `Vy`, `Vz`, y `Eta` de `TParticle`. Este último método regresa el valor de la pseudorapidez mediante la expresión

$$\eta = \frac{1}{2} \log \left( \frac{\|\mathbf{p}\| + p_z}{\|\mathbf{p}\| - p_z} \right) \quad (4.1)$$

### 4.1.3. Resultados

Cualquier análisis en física de altas energías necesita de la adquisición de una estadística considerable. Previo al arranque del experimento, una parte del Offline se ha encargado de preparar, ejecutar y administrar la información de simulaciones que involucran una gran cantidad de eventos. El acervo disponible en GRID puede consultarse en [46]<sup>3</sup>. Muchas de las corridas que ahí se encuentran fueron específicamente configuradas para ciertos tipos de análisis en AliRoot, como partículas con encanto, jets o simulaciones sin campo magnético. De hecho, existen algunas corridas que se prepararon especialmente para estudios de  $V^0$ 's.

En la práctica sin embargo, el experimento no contará con un trigger para partículas extrañas, por lo que éstas tendrán que ser reconstruidas en el marco de una colisión general o *minimum bias*; probablemente esas circunstancias sean las adecuadas para el análisis de la plataforma en cuanto a la reconstrucción de  $V^0$ 's se refiere.

En este trabajo se examinaron alrededor de un millón de colisiones  $p$ - $p$  minimum bias a 10 TeV, elaboradas con dos versiones de AliRoot y separadas en tres corridas. La tabla 4.3 presenta las especificaciones generales; la información concreta acerca de la cantidad de  $V^0$ 's

<sup>2</sup>Con una ligera variación para el TRD

<sup>3</sup>Concretamente, siguiendo el link [http://pcalimonitor.cern.ch/job\\_details.jsp](http://pcalimonitor.cern.ch/job_details.jsp)

potencialmente detectables por el experimento se encuentra en las tablas 4.4 y 4.5. En ésta última se lista la contribución de cada una de las resonancias al espectro total de  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$ .

Tabla 4.3: Información general de las corridas que se examinaron en este trabajo. En todos los casos, la energía total de la colisión y el campo magnético en el solenoide fueron de 10 *TeV* y 5 *kGauss*, respectivamente.

Corrida	Fecha	Eventos	Generador	Software		
				ROOT	Geant	AliRoot
LHC08c2	Agosto 2008	178,650	PYTHIA	v5-21-01-alice	v1-9-6	v4-14-Rev-02
LHC08c4	Agosto 2008	276,900	PHOJET	v5-21-01-alice	v1-9-9	v4-14-Rev-02
LHC09a4	Marzo 2009	581,200	PYTHIA	v5-23-02	v1-10	v4-16-Rev-07

Tabla 4.4: Producción de  $V^0$ 's (potencialmente detectables) por corrida

Corrida	$K_s^0$	$\Lambda^0$	$\bar{\Lambda}^0$
LHC08c2	34,424	4,423	4,639
LHC08c4	46,439	4,234	4,307
LHC09a4	113,160	15,048	15,055

Comparando los resultados, se puede apreciar una menor producción de extrañeza en PHOJET respecto a PYTHIA; es muy probable que eso se deba a las funciones de fragmentación utilizadas en cada simulación. De cualquier forma y desde una perspectiva más crítica, estos datos deben ser aceptados con cierta reserva; a final de cuentas, el software está recreando una situación a la que apenas tendrán acceso los experimentos y que seguramente traerá consigo nueva física. Aún así, no es de esperarse que esta nueva física afecte tanto el funcionamiento de los detectores como la capacidad del software para procesar la información.

Tabla 4.5: Origen de  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$ . Debido a su baja producción en colisiones  $p$ - $p$ , se ha omitido la contribución de las cascadas ( $\Xi$ ,  $\Omega$ ).

Corrida	Primarias	$\Lambda^0$			
		$\Sigma^0$	$\Sigma^+(1385)$	$\Sigma^0(1385)$	$\Sigma^-(1385)$
LHC08c2	67.56 %	5.02 %	10.08 %	6.95 %	9.92 %
LHC08c4	75.98 %	13.79 %	4.13 %	2.62 %	3.47 %
LHC09a4	65.41 %	8.24 %	9.88 %	6.45 %	10 %

Corrida	Primarias	$\bar{\Lambda}^0$			
		$\bar{\Sigma}^0$	$\bar{\Sigma}^+(1385)$	$\bar{\Sigma}^0(1385)$	$\bar{\Sigma}^-(1385)$
LHC08c2	66.13 %	5.47 %	9.59 %	7.91 %	10.88 %
LHC08c4	74.92 %	13.69 %	4.29 %	3.36 %	3.71 %
LHC09a4	65.12 %	8.28 %	9.8 %	6.78 %	9.99 %

Así pues, el objetivo de este análisis es ver hasta qué punto se pueden recuperar los datos



del generador después de que las partículas han pasado por toda la maquinaria del experimento. La tarea no sólo se concentra en recobrar la mayor cantidad de  $V^0$ 's producidos, sino que también existe el interés de evaluar la forma en la que éstos se distribuyen sobre ciertas cantidades que tienen un significado físico importante. En los tres siguientes apartados se presentan algunos ejemplos de la información que se puede extraer del generador de eventos y que en lo sucesivo ocuparán una parte central en las discusiones.

### Momento transverso

En física de altas energías, la distribución de momento transverso se halla estrechamente vinculada a la dinámica de la colisión. Propiedades tan fundamentales como la temperatura o incluso la manera misma con la que se describe el medio son susceptibles a la distribuciones de esta variable. Los espectros de momento transverso se extienden hasta unos cuantos  $GeV/c$ , registrándose la mayor parte de la producción en el régimen no perturbativo, justo por debajo de los  $1 GeV/c$  -figura 1.4 -. En la práctica, lo que se suele hacer es parametrizar las distribuciones de cada una de las especies de partículas y ver si algún modelo o alguna combinación de modelos puede reproducir los resultados.

La información del generador para  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  se presenta en los histogramas de la figura 4.1. Los datos pertenecen a la corrida LHC09a4.

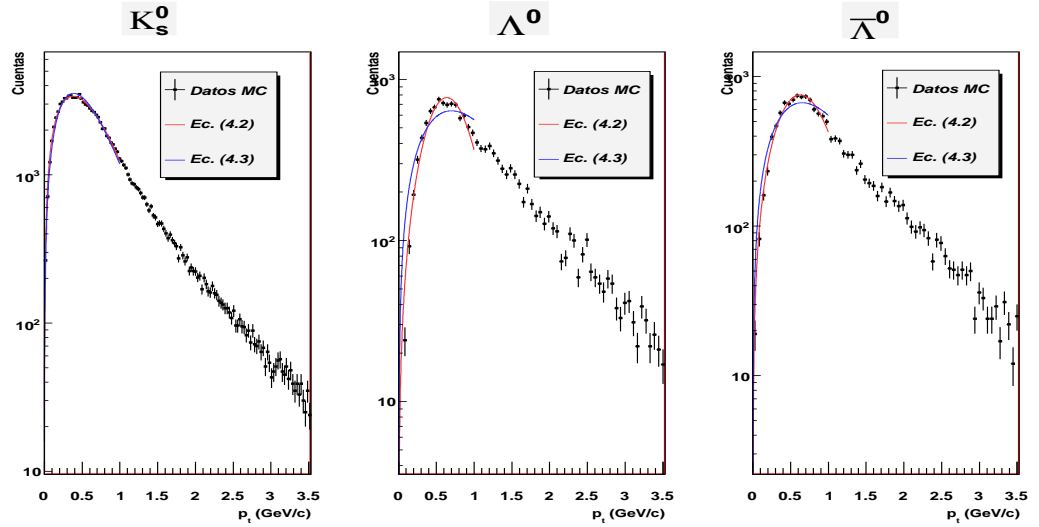


Figura 4.1: Distribución de momento transverso para  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  -información MC

En los histogramas también aparecen los ajustes correspondientes a dos de las parametrizaciones más usuales que se manejan en la literatura [58, 59]:

$$f(p_t, \alpha) = A \frac{p_t}{\alpha^2} \exp\left(-\frac{p_t^2}{2\alpha^2}\right) \quad (4.2)$$

$$g(p_t, T) = B p_t \exp\left(-\frac{\sqrt{p_t^2 + m_0^2}}{T}\right) \quad (4.3)$$

donde  $m_0$  es la masa del hadrón mientras que  $A$ ,  $\alpha$ ,  $B$  y  $T$  son las constantes por determinar. A juzgar por los resultados, se observa que la expresión (4.2) es la que mejor describe los datos, si bien la diferencia respecto a (4.3) es imperceptible para el caso de  $K_s^0$ . Nótese que (4.2) corresponde precisamente a una distribución de Rayleigh, la cual se deriva de considerar al sistema como un gas de Maxwell-Boltzmann.

Desde luego que un estudio más completo necesita de la extensión del ajuste hacia regiones de  $p_t$  más grande. Esto se hace concatenando los resultados de la parte suave del espectro con las predicciones de QCD perturbativa, las cuales cobran una mayor relevancia a medida que uno se desplaza hacia la derecha en la distribución.

### Longitud de decaimiento

La longitud de decaimiento de una partícula inestable se define como la distancia que hay entre sus vértices de producción y de desintegración. Dado que en las colisiones a altas energías los objetos se desplazan a velocidades relativistas, el dato se relaciona directamente con la vida media de la partícula (ver el apéndice B). Ésta a su vez proporciona indicios del tipo de interacción que interviene en el decaimiento [4]: se sabe que las desintegraciones gobernadas por la interacción fuerte toman tiempos del orden de  $10^{-23}$  s (p. ej.,  $\Delta^- \rightarrow n\pi^-$ ), los decaimientos electromagnéticos  $10^{-16}$  s ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ) y las desintegraciones débiles cubren el rango de  $10^{-13}$  s (para el  $\tau$ ) a 15 min ( $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$ ).

Aún en el caso de la misma interacción, la longitud de decaimiento registra promedios característicos para las diferentes especies de partículas. Dichos promedios determinan en última instancia si el decaimiento es accesible a la información de primera mano del experimento o si por el contrario, éste deberá ser reconstruido a nivel de análisis. Así, dada una muestra de  $N_0$  partículas que se originan en la posición  $x = 0$ , la tasa de desintegraciones como función de la distancia viene dada por

$$\frac{dN}{dx} = kN(x)$$

donde la solución tiene la forma de una distribución exponencial [60]:

$$N(x) = N_0 \exp(-x/\lambda_d) \quad (4.4)$$

Aquí  $\lambda_d$  es la distancia promedio, medida en el sistema del laboratorio, a la que el número de partículas habrá disminuido a una fracción de  $1/e \approx 0,367$  del total inicial. Un simple análisis relativista (apéndice B) muestra que la relación entre esa distancia y el desplazamiento temporal promedio  $c\tau$  medido en un sistema co-móvil es

$$\lambda_d = \left(\frac{p}{mc}\right) c\tau = (\beta\gamma)c\tau \quad (4.5)$$

Precisamente este último dato es el que suele referirse en la literatura. Los histogramas de la figura 4.2 muestran las distribuciones para  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  con los valores correspondientes de  $c\tau$ .

### Parámetro de impacto al vértice primario

El parámetro de impacto de una traza a un punto en el espacio corresponde a la distancia de máximo acercamiento (DCA) que guardan estos dos objetos. Por lo general, dicho punto

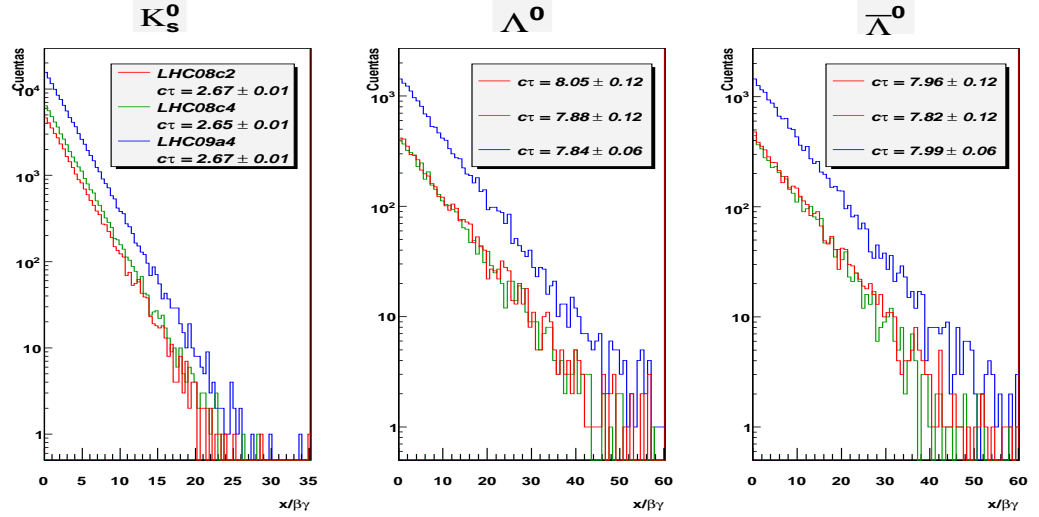


Figura 4.2: Desplazamiento temporal promedio  $c\tau$  (medido en cm) en el sistema co-móvil para  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  -información MC.

precede al origen de la traza, de manera que se necesita hacer una regresión de la misma para poder evaluar esa distancia. El proceso no es tan simple porque para el caso de partículas cargadas las trazas sufren una deflexión debida al campo magnético; el radio de curvatura depende de la intensidad del campo y del momento de la partícula, en tanto que la orientación de la traza queda determinada por la carga [61]:

$$r = \frac{p}{qB} \quad (4.6)$$

Si bien todos estos detalles no tendrían porqué entrar en el análisis de partículas neutras, se tiene que los dispositivos experimentales no son capaces de rastrearlas directamente, de manera que sus trayectorias tienen que ser reconstruidas a partir de la observación de los productos cargados de sus decaimientos. En ese sentido todo se reduce, a final de cuentas, al caso de partículas cargadas.

En AliRoot las clases `AliStack` y `TParticle` no disponen de los métodos apropiados para calcular parámetros de impacto con información del generador. Lo que se puede hacer es producir una traza con los datos de la pila a través del constructor `AliESDtrack(TParticle*)` y con esto heredar toda la funcionalidad de la clase `AliESDtrack` -ver siguiente sección-. Dentro de esta clase, el método `GetDZ` se encarga de darle un seguimiento adecuado a las partículas y calcular el parámetro de impacto en relación a un punto dado.

Los resultados respecto al vértice primario para las hijas de  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  se muestran en los histogramas de la figura 4.3. Nótese que las distribuciones de los piones en los decaimientos de  $K_s^0$  son prácticamente idénticas, en contraposición con la marcada asimetría para las hijas de  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$ . Este comportamiento es una consecuencia natural de la diferencia en la fracción del momento que toman cada una de las hijas de la partícula madre, diferencia que se debe en última instancia a la disparidad en los valores de sus masas: en la desintegración

de  $\Lambda^0$  ( $\bar{\Lambda}^0$ ) a altas energías, el protón (antiprotón) será la partícula que tome la mayor parte del momento. Los detalles del cálculo pueden encontrarse en el apéndice B.

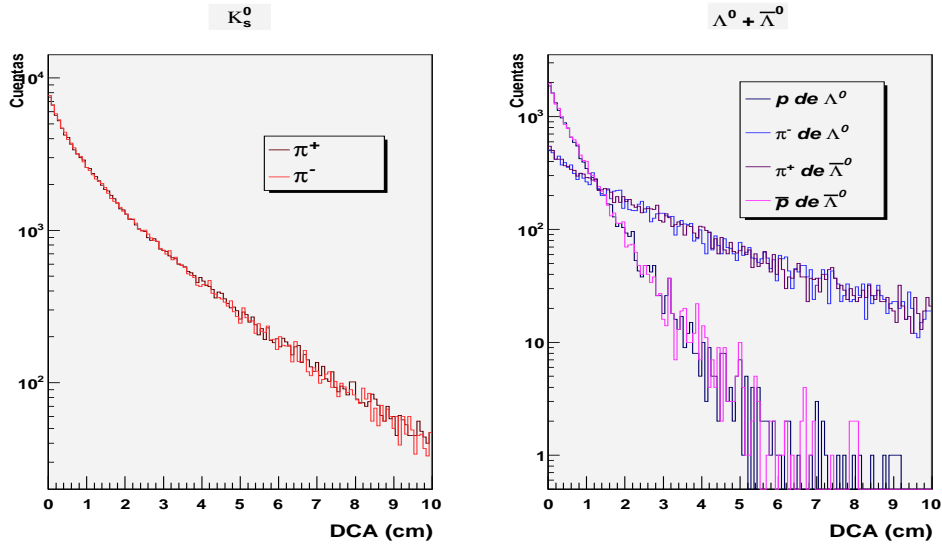


Figura 4.3: Parámetros de impacto de los decaimientos cargados de  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  -información MC

Así, el campo magnético tendrá mayor dificultad en deflectar las trazas de  $p$  y  $\bar{p}$  en comparación con las de  $\pi^+$  y  $\pi^-$ , haciendo que las distribuciones de los primeros se atenúen a un ritmo más acelerado. No obstante, la diferencia entre  $p$  y  $\bar{p}$  y entre  $\pi^+$  y  $\pi^-$  es imperceptible, lo cual es consistente con el hecho de que los generadores produjeron aproximadamente el mismo número de  $\Lambda$ 's que de  $\bar{\Lambda}$ 's.

## 4.2. Información reconstruida

### 4.2.1. Acceso

La clase `AliESDEvent` es a la información reconstruida lo que la clase `AliStack` es a la información del generador: representa la única interfase de acceso a los resultados de la reconstrucción. Ya en el capítulo anterior se había comentado que éstos se almacenan en diferentes carpetas dentro del árbol `esdTree` del archivo `AliESDs.root` (figura 3.3).

Para el caso del análisis de partículas extrañas neutras, las carpetas con los datos relevantes son tres:

#### 1. PrimaryVertex

Cualquier tipo de estudio en `AliRoot` requiere de la localización precisa (al menos hasta unos cuantos  $mm$ ) del vértice primario. Esto porque información tan importante como los

parámetros de impacto, ángulos de dirección y longitudes de decaimiento son referidos justamente respecto a ese punto.

En estricto sentido, las rutinas de reconstrucción arrojan tres estimaciones del dato, las cuales vienen contenidas en las carpetas `SPDVertex`, `TPCVertex` y `PrimaryVertex`; `AliESD-Event` dispone de los métodos apropiados para acceder a cada una<sup>4</sup>. La primera de ellas se refiere al cálculo preliminar elaborado por las capas del SPD y que fue descrito en la sección 3.3.2; la segunda considera únicamente los datos de la TPC, mientras que la otra corresponde a la estimación definitiva basada en la información de las trazas reconstruidas. Entonces, en los casos en donde sea posible, lo recomendable es trabajar con esta última.

Aún así, a nivel de código las tres funciones regresan un objeto de la clase `AliESDVertex`, la cual hereda públicamente de `AliVertex`. En su conjunto, los datos miembro de ambas clases contienen todo lo referente a la posición del vértice primario:

Tabla 4.6: Clases e información relevante para el vértice primario.

---

<b>AliESDVertex</b>		
Double32_t	fCovXX,fCovXY,fCovYY, fCovXZ,fCovYZ,fCovZZ;	//matriz de covariancia del vértice
Double32_t	fChi2;	// $\chi^2$ del ajuste al vértice
<b>AliVertex</b>		
Double32_t	fPosition[3];	//posición del vértice
Int_t	fNContributors;	//# de trazas usadas para el cálculo

---

Es de resaltar que la calidad del ajuste (`fChi2`) está en función de la cantidad de trazas disponibles (`fNContributors`), de ahí que las colisiones Pb-Pb arrojen mejores resultados respecto al caso *p-p*. Más importante es el hecho de que `fChi2` sirve como banderilla para determinar en qué eventos el vértice primario fue satisfactoriamente reconstruido.

## 2. V0s

Al término de la reconstrucción, todos los candidatos potenciales a  $V^0$ 's van a parar a una carpeta con el mismo nombre. Ésta tiene la estructura de un arreglo y se puede conocer la cantidad de sus elementos mediante la función `GetNumberOfV0s` de `AliESDEvent`.

`AliRoot` realiza una doble búsqueda. La primera se ejecuta mientras se examinan los clusters durante el rastreo y es llevada a cabo por el buscador *On the Fly* (En Vuelo). Éste interrumpe el seguimiento de las trazas una vez que se ha llegado al vértice de desintegración del  $V^0$ , evitando con ello extrapolaciones erróneas al vértice primario [47]. La otra búsqueda la implementa el explorador *Offline* (Fuera de Vuelo) al finalizar el ciclo completo del rastreo en los detectores del barril.

Ambos algoritmos asocian parejas de trazas con carga opuesta y distancia de máximo acercamiento por debajo de cierto umbral. No obstante, el buscador *Offline* trae consigo cortes más severos en esta y otras cantidades, por lo que a la hora de comparar sus resultados con los del otro explorador se espera una disminución de la eficiencia aunque un mejor desempeño en cuanto a la eliminación del background. Adicionalmente, la búsqueda *Offline* puede implementarse en repetidas ocasiones a diferencia del caso *On the Fly*, la cual sólo

<sup>4</sup>`GetPrimaryVertexSPD`, `GetPrimaryVertexTPC` y `GetPrimaryVertex`, respectivamente.

puede ejecutarse una vez [62].

El acceso a cada  $V^0$  lo gestiona el método `GetV0` de `AliESDv0`. La función toma como argumento el índice (entero) dentro del arreglo y regresa un objeto de la clase `AliESDv0`. Es importante señalar que los  $V^0$ 's hallados por los dos buscadores no son completamente independientes, es decir, dos  $V^0$ 's con índices distintos pueden en realidad corresponder a la misma partícula, en cuyo caso fue reconstruida por ambos algoritmos. Esto habrá de considerarse sobre todo al momento de hacer la contabilidad de los  $V^0$ 's encontrados por el software.

Así pues, cada  $V^0$  dispone, dentro del conjunto de sus datos miembro, de una banderilla (`fOnFlyStatus`) que indica a cuál buscador pertenece. Lo anterior permite hacer una selección de los  $V^0$ 's hallados por cada explorador y con esto analizar el funcionamiento de los buscadores por separado. Otros datos importantes aparecen en la tabla 4.7.

Tabla 4.7: Datos miembro de `AliESDv0`

---

<code>Double32_t</code>	<code>fPos[3];</code>	//posición (global) del $V^0$
<code>Double32_t</code>	<code>fDcaV0Daughters;</code>	//dca entre las hijas del $V^0$
<code>Int_t</code>	<code>fNidx;</code>	//índice de la hija negativa
<code>Int_t</code>	<code>fPidx;</code>	//índice de la hija positiva
<code>Bool_t</code>	<code>fOnFlyStatus;</code>	//banderilla del buscador: <code>kTRUE</code> = On the Fly <code>kFALSE</code> = Offline
<code>Double32_t</code>	<code>fNmom[3];</code>	//momento de la hija negativa
<code>Double32_t</code>	<code>fPmom[3];</code>	//momento de la hija positiva

---

### 3. Tracks

Los índices `fNidx` y `fPidx` de la tabla 4.7 remiten al usuario a los resultados del rastreo para cada una de las hijas del  $V^0$ . La información de las trazas reconstruidas por los detectores del barril central se encuentra almacenada en la carpeta `Tracks`<sup>5</sup>. El acceso a cada traza lo gestiona `AliESDv0` a través del método `GetTrack`, el cual toma como dato de entrada su índice en la carpeta y regresa un objeto de la clase `AliESDtrack`. Este índice no debe confundirse con su análogo de la pila; trazas (ESD) y partículas (MC) pertenecen a arreglos diferentes. A final de cuentas, no todas las partículas del generador podrá ser reconstruidas por el software.

Así por ejemplo, en la siguiente secuencia primero se extraen los índices de las hijas del  $V^0$  (denotado por `ESDV0`), luego se obtienen las trazas reconstruidas y de ahí se sacan los índices en el stack de las partículas MC correspondientes:

```
//Índices de las trazas
Int_t IDTrazaPos = TMath::Abs(ESDV0->GetPindex());
```

<sup>5</sup>Los datos de las trazas reconstruidas por el espectrómetro de muones, el PMD y el TRD en su modalidad individual (stand-alone tracking) se hallan en las carpetas `MuonTracks`, `PmdTracks` y `TrdTracks`, respectivamente. No obstante, en el análisis de extrañeza sólo es necesaria la información de `Tracks`.

```

Int_t IDTrazaNeg = TMath::Abs(ESDV0->GetNindex());

//Trazas en el ESD
AliESDtrack *ESDtrackPos = event->GetTrack(IDTrazaPos);
AliESDtrack *ESDtrackNeg = event->GetTrack(IDTrazaNeg);

//Índices en el stack
UInt_t ETrazaPos = TMath::Abs(ESDtrackPos->GetLabel());
UInt_t ETrazaNeg = TMath::Abs(ESDtrackNeg->GetLabel());

```

AliESDtrack administra la información de las trazas. Mucha de su funcionalidad la hereda de AliVParticle y AliExternalTrackParam. Esta última clase maneja un arreglo de cinco elementos que se refieren a los parámetros elementales de cada traza reconstruida<sup>6</sup>. La misma clase dispone de los métodos adecuados para manipular estos datos y traducirlos en información importante (como el momento en las tres direcciones, los parámetros de impacto al vértice primario en el plano XY y en el eje Z, entre otros) que también está contenida en los datos miembro de AliESDtrack:

Tabla 4.8: Clases e información relevante de las trazas

---

<b>AliExternalTrackParam</b>	
Double32_t	fAlpha; //ángulo de rotación sist. local <-> sist. global
Double32_t	fP[5]; //parámetros de la traza
<b>AliESDtrack</b>	
Int_t	fLabel; //índice en el stack
Double32_t	fR[5]; //arreglo del PID (sección 3.3.2)
Double32_t	fD; //parámetro de impacto en el plano XY
Double32_t	fZ; //parámetro de impacto en el eje Z

---

#### 4.2.2. Resultados I: Localización del vértice primario

Los histogramas de la figura 4.4 presentan la distribución del vértice primario tanto en el plano transversal ( $XY$ ) como en el eje  $Z$  para cada una de las corridas que se examinaron. En todos los casos, la cantidad de eventos para los cuales se pudo extraer el dato no corresponde a los totales que se reportan en la tabla 4.3. Esto porque la determinación del vértice no fue posible para un número considerable de colisiones, existiendo al menos un par de circunstancias que contribuyen al problema:

- *Ausencia de trazas.* Las interacciones elásticas y de baja multiplicidad generan pocas partículas que tienen una probabilidad mayor de no caer en las regiones de aceptación de los detectores del barril. Si bien los dispositivos laterales podrán registrar la información,

<sup>6</sup>Los parámetros pueden consultarse en [48]. Vale la pena aclarar que el software maneja dos sistemas de coordenadas: uno que coincide con el del experimento (global) y otro para las regiones sensibles de los detectores (local). La transformación de uno a otro sistema sólo requiere de la rotación por un ángulo  $\alpha$ , el cual se incluye dentro de los datos miembro de AliExternalTrackParam -ver la tabla 4.8 -

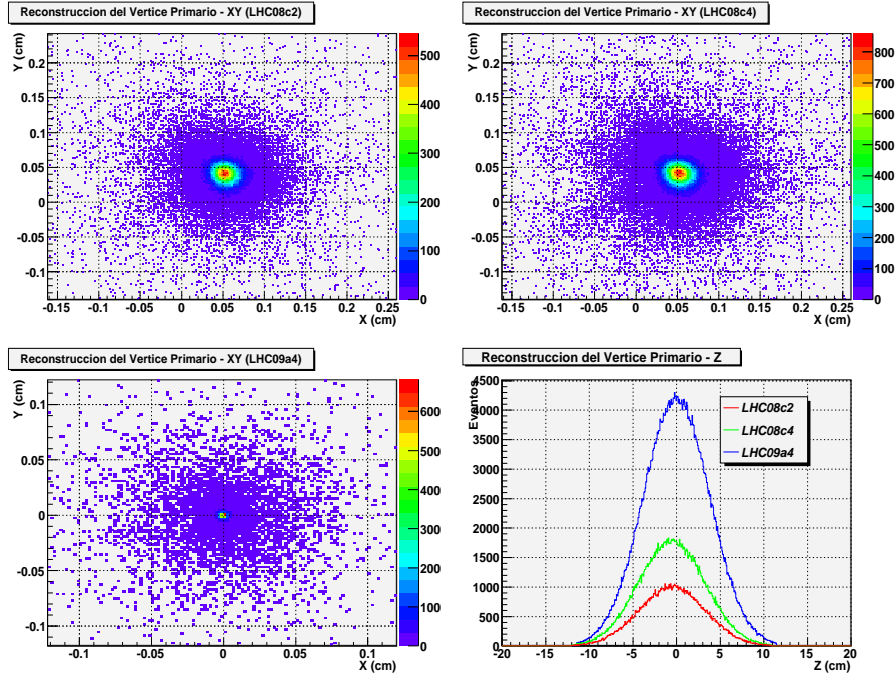


Figura 4.4: Localización del vértice primario. Las distribuciones en el plano transversal muestran ser mucho más abruptas que en el eje  $Z$ ; las técnicas de colimación del haz proporcionan un control directo en estas dos coordenadas. Aún así, se observan mejores resultados en la versión del 2009. Las diferencias en las amplitudes de las distribuciones corresponden a la cantidad de eventos analizados.

ninguno de ellos colabora tanto en la tarea de ubicación del vértice primario como en el rastreo. Naturalmente que este inconveniente se presentará con menor frecuencia en colisiones Pb-Pb.

- *Anomalías en las rutinas.* Aún en el caso de que haya trazas disponibles, los algoritmos de reconstrucción pueden no converger. Este caso se distingue fácilmente porque el software asigna *ceros exactos* tanto a las tres coordenadas espaciales, como a la  $\chi^2$  del ajuste (fChi2 de la tabla 4.6) y a los elementos de la matriz de covariancia.

La tabla 4.9 muestra el número neto de eventos disponibles para el análisis. Nótese el incremento sustancial en la versión más reciente de AliRoot. Esto no sólo se refleja en la fracción de datos reconstruidos, sino también en la precisión con la que se localizan las colisiones en el plano transversal: de una media de 0.5 y 0.4 mm para los ejes  $X$  y  $Y$  en las corridas del 2008, a números del orden de  $10^{-3}$  y  $10^{-4}$  mm (el punto rojo apenas perceptible en el histograma inferior izquierdo) para los datos de este año. Las distribuciones en  $Z$  permanecen prácticamente sin cambio.



Tabla 4.9: Reconstrucción del vértice primario

Corrida	Eventos	
	Con trazas reconstruidas	Con el vértice primario
LHC08c2	156,045 ( $\sim 87.3\%$ )	119,092 ( $\sim 66.7\%$ )
LHC08c4	258,473 ( $\sim 93.3\%$ )	212,052 ( $\sim 76.6\%$ )
LHC09a4	516,488 ( $\sim 88.9\%$ )	501,525 ( $\sim 86.3\%$ )

### 4.2.3. Resultados II: Criterios de selección

Los histogramas con información reconstruida registran las contribuciones de señales auténticas, background y  $V^0$ 's secundarios producidos en interacciones de partículas con los materiales de los detectores; hacer una separación de estas tres componentes y sobre todo extraer las señales auténticas es el objetivo del análisis en AliRoot.

Cuando se examina información real, el proceso inicia con la definición de un intervalo de selección en los espectros de masa invariante de las partículas. Si bien con esto se puede desechar una fracción considerable de datos indeseables, el corte por sí mismo no es suficiente para sustraer todo el background. Se tiene entonces que recurrir a mediciones adicionales y manejar otros cortes que desafortunadamente no hay manera de definir *a priori*. Al respecto, una de las aplicaciones de las simulaciones consiste en servir de guía para optimizar los valores de dichas cotas. La idea fundamental se basa en buscar dentro de la pila los  $V^0$ 's que caen en los intervalos de masa invariante, y ver a dónde van a parar en las distribuciones de las otras cantidades. Esto ofrece la posibilidad de contar con un conjunto de criterios de selección que al aplicarlos en el experimento real, sean capaces de extraer una buena parte de los hadrones verdaderos al tiempo de que eliminen casi en su totalidad el background.

El resto del capítulo se ocupa de presentar estas cantidades. Por ahora se introducen los resultados (preliminares) que están disponibles en el ESD y más adelante se retomará el punto ya dentro del marco del análisis.

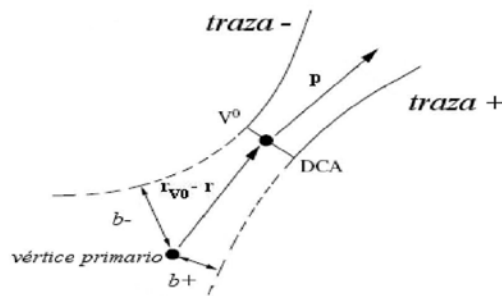


Figura 4.5: Geometría de la reconstrucción de  $V^0$ 's en ALICE. La posición del vértice primario respecto al origen del sistema coordenado global (que no aparece en la imagen) es  $\mathbf{r}$ .

### Distancia de máximo acercamiento de las hijas

La extrapolación de las trazas hasta el lugar exacto en donde se generaron las partículas correspondientes es una tarea que no está libre de imprecisiones. Particularmente esto se puede apreciar en la reconstrucción de  $V^0$ 's: las trazas de las hijas no siempre se intersectan en algún punto del espacio, sino que en la mayoría de las ocasiones alcanzan una distancia de máximo acercamiento (diferente de cero) después de la cual se vuelven a separar (figura 4.5). El método `GetDCADaughters` devuelve esta distancia. Así pues, lo que hacen los buscadores es localizar el lugar en donde ocurre ese acercamiento y definir la posición del  $V^0$  en algún punto intermedio, siendo el momento total la suma de los momentos de las hijas. Esa es precisamente la información que aparece en la tabla de los datos miembro de la clase `AliESDv0`.

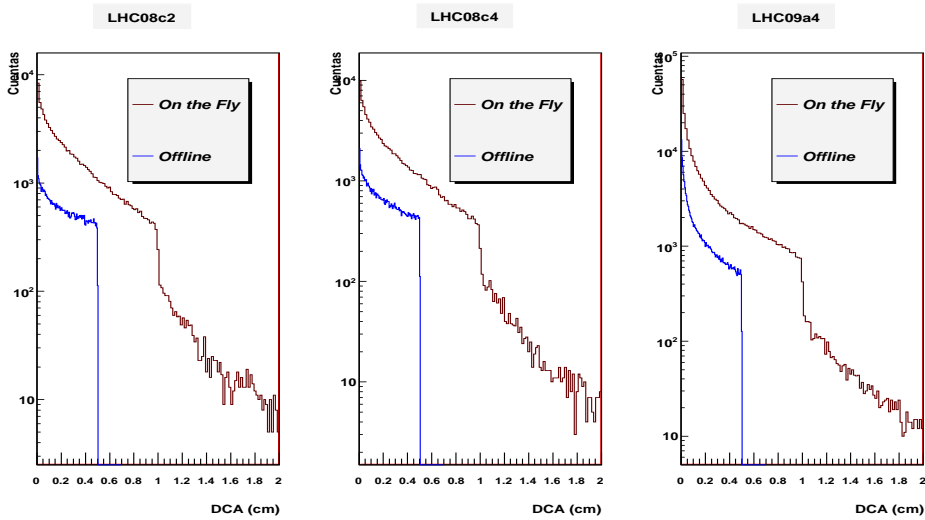


Figura 4.6: *Distancia de máximo acercamiento de las hijas del  $V^0$ . Los cortes de ambos buscadores se hallan definidos en el código de reconstrucción.*

La distancia entre las hijas es un criterio sumamente importante y ambos buscadores pretender ser muy restrictivos. Los histogramas de la figura 4.6 muestran los resultados. Es de resaltar el corte del explorador `Offline` a los  $5\text{ mm}$  y la disminución abrupta en el buscador `On the Fly` después de los  $1\text{ cm}$ . En el experimento, los candidatos que habrán de ser seleccionados son los que presentan una separación pequeña.

### Parámetros de impacto

En `AliRoot`, los buscadores de  $V^0$ 's especifican los parámetros de impacto de las hijas respecto al vértice primario mediante las proyecciones en el plano  $XY$  y en el eje  $Z$ . Para cada traza, esta información se almacena en los datos miembro `fD` y `fZ` de la clase `AliESDtrack` (tabla 4.8); el método `GetImpactParameters` se encarga de devolverlos. Alternativamente, la distancia total puede ser obtenida con la función `GetDZ` de `AliExternalTrackParam`.

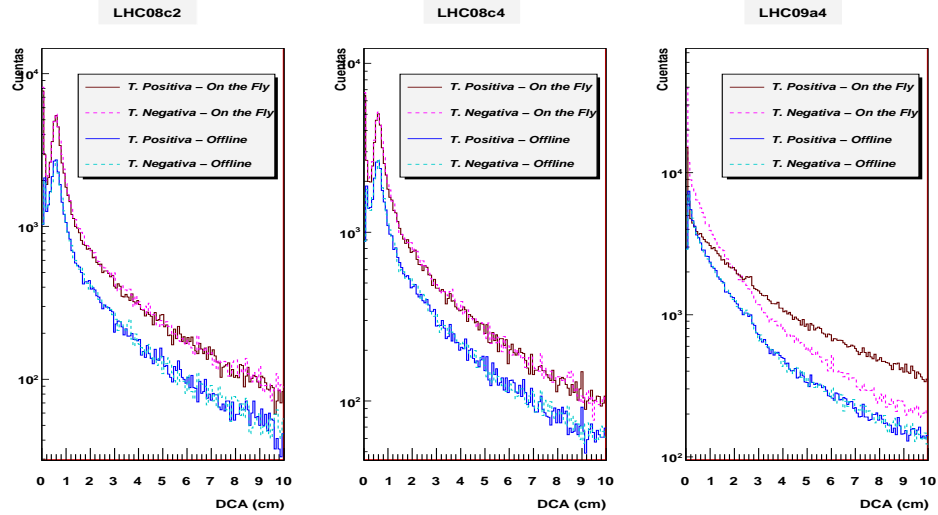


Figura 4.7: *Parámetros de impacto de las trazas al vértice primario*

Los resultados para las tres corridas se muestran en la figura 4.7. Lo primero que habría que señalar es la simetría en las distribuciones de las trazas positivas y negativas, cosa que no se observa en las distribuciones de  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  con la información del generador (fig 4.3). Este cambio radical no sólo se debe al hecho de que en los histogramas de la reconstrucción las señales de  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  están mezcladas, sino que la producción de estas dos últimas partículas es más o menos idéntica. En ese caso, las distribuciones de  $p$  y  $\bar{p}$  así como las de  $\pi^+$  y  $\pi^-$  serán prácticamente iguales, tal y como se comentó en su momento. Una excepción la constituye el buscador On the Fly de la versión del 2009: el hecho de que las curvas se separen de forma tan drástica sugiere que el software es más propenso a reconstruir partículas de cierta especie en contraposición con otras, lo cual se verá reflejado a la hora de evaluar la eficiencia de los programas de reconstrucción. Más al respecto se discutirá en el siguiente capítulo.

### Parámetro de impacto del $V^0$

El parámetro de impacto del  $V^0$  al vértice primario se obtiene a partir de la información de las trazas de las hijas: dado que las partículas neutras no podrán ser rastreadas por los detectores del barril, sus trayectorias tendrán que ser reconstruidas mediante la extrapolación del momento total en el vértice de desintegración (figura 4.8). El resultado no siempre corresponde a la propagación de una partícula real; cierta cantidad de los  $V^0$ 's que están en el ESD consiste en combinaciones de trazas secundarias que no tienen un origen común (*mis-combinations*), o bien, de partículas que fueron generadas en interacciones con los materiales. En todo caso, asumiendo que tanto el rastreo como la medición del momento son de buena calidad, se espera que los  $V^0$ 's verdaderos tengan un parámetro de impacto pequeño, si bien existen sus excepciones en el análisis de las cascadas (siguiente apartado).

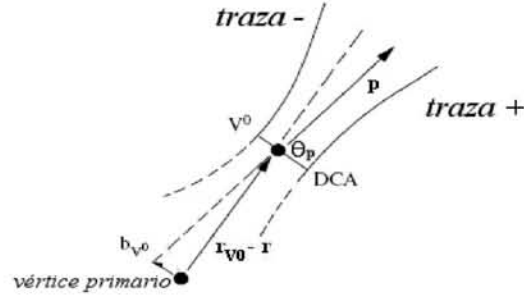


Figura 4.8: Parámetro de impacto y ángulo apuntador del  $V^0$ .

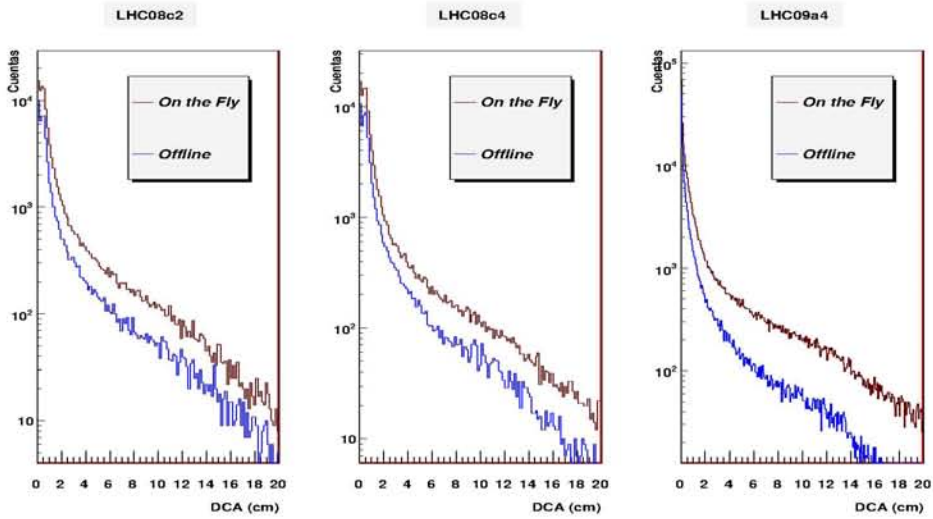


Figura 4.9: Parámetro de impacto del  $V^0$  al vértice primario. Nótese la atenuación más acelerada del buscador *Offline* para la versión del 2009: mientras que la señal termina prácticamente a los 16 cm, el software del 2008 todavía registra información hasta los 20 cm. En el experimento real, es muy poco probable que se tomen en cuenta los datos de estas regiones.

En el método *GetD* de *AliESDv0* viene implementada la expresión para el cálculo de la distancia mínima de un punto a una línea recta en el espacio:

$$d_{min} = \frac{\|\mathbf{p} \times (\mathbf{r}_{V0} - \mathbf{r})\|}{\|\mathbf{p}\|} \quad (4.7)$$

Los resultados pueden apreciarse en los histogramas de la figura 4.9.

### Ángulo apuntador

El ángulo apuntador del  $V^0$  ( $\theta_p$ ) se refiere a la apertura que hay entre su vector de momento y de posición relativa al vértice primario (figura 4.8). Dentro de los márgenes de precisión, es de esperarse que los  $V^0$ 's primarios se distribuyan cerca de los  $0^\circ$ , aunque los datos más distantes no necesariamente corresponden al background. Al respecto, considérese la geometría de la reconstrucción de cascadas (figura 4.10). Por conservación del momento, las  $\Lambda$ 's de los decaimientos de estas partículas ( $\Xi$  y  $\Omega^-$ ) no apuntarán directamente hacia el vértice primario. De hecho, estas  $\Lambda$ 's suelen distinguirse por su largo parámetro de impacto, de ahí que en casos como este habrá que tener más cuidado al momento de definir el corte [39].

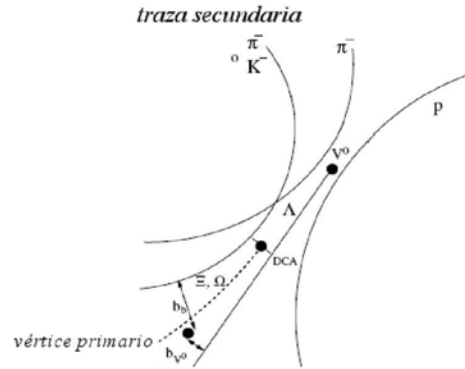


Figura 4.10: Geometría de la reconstrucción de cascadas en ALICE. El software selecciona  $V^0$ 's con parámetro de impacto grande ( $b_{v0}$ ) y los combina con trazas secundarias cuya distancia de máximo acercamiento (DCA) a la línea de propagación del  $V^0$  sea suficientemente pequeña. De encontrarse una buena combinación, se reconstruye el parámetro de impacto total ( $b_b$ ) y el resultado se almacena en la carpeta Cascades en el ESD (ver figura 3.3).

A nivel de código, no es difícil implementar una función que calcule el coseno de  $\theta_p$  mediante la expresión:

$$\text{Cos}\theta_p = \frac{\Delta \mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{\|\Delta \mathbf{r}\| \|\mathbf{p}\|}, \quad \Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}_{V^0} - \mathbf{r} \quad (4.8)$$

Los datos necesarios para realizar el cálculo aparecen en las tablas 4.6 y 4.7. Alternativamente, la clase `AliESDv0` dispone del método `GetV0CosineOfPointingAngle`. Los resultados se muestran en la figura 4.11.

### Longitud de decaimiento

La longitud de decaimiento con información reconstruida se presenta en los histogramas de la figura 4.12. Ambos buscadores muestran un incremento importante entre los 70 y los 85 *cm* del vértice primario. Si bien las jorobas están ligeramente desplazadas, un análisis de

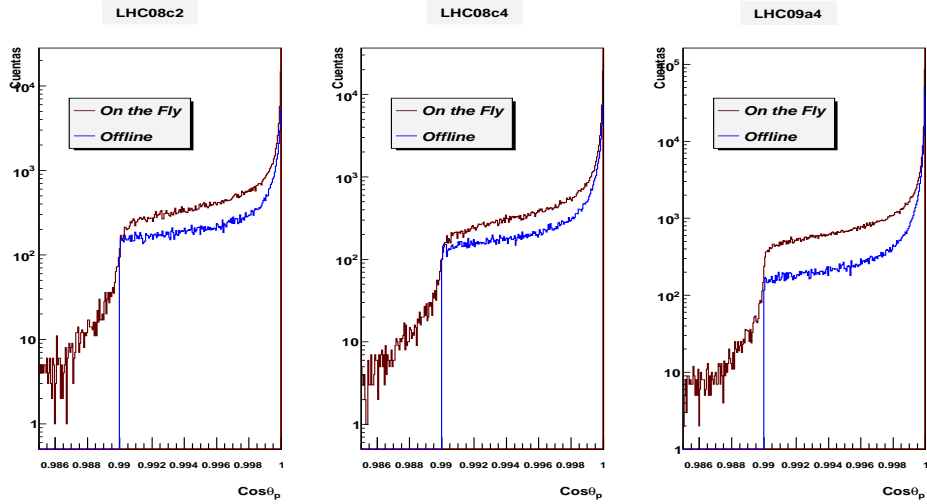


Figura 4.11: Coseno del ángulo apuntador. Al igual que en la distancia de máximo acercamiento de las hijas del  $V^0$ , el buscador Offline registra un corte abrupto, en este caso a los  $8.1^\circ$  ( $\cos\theta_p \approx 0.99$ ). Después de este valor, el explorador On the Fly sigue encontrando señal, aunque ésta decae a un ritmo más acelerado.

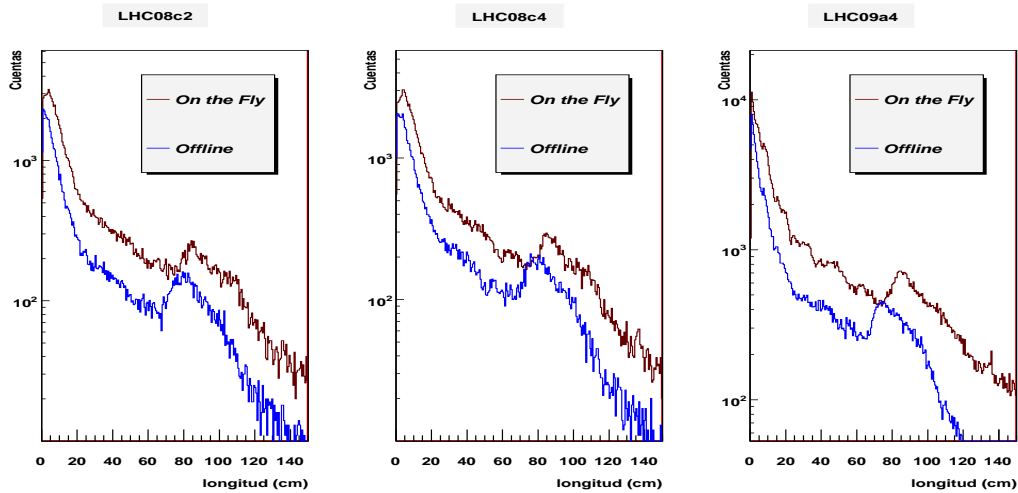


Figura 4.12: Longitud de decaimiento en el sistema de laboratorio -información reconstruida.

la posición de los  $V^0$ 's en el plano transverso apunta hacia una fuente común, a saber, la producción de parejas cargadas (no necesariamente  $e^-e^+$ ) en interacciones con los materiales de soporte y mantenimiento de la TPC. Más detalles se discuten en el siguiente capítulo.

Sólo después de que se hayan extraído las señales de las partículas es cuando se podrá hacer una medición del desplazamiento temporal promedio  $(c\tau)^7$ . De cualquier forma, en el análisis de datos experimentales, la longitud de decaimiento resulta ser bastante útil porque ayuda a fijar un radio fiducial con el que se puede definir un corte restrictivo.

### Diagrama de Armenteros-Podolanski

El diagrama de Armenteros-Podolanski [63] hace uso de la asimetría en la fracción del momento que toman las hijas del  $V^0$ , para separar las señales de las diferentes especies de partículas sin que ello implique la utilización de técnicas de identificación (PID). Las variables con las que se trabaja corresponden a la proyección ortogonal ( $p_{\perp}$ ) del momento de cualquiera de las trazas respecto a la dirección de la partícula madre (la misma para ambas hijas, por conservación del momento) y a un parámetro de asimetría  $\alpha$  que se define como

$$\alpha = \frac{p_{\parallel}^+ - p_{\parallel}^-}{p_{\parallel}^+ + p_{\parallel}^-} \quad (4.9)$$

donde  $p_{\parallel}^+$  y  $p_{\parallel}^-$  son las proyecciones de las trazas positiva y negativa a lo largo de la línea de desplazamiento del  $V^0$ . Un análisis muestra [64] que para el caso de un decaimiento auténtico, los puntos se distribuyen sobre una elipse con centro en  $(\bar{\alpha}, 0)$ :

$$\left(\frac{\alpha - \bar{\alpha}}{a}\right)^2 + \left(\frac{p_T}{p'}\right)^2 = 1 \quad (4.10)$$

donde

$$\bar{\alpha} = \frac{E'_+ - E'_-}{m_h} \quad (4.11)$$

$$a = \frac{2p'}{m_h} \quad (4.12)$$

Aquí  $m_h$  es la masa de la partícula madre,  $m_+$  ( $m_-$ ) y  $E'_+$  ( $E'_-$ ) la masa y la energía de la hija positiva (negativa) y  $p'$  la magnitud de su momento medido en el sistema co-móvil al  $V^0$ . En ese sistema, las dos partículas salen despedidas con el mismo impulso pero en direcciones opuestas:

$$p' = \frac{1}{2m_h} \sqrt{m_h^4 + m_+^4 + m_-^4 - 2m_h^2 m_+^2 - 2m_h^2 m_-^2 - 2m_+^2 m_-^2} \quad (4.13)$$

De las ecuaciones (4.11)-(4.13) y de la expresión relativista para la energía  $E = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}^2}$  se tiene que los valores de  $\bar{\alpha}$ ,  $a$  y  $p'$  característicos a  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  son:

Decaimiento	$p'$	$\bar{\alpha}$	$a$
$K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	0.206	0	0.828
$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$	0.101	0.691	0.180
$\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} \pi^+$	0.101	-0.691	0.180

Teóricamente, el diagrama para estas tres partículas quedaría como en la figura 4.13; en el experimento, el resultado se vería como 4.14:

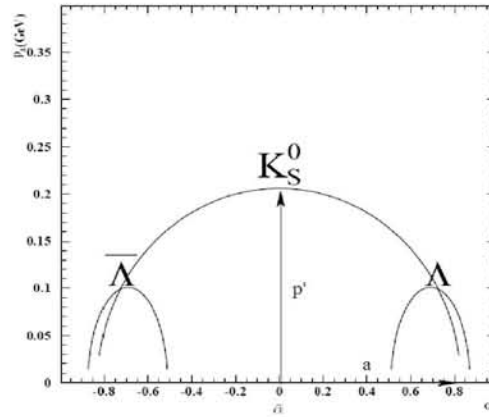


Figura 4.13: Distribución de  $K_S^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  en el diagrama de Armenteros-Podolanski. La imagen ha sido tomada de [64].

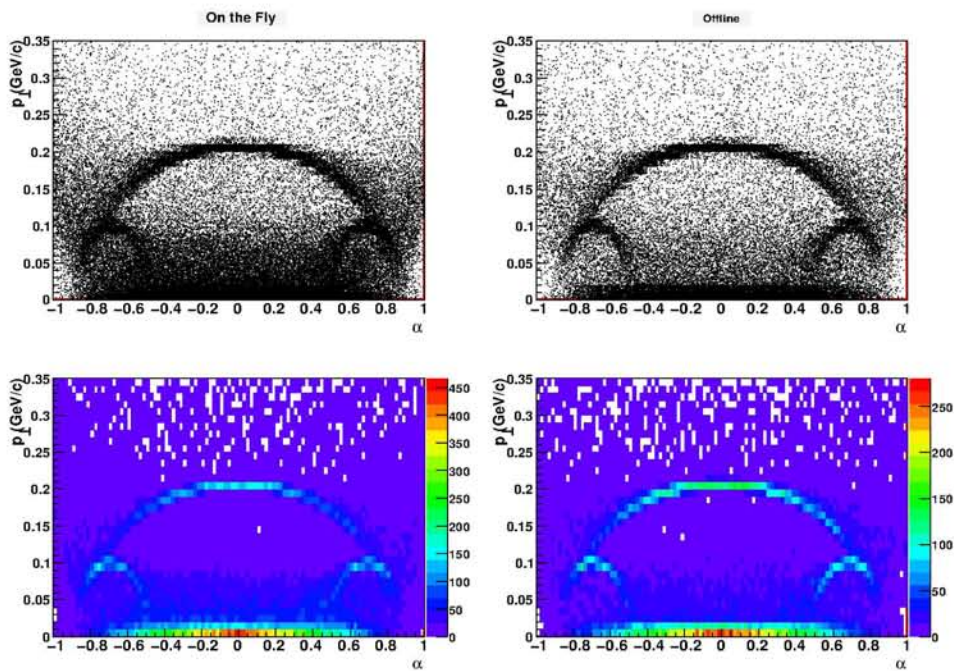


Figura 4.14: Gráfica de Armenteros-Podolanski con datos de simulaciones. La información corresponde a la corrida LHC08c4.



Los histogramas han sido contruidos con los métodos `AlphaV0` y `PtArmV0` de la clase `AliAODv0`. A simple vista se puede apreciar que el buscador `On the Fly` muestra una mayor contaminación, tanto en los costados de la elipse de  $K_s^0$ , como en la parte baja del diagrama, justo en la región de  $p_{\perp}$  pequeña. No obstante, las distribuciones en blanco y negro son engañosas en el sentido de que no proporcionan información acerca de la cantidad de datos en las diferentes regiones. Esto puede arreglarse con diagramas a colores como los que se muestran en la parte inferior de la figura y así, a pesar de que el buscador `Offline` puede resolver con mayor nitidez las elipses correspondientes, más adelante se verá que el resultado no necesariamente se refleja en la eficiencia de los algoritmos.

### Espectro de masa invariante

La masa invariante de un sistema de dos partículas se define como<sup>8</sup>

$$M = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2} \quad (4.14)$$

El concepto está motivado por las leyes de conservación de energía y momento. Considérese la desintegración de una partícula inestable  $A$ , en dos cuerpos  $B$  y  $C$ :

$$A \longrightarrow B + C$$

Los *cuadrimomentos* respectivos son:  $A^\mu = (E_A, \mathbf{p}_A)$ ,  $B^\mu = (E_B, \mathbf{p}_B)$  y  $C^\mu = (E_C, \mathbf{p}_C)$ , donde las magnitudes vienen dadas por la definición del producto interno para la métrica de Minkowski:

$$P^\mu P_\mu = E^2 - \mathbf{p}^2 \quad (4.15)$$

En ausencia de un potencial externo, se sabe que esta última cantidad se halla directamente relacionada con la masa:

$$M = \sqrt{P^\mu P_\mu} \quad (4.16)$$

Entonces, para la partícula  $A$  se tiene que

$$M_A = \sqrt{E_A^2 - \mathbf{p}_A^2} \quad (4.17)$$

Por otro lado, las leyes de conservación de energía y momento establecen

$$E_A = E_B + E_C \quad (4.18)$$

$$\mathbf{p}_A = \mathbf{p}_B + \mathbf{p}_C \quad (4.19)$$

de modo que al sustituir en (4.17) se obtiene una expresión del tipo (4.14):

$$M_A = \sqrt{(E_B + E_C)^2 - (\mathbf{p}_B + \mathbf{p}_C)^2}$$

En lo que respecta al análisis experimental de partículas inestables, este resultado es muy importante, pues proporciona un método para determinar si dos trazas se hallan correlacionadas a través de un decaimiento; dada la naturaleza probabilística de los procesos que gobiernan los fenómenos en física de altas energías, la masa invariante de un hadrón no asume un valor fijo, sino que en una muestra suficientemente numerosa ésta se distribuye alrededor de un valor característico obedeciendo una *distribución de Cauchy*<sup>9</sup>. Como ya se había mencionado, en la vida real, la señal está superpuesta a un background que de entrada el experimento mismo no puede desechar. El proceso de extracción de la señal se discute con

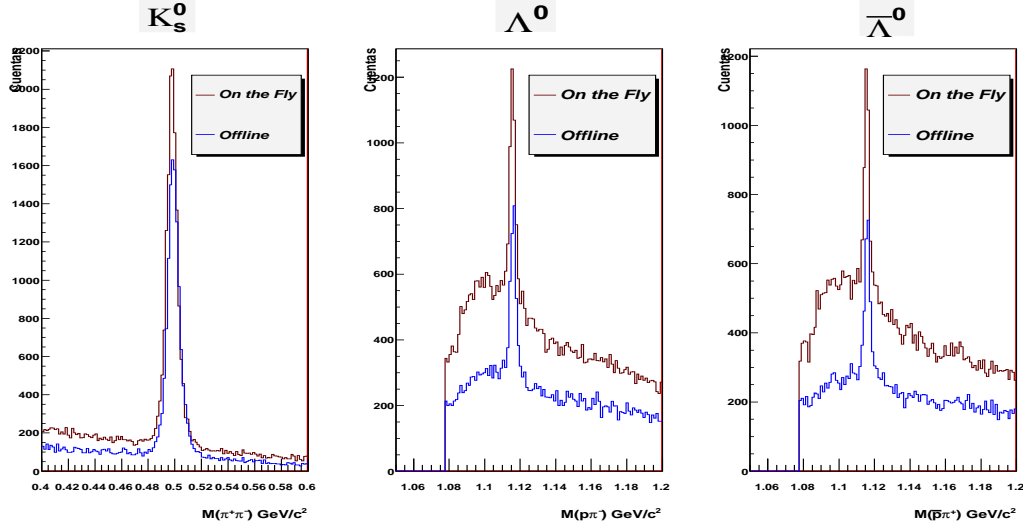


Figura 4.15: Espectros de masa invariante para  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$ . Los buscadores tienen un corte predeterminado alrededor de los  $1.08 \text{ GeV}/c^2$  tanto para lambdas y antilambdas. Los datos corresponden a la corrida LHC08c4.

cuidado en la primera sección del siguiente capítulo.

La figura 4.15 presenta los histogramas de masa invariante de  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  para la corrida LHC08c4. En todos los casos se puede discernir claramente la presencia de una señal cerca de los valores centrales de las masas de estas partículas. La diferencia fundamental entre ambos buscadores consiste en la cantidad de ruido; un filtro que puede ayudar a reducir el fondo es la información del PID. Esto será particularmente útil en el análisis de colisiones Pb-Pb, en donde la alta multiplicidad tiende a absorber parte de la señal. Los histogramas fueron construidos con los métodos `MassKOShort`, `MassLambda` y `MassAntiLambda` de la clase `AliAODv0`. Las tres funciones tienen implementadas la expresión (4.14), siendo la única diferencia la hipótesis de masa respecto a las hijas del  $V^0$ : de primera fuente, el experimento sólo dispone de los datos del momento, de manera que para evaluar las energías  $E_1$  y  $E_2$  en el primer término de (4.14) se necesitaría conocer de antemano la identidad de las partículas. Entonces, el software de reconstrucción hace una hipótesis de masa de  $\pi^+/p$  para la traza positiva y de  $\pi^-/\bar{p}$  para la traza negativa, según sea el caso.

<sup>7</sup>Nótese que el factor de conversión  $\beta\gamma$  de la ecuación 4.5 depende directamente de la masa de la partícula.

<sup>8</sup>En unidades naturales.

<sup>9</sup>En física de altas energías, a esta distribución también se le conoce como *de Lorentz* o *de Breit-Wigner*.



## Capítulo 5

# Análisis de extrañeza II: Estudio de la señal

El proceso de análisis puede ser ejecutado una vez que se ha tenido acceso a los datos del generador de eventos y a la información en el ESD. Ya se había comentado (sección 3.4.1) que esta tarea sirve de una especie de filtro: la información reconstruida registra la combinación de un background (indeseable) y de una señal verdadera que precisamente se pretende extraer. En el experimento real, la selección de buenos candidatos se lleva a cabo mediante la aplicación de cortes en los criterios que se introdujeron al final del capítulo anterior. Entonces, uno puede darse una idea del desempeño del software tomando los datos reconstruidos que caen dentro de estas cotas y viendo si existe una correspondencia con la información del generador. Esto permite identificar las regiones en donde los programas muestran ser más eficientes así como aquellos puntos en donde habrá que afinar detalles.

El propósito del último capítulo de este documento es justamente realizar dicho análisis. En la primera parte se describe el método de sustracción del background y de seguimiento en stack; se definen los cortes para  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  y se presentan los resultados de ambos buscadores en las corridas que se examinaron. La capacidad del software para encontrar estas partículas viene expresada en términos de un factor de *eficiencia* que se discute en la siguiente sección. Finalmente, el número total de  $V^0$ 's en el barril tendrá que ser estimado de manera indirecta por un factor adicional que considera, entre otras cosas, la fracción de hadrones con decaimiento neutro. Ese término es conocido como *aceptancia* y es con esto con lo que concluye la investigación.

### 5.1. Extracción de la señal

#### 5.1.1. Espectro de masa invariante (revisado)

De todos los criterios que se manejan para reconstruir los decaimientos de partículas inestables, es el corte en el espectro de masa invariante el que juega un papel decisivo en el análisis: si un candidato a  $V^0$  se halla dentro de las otras cotas establecidas pero al mismo tiempo se aleja considerablemente del valor central de la masa de la partícula, entonces no podrá ser contemplado en la selección. Así pues, lo primero que se tiene que hacer para separar la señal del background es definir un rango de búsqueda en el espectro de masa invariante. El método convencional con el que se estima el peso de estas dos componentes consiste en hacer un ajuste a través de la suma de dos funciones; generalmente el background

se aproxima con un polinomio<sup>1</sup> mientras que la señal con una distribución de Lorentz:

$$b(x) = a_0 + a_1x + \dots + a_nx^n \quad (5.1)$$

$$s(x) = \frac{A}{\pi} \frac{\frac{\Gamma}{2}}{\left((x - x_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2\right)} \quad (5.2)$$

En la última expresión,  $\Gamma$  es el ancho de la curva en los límites en donde ésta ha caído a una altura de la mitad del máximo:

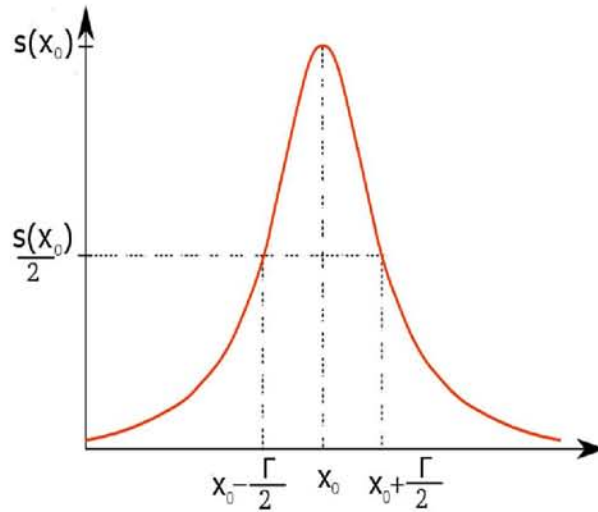


Figura 5.1: Distribución de Lorentz. La curva es simétrica respecto al punto  $x_0$ , yéndose a cero más lentamente que la distribución normal.

Entonces, todo el asunto se reduce a un problema de optimización de parámetros. En ROOT, el método `TH1F::Fit` se encarga de realizar el ajuste<sup>2</sup>. La descripción de todas las facilidades puede encontrarse en [49]. Los resultados se muestran en las figuras 5.2-5.4. En los recuadros aparecen tanto el centro como el ancho de las señales. A partir de ahí, se puede definir el rango de búsqueda de  $V^0$ 's: las regiones sombreadas corresponden al intervalo  $M_0 \pm 2\Gamma$ . En los límites de este rango la señal habrá caído 17 veces respecto al máximo y el área cubierta será alrededor del 85 % del total.

La conexión entre el ESD y el stack viene dada por la etiqueta `fLabel` contenida dentro de los datos miembro de cada traza reconstruida (ver tabla 4.8). Con esto, los programas de análisis pueden entrar al arreglo `V0s` en el ESD, tomar las hijas de cada candidato y rastrear la partícula madre en la pila: sólo en el caso de que ésta coincida para ambas trazas y que efectivamente corresponda a un  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  ó  $\bar{\Lambda}^0$  podrá decirse que un hadrón real ha sido satisfactoriamente reconstruido. Los resultados de este proceso de seguimiento se resumen en las tablas 5.1 y 5.2.

<sup>1</sup>La rapidez con la que se puede realizar el ajuste ofrece la posibilidad de manejar funciones más complejas para el background. En este trabajo se utilizaron polinomios de segundo grado para  $K_s^0$  y distribuciones de Landau para  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$ .

<sup>2</sup>Alternativamente, la clase `TSpectrum` dispone de varias herramientas para la estimación del background y búsqueda de la señal. No obstante, en este trabajo sólo se utilizó `TH1F::Fit`

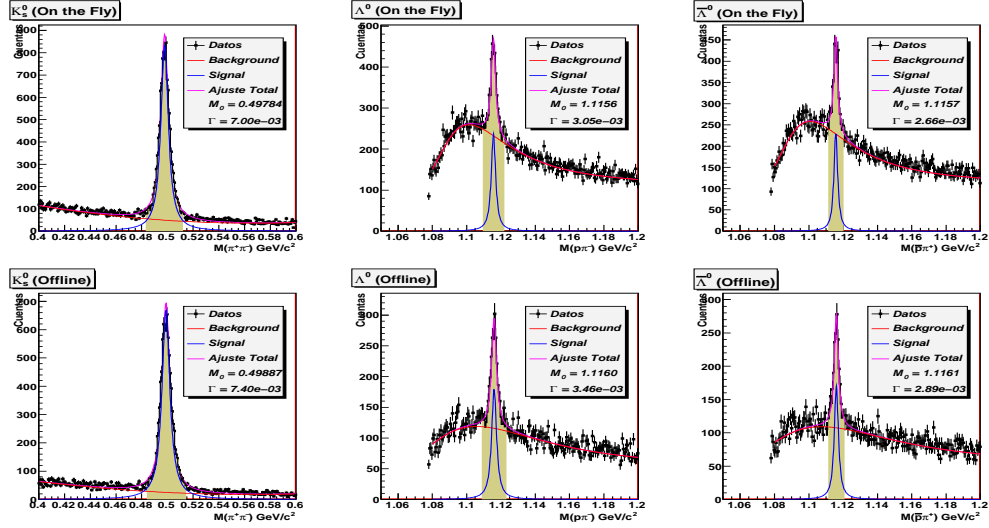


Figura 5.2: Ajuste de la distribución de masa invariante para la corrida LHC08c2.

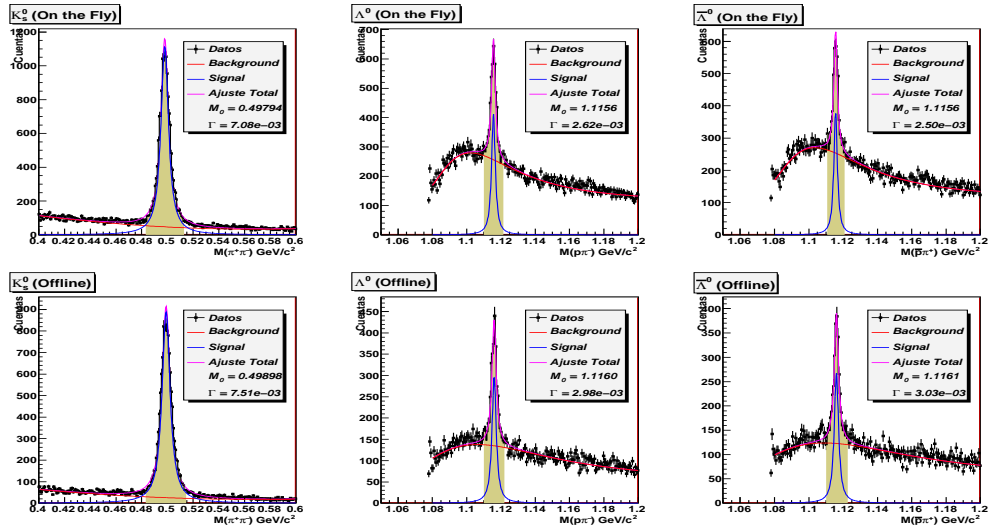


Figura 5.3: Ajuste de la distribución de masa invariante para la corrida LHC08c4.

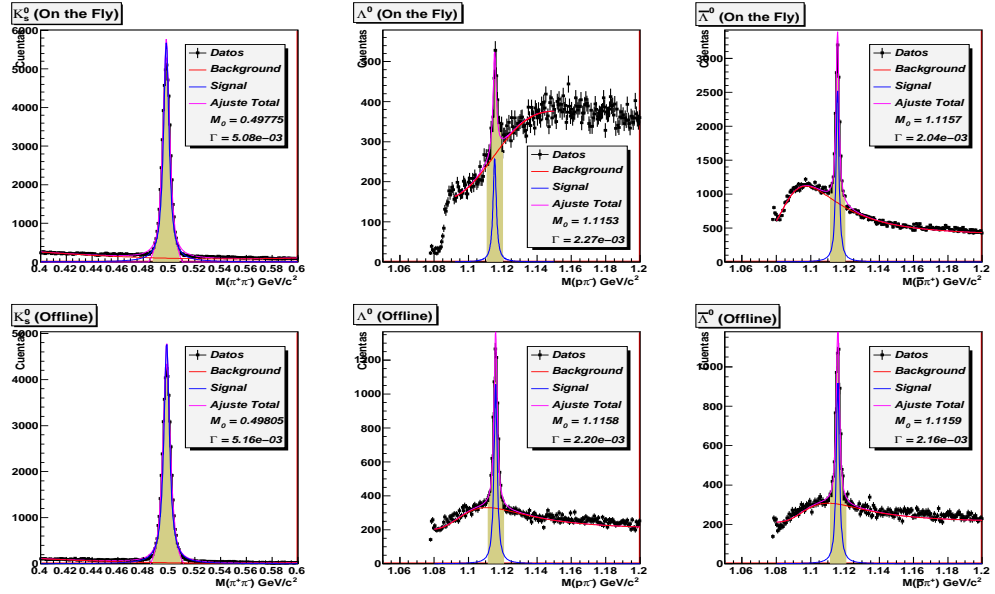


Figura 5.4: Ajuste de la distribución de masa invariante para la corrida LHC09a4.

Para cada hadrón, los datos de la primera columna corresponden al número de  $V^0$ 's encontrados por los buscadores. Los porcentajes entre paréntesis indican la fracción respecto a los totales que aparecen en la tabla 4.4. No obstante, de todos los  $V^0$ 's que el software detectó, sólo una parte se halla dentro de los intervalos de búsqueda señalados por las regiones sombreadas de los histogramas de las figuras 5.2-5.4. Entonces, al considerar el corte en la masa, los números disminuyen a las cantidades que se reportan en la segunda columna. Nótese que la diferencia no es sustancial. De hecho, los datos muestran que ese corte estaría abarcando alrededor del 95 % de todas las partículas reconstruidas, cifra que sobrepasa el 85 % del área cubierta por el intervalo  $M_0 \pm 2\Gamma$  en la distribución de Lorentz<sup>3</sup>.

Ya atendiendo los resultados, el primer dato que llama la atención es el pobre rendimiento para  $\Lambda^0$  del buscador On the Fly de la nueva versión. Una irregularidad como ésta era de esperarse al observar la asimetría en las distribuciones de los parámetros de impacto en el ESD (figura 4.7); el desbalance de las trazas positivas y negativas indica que el software está haciendo una selección parcial de los candidatos a  $V^0$ 's. Por ejemplo, en el intervalo 0-2 *cm* la mayor cantidad de trazas negativas sugiere que el buscador es más propenso a encontrar los antiprotones de las antilambdas, que los protones de las lambdas. Si bien después la tendencia se invierte, dentro de poco se verá que eso no sirve de mucho. Los problemas con el nuevo buscador On the Fly ameritan un análisis por separado y en lo sucesivo las discusiones se concentrarán en su versión más antigua así como en todos los resultados del explorador Offline (ver tabla 4.3).

<sup>3</sup>La discrepancia se debe a la manera discreta con la que se distribuye la información en un histograma; en el límite continuo (bins pequeños y datos uniformemente distribuidos) la suma de los contenidos de bins y la integral de una función continua necesariamente coincidirán.

Tabla 5.1: Número de  $V^0$ 's encontrados por el buscador On the Fly

Corrida	$K_s^0$		$\Lambda^0$		$\bar{\Lambda}^0$	
	Total	Corte en $M_0$	Total	Corte en $M_0$	Total	Corte en $M_0$
LHC08c2	9,618 (27.9 %)	9,323	1,590 (35.9 %)	1,542	1,448 (31.2 %)	1,381
LHC08c4	13,041 (28 %)	12,614	2,535 (60 %)	2,426	2,325 (54 %)	2,219
LHC09a4	24,903 (22 %)	24,234	625 (4.1 %)	590	5,341 (35.5 %)	5,130

Tabla 5.2: Número de  $V^0$ 's encontrados por el buscador Offline

Corrida	$K_s^0$		$\Lambda^0$		$\bar{\Lambda}^0$	
	Total	Corte en $M_0$	Total	Corte en $M_0$	Total	Corte en $M_0$
LHC08c2	8,171 (23.7 %)	7,952	1,192 (27 %)	1,160	1,073 (23.1 %)	1,025
LHC08c4	10,928 (23.5 %)	10,061	1,861 (44 %)	1,807	1,697 (39.4 %)	1,632
LHC09a4	43,193 (38.2 %)	41,734	5,382 (35.8 %)	5,165	4,570 (30.3 %)	4,350

Así pues, dejando de lado este caso, se observa que el buscador On the Fly es el que muestra un mayor rendimiento para las tres partículas. Nótese además que el porcentaje de  $\Lambda^0$ 's reconstruidas supera ligeramente al número de  $\bar{\Lambda}^0$ 's: la aniquilación de una parte de los antiprotones durante el transporte dificulta las tareas de rastreo tanto en la TPC como en los otros detectores, colocando a ésta última partícula en un plano de desventaja respecto a la primera. Con todo ello, en la mayoría de los casos el software arroja porcentajes más elevados para  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  que para  $K_s^0$ . Esto es consecuencia de que los buscadores sólo consideran trazas secundarias para construir los candidatos a  $V^0$ 's: si los parámetros de impacto respecto al vértice de la colisión son muy pequeños, los buscadores asumirán que las trazas corresponden a partículas primarias, excluyéndolas automáticamente de la selección. Lo anterior ocurrirá con mayor frecuencia en los kaones debido a que su vida media ( $\tau_\Lambda/\tau_K \approx 3$ ) hace que decaigan más cerca del vértice primario, de modo que una fracción de estas partículas ni siquiera alcanzará a entrar en el ESD. Aún así, se puede apreciar una mejoría significativa en el explorador Offline de la nueva versión: de un 23 % en las corridas del 2008, el porcentaje sube a un 38 % para los datos del siguiente año.

### 5.1.2. Otros cortes

El análisis anterior sólo presenta los resultados del corte en el espectro de masa invariante. Para evaluar el funcionamiento de los buscadores en condiciones realistas, es necesario atender adicionalmente los otros criterios de reconstrucción. Definir el rango de búsqueda para esas cantidades es una tarea más compleja debido a que en casi todas las distribuciones (figuras 4.6-4.14) no es posible apreciar, por simple inspección, en dónde se hallan los  $V^0$ 's verdaderos y en dónde los datos del background. Por supuesto que hay ciertos requerimientos de calidad que pueden ser útiles (como una DCA de las trazas o un ángulo apuntador pequeños) pero en general no hay forma de establecer *a priori* el valor de las cotas. Entonces, el problema de definir cortes esencialmente consiste en hacer un balance: si éstos son muy permisivos, la probabilidad de admitir datos del background (con todo lo que esto implica en cuanto a la calidad de los resultados) es muy elevada. Por el contrario, si las cotas son muy rígidas, la estadística que se estaría desperdiciando sería considerable. A este respecto, las simulaciones han probado ser una herramienta de gran ayuda. El rastreo de los  $V^0$ 's recon-



struidos en la pila permite evaluar el efecto de los cortes, ver en qué regiones proporcionan mejores resultados y en dónde son deficientes. Desde luego que los valores específicos de las cotas dependen de la partícula que se esté considerando.

Con excepción del parámetro de impacto del  $V^0$  y del diagrama de Armenteros-Podolanski, en este trabajo se consideraron todos los criterios de reconstrucción. Según se acaba de mencionar, el análisis es diferente para cada especie de partícula: en el estudio de kaones, la selección se hizo con base a los datos de los parámetros de impacto de las trazas, la distancia de máximo acercamiento entre éstas, el coseno del ángulo apuntador y la longitud de decaimiento; las lambdas y antilambdas requieren, adicionalmente, de la información del PID. Las figuras 5.5-5.8 muestran las distribuciones para los  $V^0$ 's que se encuentran dentro del intervalo establecido en el espectro de masa invariante (columna "Corte en  $M_0$ " de las tablas 5.1 y 5.2). En muchos casos se anexa la información preliminar del ESD, misma que da una idea de la magnitud del background.

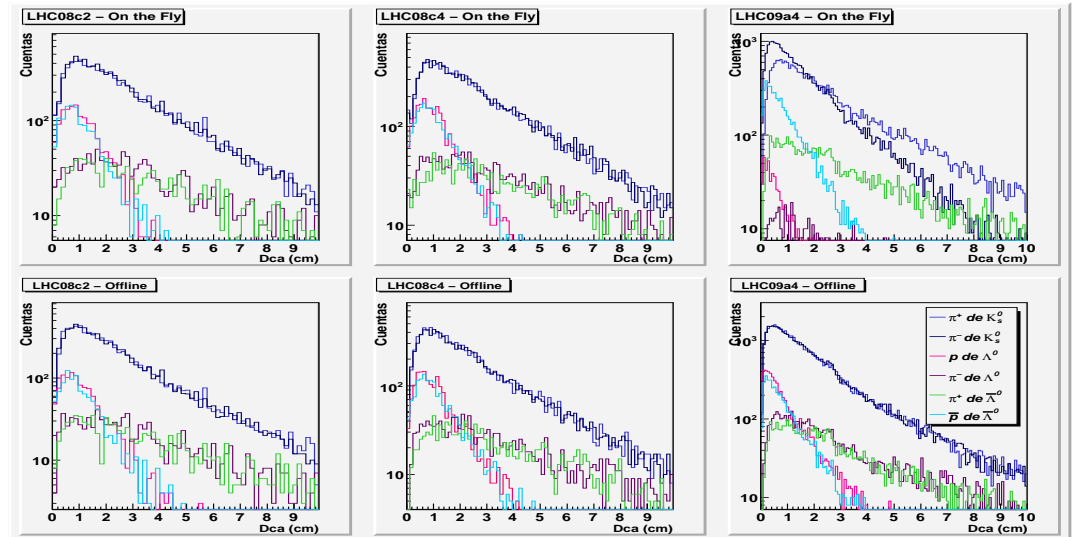


Figura 5.5: Parámetros de impacto de las trazas reconstruidas al vértice primario.

Lo primero que habrá que comentar son los resultados de las distribuciones de los parámetros de impacto (figura 5.5). A diferencia del caso del generador (figura 4.3), los histogramas no siempre observan una tendencia decreciente, sino que al inicio las cuentas van aumentando hasta alcanzar un máximo cerca de los 1 cm; de ahí en adelante, las distribuciones vuelven a caer conforme uno se desplaza a la derecha. La razón de porqué hay menos datos en la primera zona, es justamente la restricción que tienen los buscadores para formar los candidatos a  $V^0$ 's a partir de trazas secundarias. Dicha restricción parece estar más relajada en la nueva versión del buscador Offline: los máximos se hallan corridos hacia distancias más pequeñas, lo que le da al software la capacidad de encontrar decaimientos más cerca del vértice de la colisión. Esto podría explicar el aumento en los porcentajes de hadrones reconstruidos en la corrida LHC09a4 respecto a LHC08c2 (ver tabla 5.2).

Fuera de eso, los datos del análisis reproducen cualitativamente lo que arroja el generador:

las distribuciones de protones y antiprotones son simétricas y caen más rápido que la de los piones, a aproximadamente 4 cm. Para el buscador On the Fly "anómalo", el histograma de los protones termina casi a los 2 cm. Entonces, no importa si después de ahí el software registra más trazas positivas que negativas (figura 4.7); la cantidad de lambdas que éste encuentra prácticamente no aumentará.

En cuanto a la distancia de máximo acercamiento entre las trazas, los resultados también muestran un avance favorable para la nueva versión del buscador Offline. En realidad, el problema con el código antiguo, es que el corte predeterminado a los 0.5 cm no deja que las distribuciones de las partículas desciendan lo suficiente como para establecer una buena cota. Por ejemplo, en el recuadro inferior izquierdo de la figura 5.6 se puede apreciar que todavía existe una fracción considerable de hadrones cerca de ese límite<sup>4</sup>. Entonces, cualquier corte que se defina implica una pérdida importante en la cantidad de partículas verdaderas que el software está reconstruyendo. Nótese que lo anterior no ocurre para el explorador On the Fly porque ahí la búsqueda se realiza sobre un rango más extenso, dando la oportunidad de trabajar con una cota menos restrictiva.

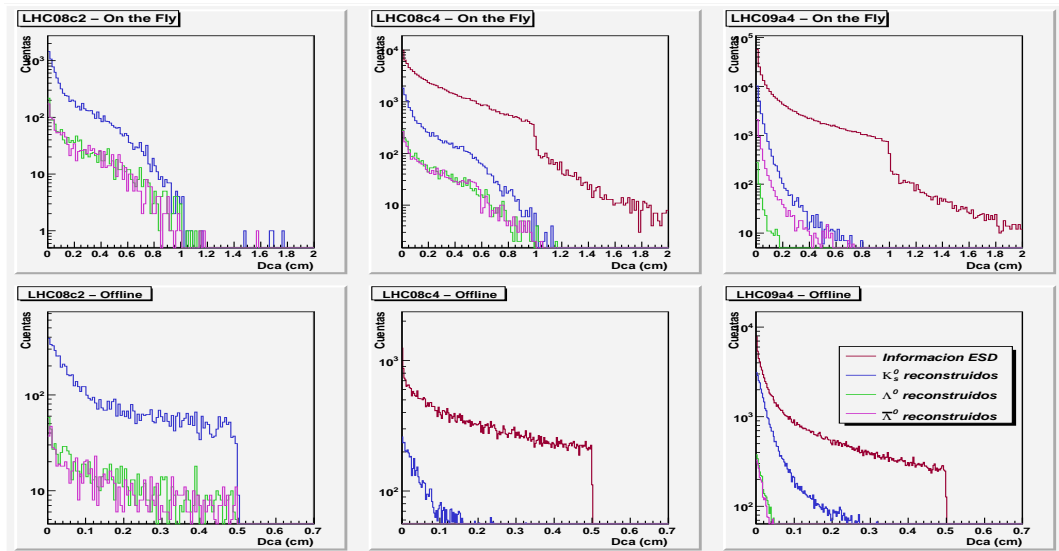
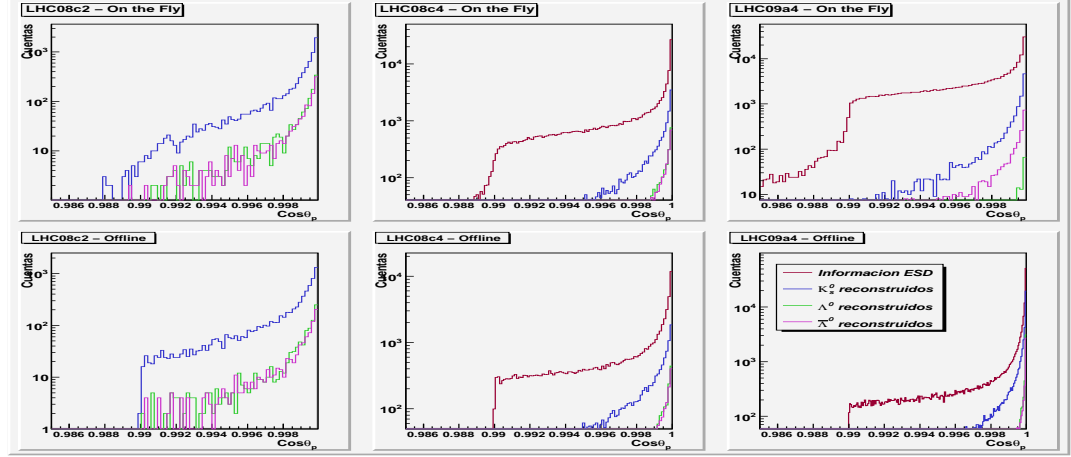


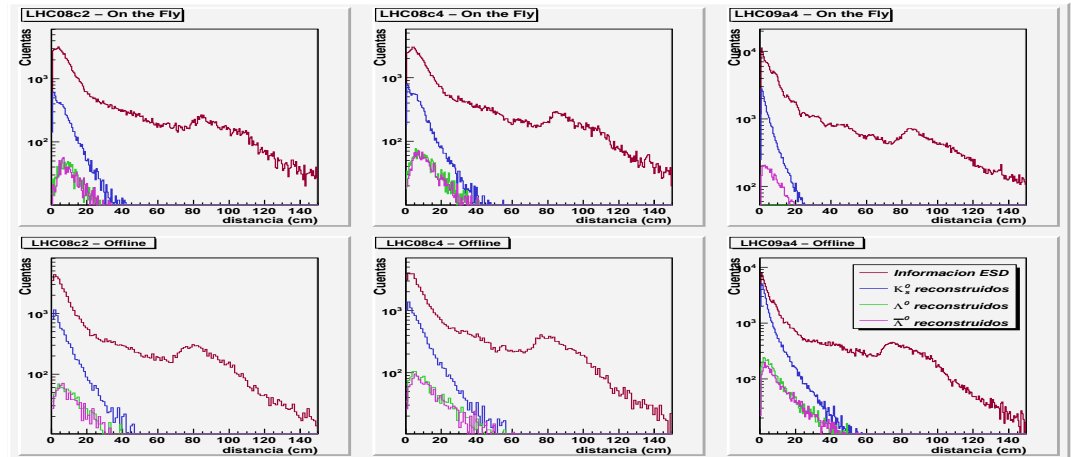
Figura 5.6: Distancia de máximo acercamiento entre las trazas.

La situación mejora en el caso del ángulo apuntador de las partículas: si bien todavía se pueden encontrar kaones cerca de la cota predeterminada a los  $8.1^\circ$  ( $\cos\theta_p \approx 0.99$ ), para ese entonces los histogramas ya habrán caído a menos del 1% de los valores máximos con los que empezaron. Así pues, existe la manera de establecer un corte que cubra una buena parte de la señal y que elimine background desde mucho antes. Los recuadros centrales de la figura 5.7 sugieren  $3.6^\circ$  ( $\cos\theta_p \approx 0.998$ ) para ambos buscadores, aunque este límite puede ser relajado un poco más para abarcar una mayor cantidad de  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$ .

<sup>4</sup>Esa es la razón de que al superponer los histogramas de las partículas reales junto con los candidatos en el ESD (recuadro inferior central), las distribuciones de  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  no alcancen a observarse.

Figura 5.7: *Coseno del ángulo apuntador.*

Las mediciones que no mostraron cambios sustanciales entre versión y versión fueron las de la longitud de decaimiento (figura 5.8). Al igual que en las distribuciones del parámetro de impacto, los histogramas empiezan aumentando el número de cuentas hasta llegar un valor máximo, para luego caer considerablemente a los 40 *cm*. La razón es la misma, aunque aquí el efecto se ve menos pronunciado (sobre todo en el caso de  $K_s^0$ ). De hecho, ambos buscadores manejan un umbral en la distancia de más o menos 6 *mm* antes de iniciar propiamente con el aumento de las cuentas.

Figura 5.8: *Longitud de decaimiento.*

Se debe hacer énfasis en que la longitud de decaimiento corresponde a la distancia entre las posiciones reconstruidas del  $V^0$  y del vértice primario, el cual, de acuerdo a la figura 4.4, rara vez coincide con el origen del sistema coordenado de ALICE. No obstante, para todo fin práctico los eventos tienen lugar sobre el eje  $Z$ , de manera que si las partículas salen despedidas en dirección perpendicular al haz, la longitud de decaimiento y la distancia radial (en el plano  $XY$ ) del  $V^0$  son iguales. Esto es útil si se quiere estimar el efecto de los detectores como fuentes de  $V^0$ 's secundarios. En la figura 5.9 se presentan los histogramas con la información en el ESD. Destaca el caso del buscador On the Fly "anómalo": los picos que sobresalen en la distribución corresponden justamente a las posiciones radiales de los primeros cuatro detectores del ITS (ver tabla 2.1) y ya cerca de los 80 cm se observa la influencia de la capa externa de la TPC. Es ese último factor el que produce las jorobas en todos los histogramas de la figura 4.12.

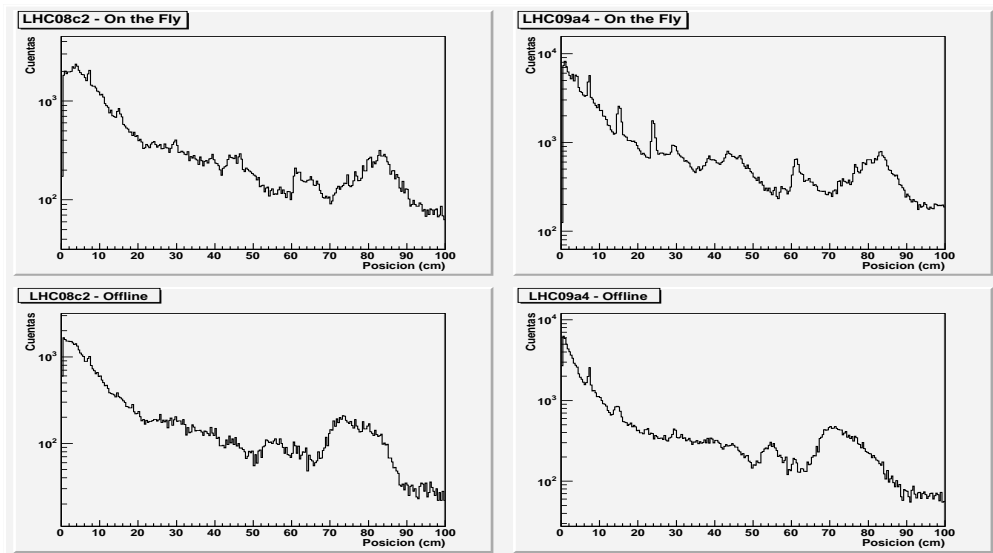


Figura 5.9: Posición radial de los candidatos a  $V^0$ 's en el ESD.

Finalmente, el corte en el PID se hace con base al análisis combinado de los detectores del barril central. El proceso se facilita porque la respuesta de los principales dispositivos (ITS, TPC y TRD) muestra una diferencia marcada al paso de los protones respecto al de las otras partículas [39]. Esto, sumado al hecho de que la mayor parte de la producción consiste en piones, hace más conveniente la utilización del PID en la búsqueda de  $\Lambda$  que en la de  $K_s^0$ . Entonces, si un candidato a  $V^0$  se encuentra dentro del intervalo de masa invariante de  $\Lambda^0$  ( $\bar{\Lambda}^0$ ) y pasa a su vez por los respectivos cortes geométricos, se calcula la probabilidad de identificación de protón (antiprotón) para la traza positiva (negativa): si ésta se halla por encima del corte, el  $V^0$  se toma como verdadero.

Siempre resulta interesante ver el impacto del PID en la cadena de análisis. Así pues, en este trabajo se realizaron dos estudios de reconstrucción de  $\Lambda$ : uno que sólo contempla las restricciones de los cortes geométricos y otro que viene complementado con la información del PID. La idea entonces es comparar los resultados.

A manera de síntesis y tomando en cuenta los datos de las figuras 5.5-5.8, las tablas 5.3 y 5.4 muestran las cotas que se definieron para cada una de las cantidades. Por lo general, los valores que ahí aparecen se aplicaron en todas las corridas, aunque justamente en el PID fue necesario hacer modificaciones con el objetivo optimizar el proceso.

Tabla 5.3: Definición de las cotas para el buscador On the Fly. Los números en colores denotan valores especiales que se aplicaron para ciertas corridas: LHC08c4 - rojo, LHC09a4 - azul.

Cantidad	$K_s^0$	$\Lambda^0$	$\bar{\Lambda}^0$
Parámetros de impacto: Traza + Traza -	$0,1 \leq d \leq 8 \text{ cm}$	$0,1 \leq d \leq 3,5 \text{ cm}$ $0,1 \leq d \leq 10 \text{ cm}$	$0,1 \leq d \leq 10 \text{ cm}$ $0,1 \leq d \leq 3,5 \text{ cm}$
DCA Trazas	$\leq 0,5 \text{ cm}$	$\leq 0,6 \text{ cm}$	
Coseno del ángulo apuntador	$\geq 0,998$	$\geq 0,997$	
Longitud de decaimiento	$1 \leq d \leq 30 \text{ cm}$	$1 \leq d \leq 35 \text{ cm}$	
Información del PID	-	$\geq 0,5$ (0,45) 0,3	$\geq 0,45$ (0,45) 0,3

Tabla 5.4: Definición de las cotas para el buscador Offline. Los números en colores denotan valores especiales que se aplicaron para ciertas corridas: LHC08c4 - rojo, LHC09a4 - azul.

Cantidad	$K_s^0$	$\Lambda^0$	$\bar{\Lambda}^0$
Parámetros de impacto: Traza + Traza -	$0,1 \leq d \leq 8 \text{ cm}$	$0,1 \leq d \leq 3,5 \text{ cm}$ $0,1 \leq d \leq 10 \text{ cm}$	$0,1 \leq d \leq 10 \text{ cm}$ $0,1 \leq d \leq 3,5 \text{ cm}$
DCA Trazas		$\leq 0,3 \text{ cm}$	
Coseno del ángulo apuntador		$\geq 0,998$	
Longitud de decaimiento	$1 \leq d \leq 30 \text{ cm}$	$1 \leq d \leq 35 \text{ cm}$	
Información del PID	-	$\geq 0,45$ (0,3)	$\geq 0,45$ (0,3)

### 5.1.3. Resultados

Una vez que se han establecido todas las cotas, es posible evaluar el desempeño de los buscadores en condiciones similares al experimento real. Esto significa que la selección de los candidatos se hará únicamente considerando los cortes. Desde luego que una fracción de los  $V^0$ 's que se admitan no corresponderán a partículas verdaderas (es decir,  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$ ): después de todo, el background no podrá ser removido en su totalidad. Sin embargo, lo deseable es que dicha fracción sea pequeña en comparación con la señal auténtica. Al respecto, dos cantidades que resultan útiles son la *eficiencia* ( $\varepsilon$ ) [39] y la *contaminación* (*cont*) globales, definidos según las expresiones:

$$\varepsilon(\text{global}) = \frac{\text{Num. de } V^0 \text{ s reales reconstruidos}}{\text{Num. de } V^0 \text{ s potencialmente detectables por el experimento}} \cdot 100 \quad (5.3)$$

$$\text{cont}(\text{global}) = \frac{\text{Num. de } V^0 \text{ s falsos que pasaron por los cortes}}{\text{Total de } V^0 \text{ s que pasaron por los cortes}} \cdot 100 \quad (5.4)$$

El primer término da el porcentaje de hadrones encontrados por el software, respecto al total de partículas (de la misma especie) que ALICE podría detectar: hadrones con decaimientos cargados dentro de un volumen fiducial y cuyas trazas pasan por las regiones sensibles

de los dispositivos del barril. La contaminación por su parte, representa una estimación de la confiabilidad de las cotas al proporcionar la fracción de background remanente luego de que se han aplicado los cortes. Por ejemplo, si en determinado análisis se obtuviera  $\varepsilon = 30\%$  y  $cont = 5\%$  para  $K_s^0$ , eso significaría que los programas habrían encontrado alrededor de una tercera parte de todos los kaones neutros (cortos) potencialmente detectables por el experimento, y que de cada cien candidatos que pasaron por la selección de los cortes, cinco de ellos no provienen de un  $K_s^0$  real.

De esta manera, lo ideal sería obtener números grandes para  $\varepsilon$  en conjunción con números pequeños para  $cont$ . Los resultados que se desprenden al aplicar los cortes en la masa invariante y demás cantidades se reportan en las tablas 5.5 y 5.6. Los datos en rojo corresponden al caso cuando se echó mano del PID.

Tabla 5.5: Eficiencia global (%).

Corrida	$K_s^0$		$\Lambda^0$		$\bar{\Lambda}^0$	
	On Fly	Offline	OnFly	Offline	On Fly	Offline
LHC08c2	15.3	10.2	20.4 , <b>11.4</b>	11.4 , <b>7.6</b>	16.9 , <b>8.9</b>	9.1 , <b>5.3</b>
LHC08c4	15.2	9.9	33.6 , <b>20.1</b>	17.8 , <b>10.6</b>	27.9 , <b>16</b>	14.6 , <b>8.5</b>
LHC09a4	16.4	26.4	2.7 , <b>2.4</b>	23.3 , <b>22.1</b>	23.6 , <b>21.9</b>	19.2 , <b>17.8</b>

Tabla 5.6: Contaminación global (%).

Corrida	$K_s^0$		$\Lambda^0$		$\bar{\Lambda}^0$	
	On Fly	Offline	OnFly	Offline	On Fly	Offline
LHC08c2	5.9	4.9	31.9 , <b>5.4</b>	26 , <b>5.6</b>	25 , <b>5.9</b>	17.9 , <b>4.3</b>
LHC08c4	4.9	4.4	24.4 , <b>4.4</b>	21.6 , <b>4</b>	19.6 , <b>1.8</b>	15.8 , <b>2.4</b>
LHC09a4	52.2	2.5	56.5 , <b>47</b>	13.6 , <b>1.7</b>	59.3 , <b>55.9</b>	10.4 , <b>0.7</b>

Comparando la información de la tabla 5.5 con los datos de 5.1 y 5.2, claramente se puede apreciar el efecto de los otros cortes: en las corridas LHC08c2 y LHC08c4, el porcentaje de hadrones reconstruidos cae drásticamente a la mitad y, después de recurrir al PID, los números descienden aún más. Ahí mismo se puede observar el impacto de éste en la cadena de análisis: mientras que para  $K_s^0$  los cortes topológicos parecen ser suficientes (buenos números en la eficiencia y una contaminación de alrededor del 5%), en el caso de  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  el PID se convierte en una herramienta imprescindible para disminuir el background, aunque a costo de sacrificar también una fracción considerable de la señal. Es importante hacer hincapié en este detalle, porque en la versión más reciente del buscador Offline la situación mejora bastante: los resultados para la eficiencia prácticamente no cambian, mientras que la contaminación se reduce a niveles incluso más bajos que para los kaones.

Es evidente pues, que el nuevo código registra una mejoría significativa. Los histogramas de la figura 5.10 muestran la probabilidad de identificación de protón (antiprotón) para la traza positiva (negativa) de las lambdas (antilambdas) que fueron reconstruidas. Si bien todas las distribuciones se extienden hasta valores pequeños de la probabilidad y todas registran un incremento abrupto de cerca de 1, es en el buscador Offline de la corrida LHC09a4 en donde el aumento se halla más pronunciado. Lo anterior representa una ventaja en virtud de que si se definiera un corte más restrictivo en la probabilidad (por ejemplo,  $\geq 0.8$ ), la fracción de hadrones reales que se perdería sería menor que en las otras corridas.

Finalmente, en contraposición con este avance, el buscador On the Fly de esa misma versión no podrá ser aplicado en el análisis de los datos del experimento. El problema es que

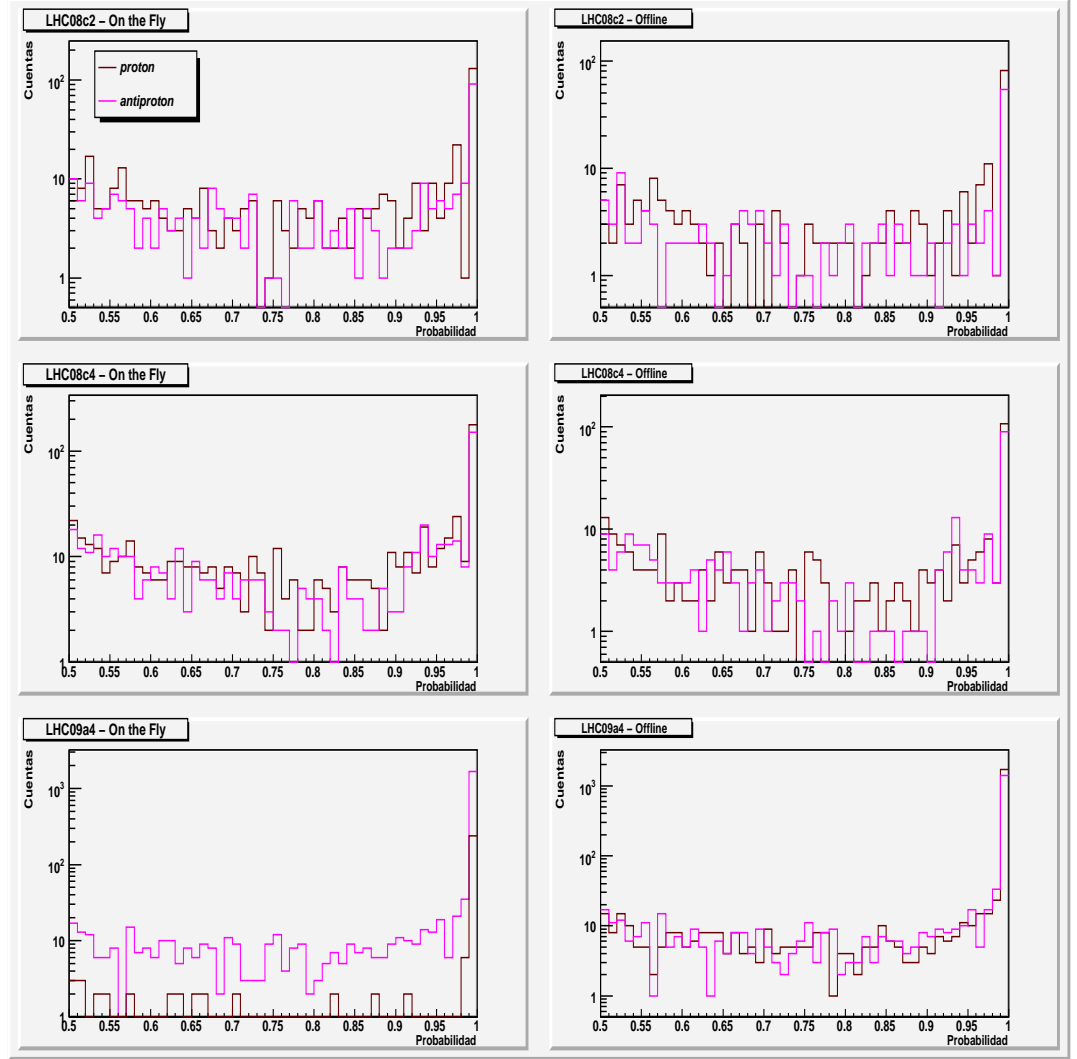


Figura 5.10: Distribución de la probabilidad de identificación de protón (antiprotón) para la traza positiva (negativa) de  $\Lambda^0$  ( $\bar{\Lambda}^0$ ).

aún en los casos en donde el algoritmo arroja valores aceptables en la eficiencia ( $K_s^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$ ), los niveles de contaminación que se obtienen, incluso después de recurrir a la información del PID, oscilan alrededor del 50 %, una fracción inadmisiblesi se quiere realizar un estudio confiable.

## 5.2. Eficiencia

En el estudio fenomenológico de las colisiones de partículas a altas energías, es común encontrar algunas cantidades (como la sección eficaz diferencial) expresadas en términos de la magnitud del momento transverso y de la rapidez. Esto principalmente porque las ecuaciones de transformación de un sistema a otro son muy simples (ver apéndice B). En la práctica, resulta entonces útil analizar el comportamiento de la eficiencia respecto a esas variables. En analogía con las ecuaciones (5.3) y (5.4), se definen la *eficiencia* y la *contaminación locales* como [39, 62]:

$$\varepsilon(p_t) = \frac{\text{Num. de } V^0 \text{ s reales reconstruidos } (p_t)}{\text{Num. de } V^0 \text{ s potencialmente detectables por el experimento } (p_t)} \quad (5.5)$$

$$\varepsilon_{fake}(p_t) = \frac{\text{Num. de } V^0 \text{ s falsos que pasaron por los cortes } (p_t)}{\text{Num. de } V^0 \text{ s potencialmente detectables por el experimento } (p_t)} \quad (5.6)$$

Nótese que (5.3) y (5.5) son prácticamente idénticas, sólo que en el último caso el cociente se toma para cada valor del momento transverso<sup>5</sup>. Las definiciones (5.4) y (5.6) se distinguen, por el contrario, en que la última expresión es referida al total de partículas generadas potencialmente detectables por el experimento (de ahí el cambio en la notación). En cierto sentido,  $\varepsilon_{fake}$  podría considerarse como una probabilidad de encontrar  $V^0$ s falsos, aunque estrictamente hablando eso no es del todo correcto pues, a diferencia del factor de contaminación global (5.4), es posible hallar intervalos en donde  $\varepsilon_{fake}$  es mayor que uno. En tales casos, el software estaría mostrando una susceptibilidad a aceptar más candidatos de lo deseable. Esta situación se presenta en las regiones de alto momento, en donde el número reducido de partículas generadas hace que el aceptar o no a un posible candidato adquiera una mayor importancia, en comparación con aquellos lugares en donde la producción es abundante.

Así pues, los resultados de  $\varepsilon$  y  $\varepsilon_{fake}$  para  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  se muestran en las gráficas de la figuras 5.11-5.15. En la parte superior se incluyen (a manera de referencia) las distribuciones de momento transverso de las partículas del generador y de los hadrones reales que fueron encontrados por los buscadores tras aplicar todos los cortes. El patrón que se observa es, haciendo de lado algunas diferencias, bastante similar: la eficiencia es pequeña para valores chicos de  $p_t$  y va aumentando progresivamente hasta alcanzar un valor constante en la región de alto momento. Ahí las barras de error son grandes porque, como se acaba de mencionar, el número reducido de partículas hace que el valor de la eficiencia pueda fluctuar fuertemente si se considera o se rechaza un candidato.

Ahora bien, la dificultad para reconstruir partículas con bajo  $p_t$  obedece a dos factores. Primero que nada, los dispositivos del barril central tienen una aceptación que va de los 45° a los 135° en el ángulo cenital (tabla 2.1). Entonces, resulta poco probable que las partículas que salgan emitidas con un ángulo pequeño respecto a la dirección del haz, sean deflectadas (por el campo magnético) lo suficiente como para cruzar por la TPC y los demás rastreadores. Por otro lado, si una partícula tiene bajo momento transverso, la probabilidad de interacciones secundarias con los materiales de los aparatos aumenta, lo que dificulta evidentemente la tarea de reconstrucción de la traza. Quizá este último factor sea el responsable de la baja eficiencia de  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  en el intervalo 0-0.5 GeV/c: dado que en esos decaimientos el protón y el antiprotón se llevan la mayor parte del impulso de la partícula madre (apéndice B), el momento de los piones respectivos será muy pequeño como para que sus trazas alcancen a ser reconstruidas.

De las tres partículas, los mejores resultados en cuanto a la eficiencia y el bajo nivel de

<sup>5</sup>Desde luego que en el experimento esto sólo se podrá aproximar definiendo una partición en intervalos pequeños (bins) de  $p_t$ .



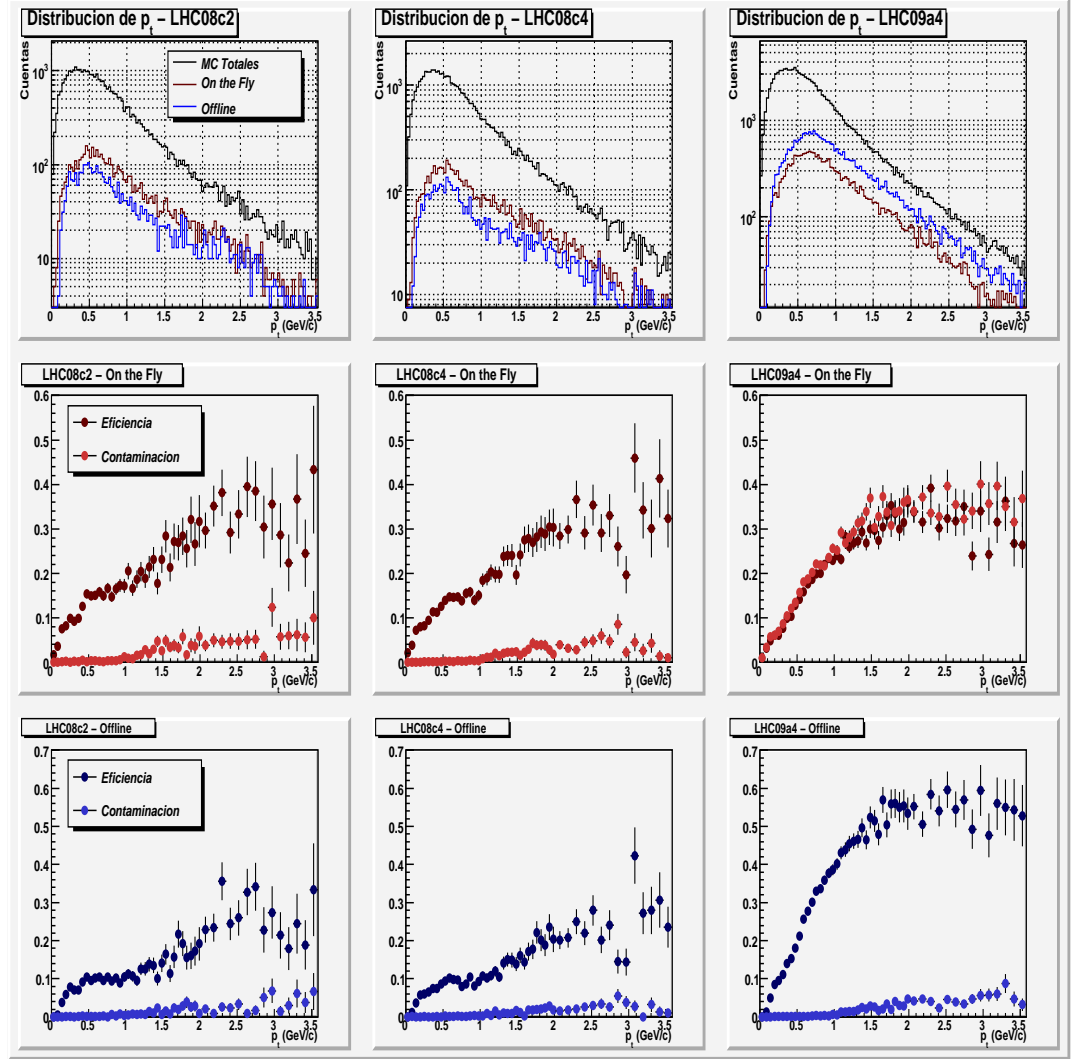


Figura 5.11: Eficiencia y contaminación para  $K_s^0$ .

contaminación corresponden a los kaones. En las gráficas de la figura 5.11 se puede apreciar claramente el progreso en el buscador Offline de la corrida LHC09a4. Este avance también se hace evidente al examinar los resultados para  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  cuando sólo se han considerado los cortes geométricos (figuras 5.12 y 5.13); con el código antiguo (corridos LHC08c2 y LHC08c4) es difícil hacer una selección sin aceptar una cantidad considerable de background al mismo tiempo.

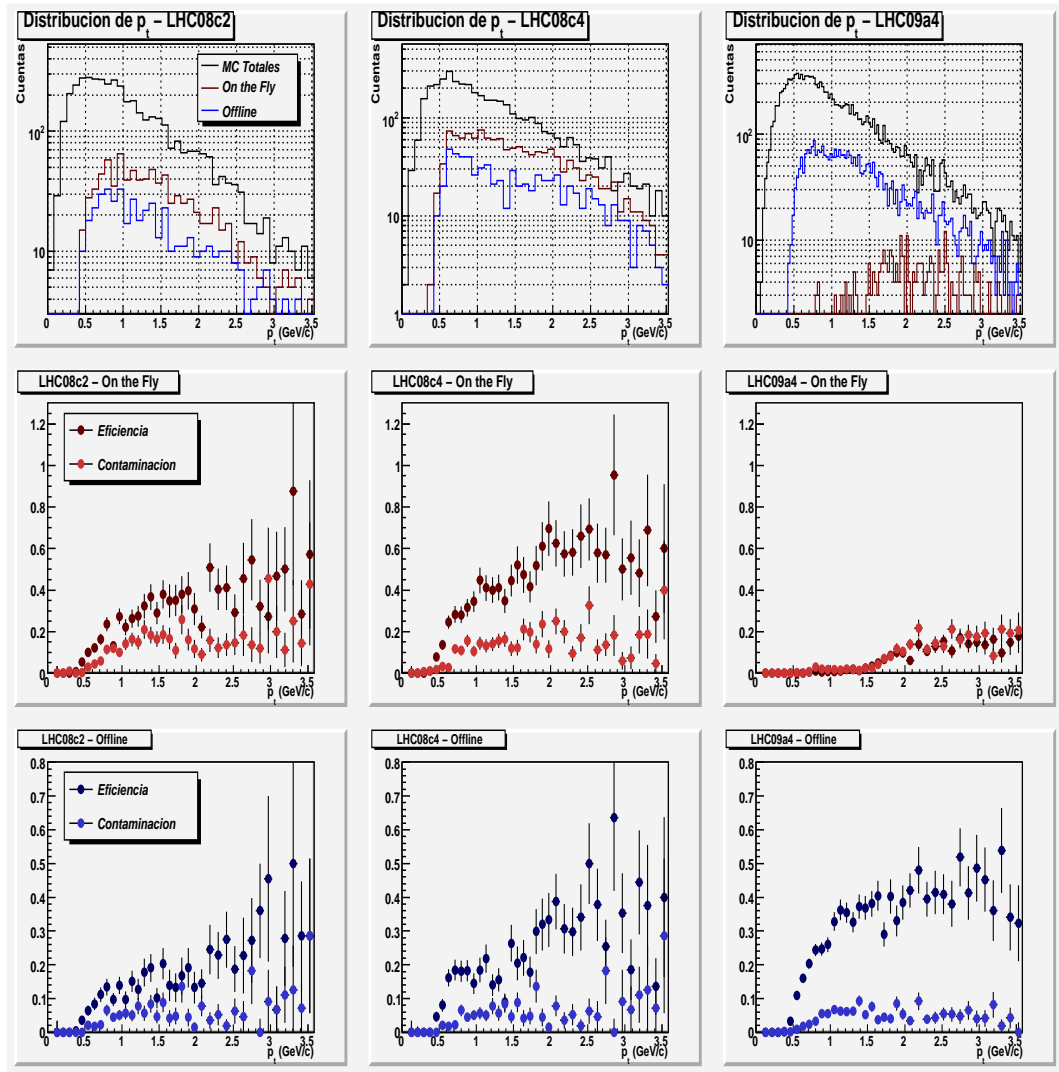


Figura 5.12: Eficiencia y contaminación para  $\Lambda^0$  sin la información del PID.

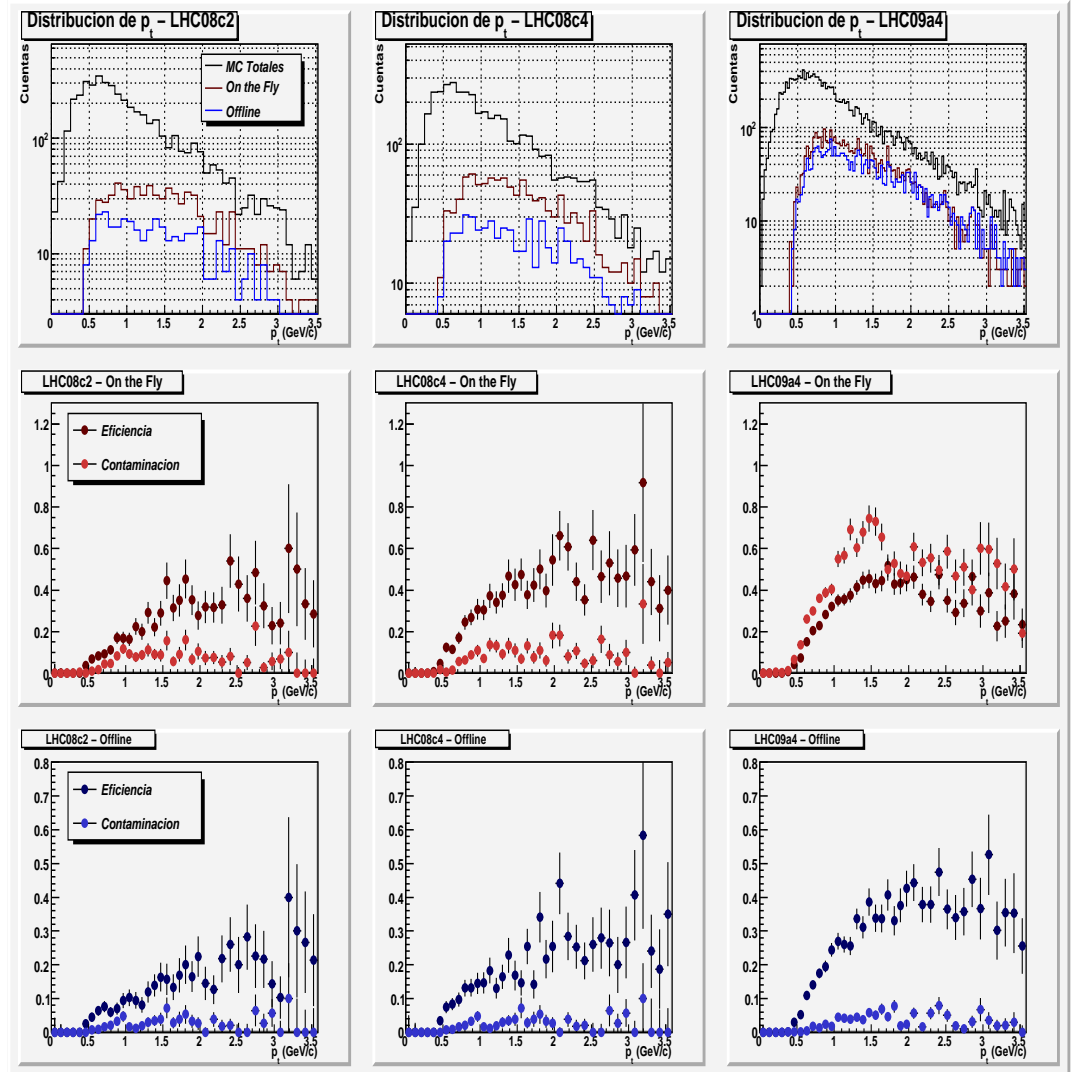


Figura 5.13: Eficiencia y contaminación para  $\bar{\Lambda}^0$  sin la información del PID.

Luego de que se utiliza la información del PID, los resultados para  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  quedan como en las gráficas de las figuras 5.14 y 5.15. El detalle que llama la atención es el hundimiento de la eficiencia en el intervalo 1.2-2.2  $GeV/c$  de  $p_t$  para las corridas LHC08c2 y LHC08c4. Ya en la sección anterior se había comentado que el PID de esta versión es deficiente en el sentido de puede eliminar significativamente el background a costo de desechar también una fracción considerable de la señal. Lo importante es que esta anomalía ya ha sido corregida y así las gráficas para la versión v4-16-Rev-07 ya no muestran este defecto.

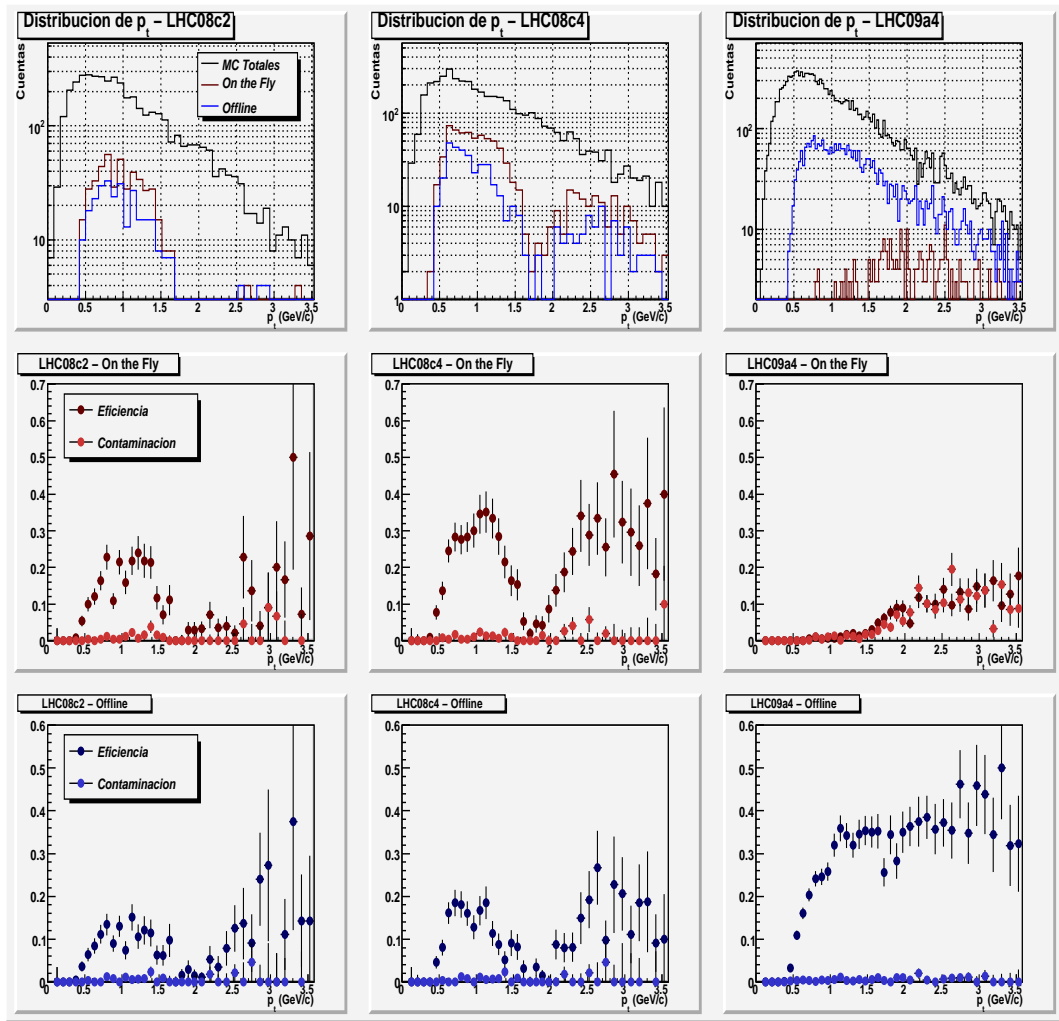


Figura 5.14: Eficiencia y contaminación para  $\Lambda^0$  con la información del PID.

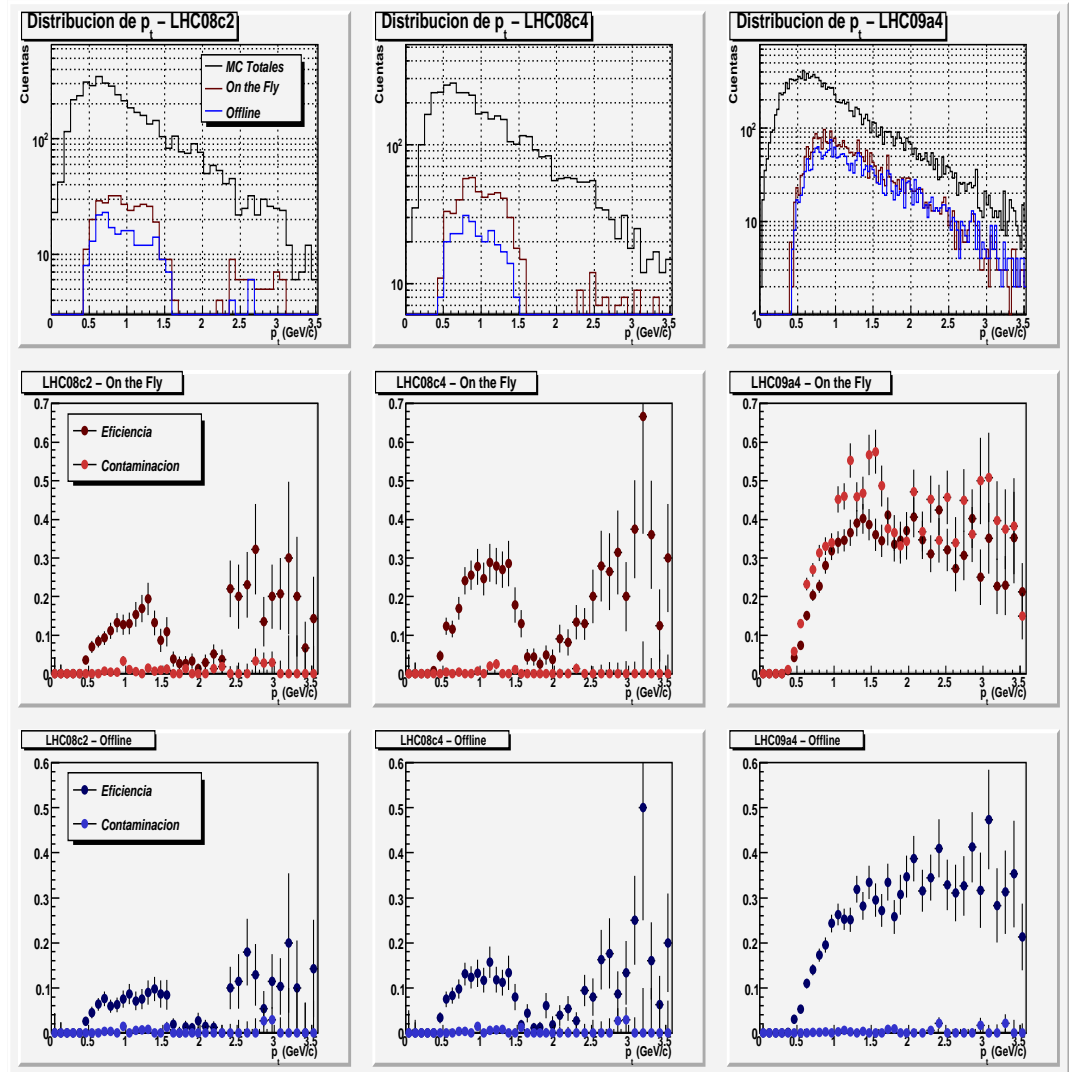


Figura 5.15: Eficiencia y contaminación para  $\bar{\Lambda}^0$  con la información del PID.

Ahí mismo se verifican las otras observaciones que se señalaron: el impacto del PID en la eficiencia del buscador Offline para la corrida LHC09a4 es mínimo y el nuevo buscador On the Fly no podrá ser utilizado en el análisis de los datos del experimento debido a los altos niveles de contaminación.

### 5.3. Aceptancia

No todos los  $V^0$ 's que se producen en las colisiones podrán ser reconstruidos por los aparatos del experimento. De entrada, cerca de una tercera parte de las partículas decaerá en un canal neutro (tabla 4.2) cuyas trazas no será posible rastrear. Adicionalmente, aún cuando los  $V^0$ 's salgan emitidos en la dirección correcta, puede darse el caso de que al momento de la desintegración, una de las hijas escape fuera de las regiones sensibles de los aparatos, haciendo que los buscadores se vean imposibilitados para formar el candidato correspondiente en el ESD.

En el conteo de la producción total de partículas dentro del barril, es necesario entonces hacer una estimación de esa fracción indetectable debido a los decaimientos neutros y a las limitaciones propias de la geometría del complejo experimental. A este respecto, se define la *aceptancia (a) global* como el cociente

$$a(\text{global}) = \frac{\text{Num. de } V^0 \text{ s potencialmente detectables por el experimento}}{\text{Num. total de } V^0 \text{ s emitidos en el rango } 45^\circ < \theta < 135^\circ} \cdot 100 \quad (5.7)$$

Nótese que en contraste con la eficiencia, el cálculo de la aceptancia no requiere de la información reconstruida. Entonces, cualquier detalle concerniente a los resultados tendrá que ser referido directamente al generador de eventos. Por supuesto que en el experimento real la aceptancia no es una cantidad accesible a las mediciones; a final de cuentas, el generador de eventos serán las colisiones mismas, cosa que evidentemente no se conoce *a priori*. No obstante, se pueden hacer estimaciones plausibles con base a los datos que las simulaciones arrojan. Para la aceptancia global, éstos se presentan en la tabla 5.7:

Tabla 5.7: Aceptancia global de  $V^0$ 's por corrida

Corrida	$K_s^0$		$\Lambda^0$		$\bar{\Lambda}^0$	
	$a$	$\Gamma_{\text{cargado}}/\Gamma_{\text{total}}$	$a$	$\Gamma_{\text{cargado}}/\Gamma_{\text{total}}$	$a$	$\Gamma_{\text{cargado}}/\Gamma_{\text{total}}$
LHC08c2	46.2	71.1	72.5	95.8	63.4	85
LHC08c4	46.8	70.8	73.4	95.5	63.5	85.8
LHC09a4	43.9	67.2	67.8	90.1	57.5	76.8

De igual forma, la *aceptancia local* viene dada por la expresión:

$$a(p_t) = \frac{\text{Num. de } V^0 \text{ s potencialmente detectables por el experimento } (p_t)}{\text{Num. total de } V^0 \text{ s emitidos en el rango } 45^\circ < \theta < 135^\circ (p_t)} \quad (5.8)$$

Las gráficas correspondientes se muestran en la figura 5.16. Los resultados son interesantes. En la tabla 4.2 se puede ver que estos hadrones prácticamente cuentan con sólo dos canales de decaimiento. Tanto en la tabla 5.7 como en cada uno de los recuadros de la figura 5.16 se han incluido los valores de la razón del canal cargado respecto al total ( $\Gamma_{\text{cargado}}/\Gamma_{\text{total}}$ ). Por un lado, la distribución de estos valores en el intervalo de momento transversal es uniforme, lo cual no debería resultar extraño si se tiene en mente el principio de relatividad<sup>6</sup>. No obstante, se observa que sólo para el caso de los kaones los números concuerdan con lo que se reporta en la literatura [1], mientras que las lambdas y antilambdas decaen en una proporción fuera de lo común hacia el canal cargado. Lo anterior debe hallar respuesta en el

<sup>6</sup>El argumento va como sigue: supóngase que para cierto valor de  $p_t$ , las partículas decaen preferentemente hacia uno de los dos canales. Entonces, un observador co-móvil a las partículas con ese momento podría determinar unívocamente su velocidad respecto a cualquier otro marco de referencia, cosa que violaría el principio de relatividad.

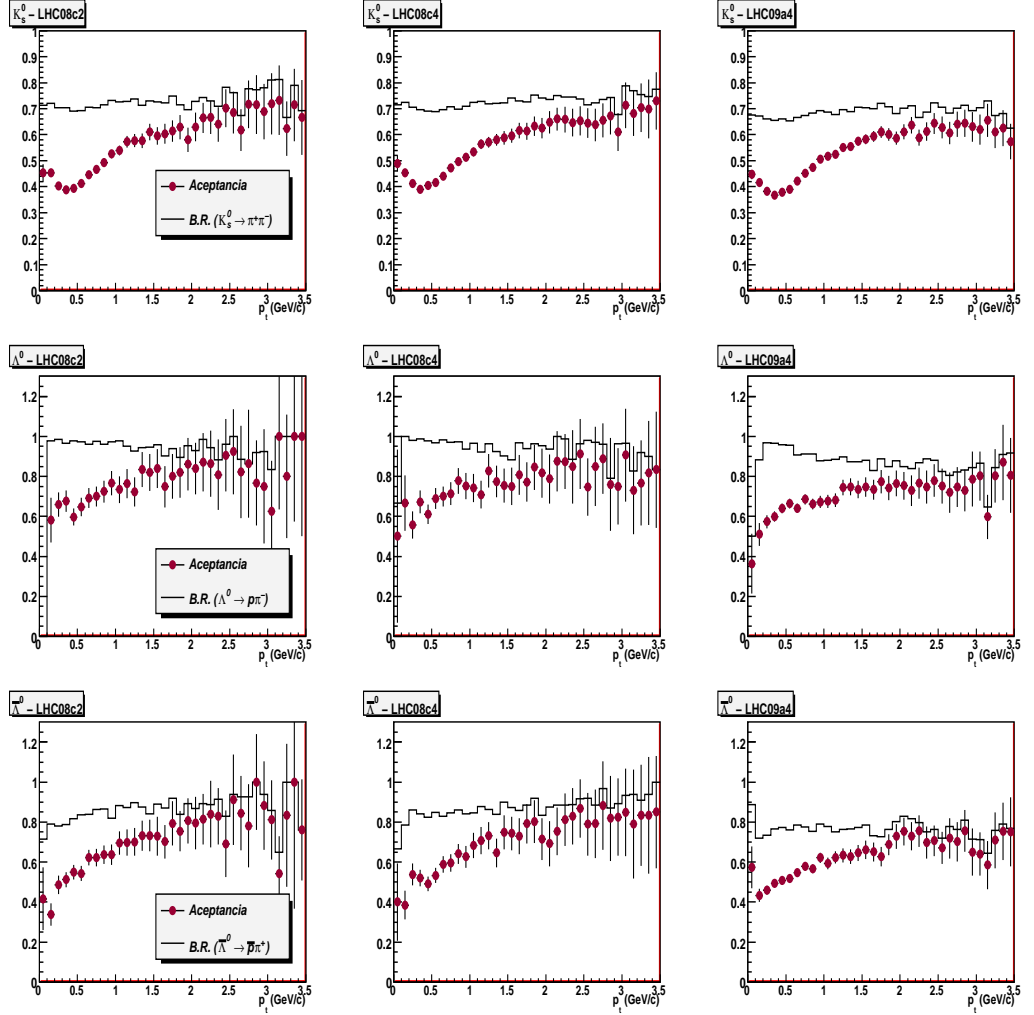


Figura 5.16: Aceptancia y razones de decaimiento del canal cargado para  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$ .

paquete de decaimientos empleado en el archivo de configuración (clase `TVirtualMCDecayer`, ver sección 3.2.1), siendo la necesidad de contar con mayor estadística para estas partículas probablemente la causa. De hecho, en términos absolutos, la cantidad de estos hiperones que pudieron ser reconstruidos luego de aplicar todos los cortes asciende a no más de 1500 para las corridas LHC08c2 y LHC08c4 y de algunos miles para LHC09a4; números pequeños al compararlos con los totales que los generadores produjeron. Entonces, de haberse apegado a la razón de decaimiento verdadera ( $\sim 64\%$ ), seguramente la estadística se habría reducido

aún más. El precio a pagar, desde luego, es que la información de la aceptación que aquí se reporta no podrá ser aplicada tal cual en el experimento, pues en ese caso se estaría sobrevalorando el término. Más detalles se comentan en la siguiente sección.

De cualquier forma, la razón de decaimiento es la cota superior que puede asumir la aceptación. Como se explicó al inicio, otro factor a considerar es el escape de una de las hijas hacia fuera de las regiones sensibles de los detectores. En los recuadros se puede ver en dónde es más probable que esto ocurra: mientras que para momentos transversos pequeños (direcciones similares a la del haz) las limitaciones en la geometría del barril juegan un papel considerable, a medida que el momento crece, la aceptación y la razón de decaimiento son para todo fin práctico indistinguibles.

## 5.4. Perspectivas

La obtención de los valores de la eficiencia, aceptación y contaminación significa la posibilidad de estimar el total de  $V^0$ 's que se producen (dentro del barril) en las colisiones reales. El diagrama de la figura 5.17 ilustra el procedimiento.

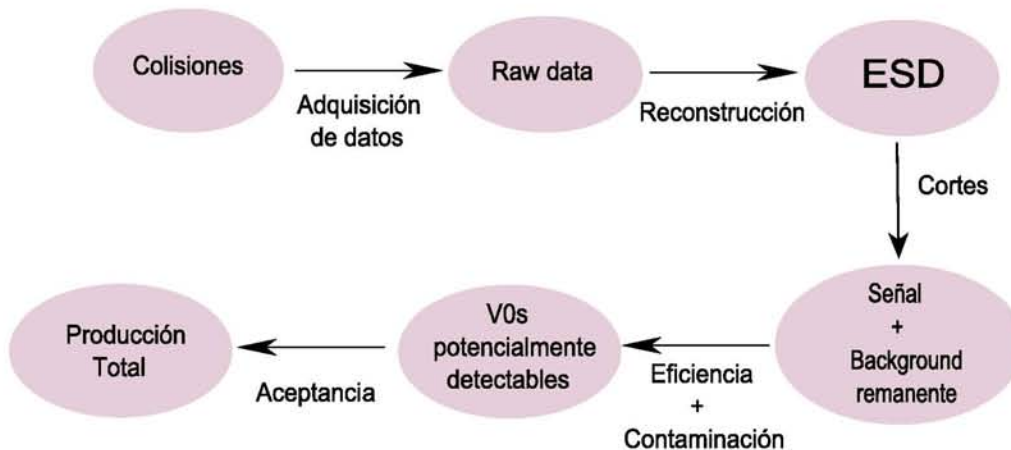


Figura 5.17: Cadena de análisis de la información en el experimento real.

Naturalmente que todo inicia con la adquisición de los datos de las interacciones y con la creación de los primeros objetos reconstruidos en el ESD (vértice primario, trazas, candidatos a vértices secundarios, etc.). Luego viene la sustracción del background mediante la aplicación de cortes en el espectro de masa invariante y demás cantidades. Con esto, los resultados de la eficiencia y la contaminación permiten estimar el número de partículas potencialmente detectables por los aparatos. La contribución de la contaminación necesariamente debe ser incluida puesto que en el experimento real no habrá manera de distinguir un hadrón auténtico de un  $V^0$  falso perteneciente al background restante que queda al aplicar los cortes. Así, de acuerdo a las definiciones (5.5) y (5.6), la cantidad de partículas que decayeron en el canal



cargado dentro del barril viene dada por la expresión:

$$V^0s \text{ pot. detectables} = \frac{V^0s \text{ reales reconstruidos} + V^0s \text{ falsos que pasaron por los cortes}}{\varepsilon + \varepsilon_{fake}} \quad (5.9)$$

Finalmente, el término de la aceptación da cuenta de los decaimientos a partículas neutras y de los casos en donde se presenta la fuga de una de las hijas hacia fuera de las regiones comprendidas por los detectores. De este modo y siguiendo lo establecido en la definición (5.8), el total de  $V^0$ 's (de cierta especie) que se producen en las interacciones quedaría como:

$$\text{Num. total de } V^0s \text{ emitidos en el rango } 45^\circ < \theta < 135^\circ = \frac{1}{a} \cdot V^0s \text{ pot. detectables} \quad (5.10)$$

Entonces, si  $\Delta N_{cortes}/\Delta p_t$  denota la cantidad de  $V^0$ 's que pasaron por los cortes en cierto intervalo de  $p_t$  y  $\Delta N/\Delta p_t$  el total de partículas de la misma especie que se produjeron en la colisión, la cadena de análisis experimental se resume mediante:

$$\frac{\Delta N}{\Delta p_t} = \frac{1}{a \cdot (\varepsilon + \varepsilon_{fake})} \frac{\Delta N_{cortes}}{\Delta p_t} \quad (5.11)$$

En una simulación, todo este proceso puede modelarse removiendo de los programas cualquier referencia al generador de eventos. Considerando los resultados anteriores, se observa que los datos más confiables los proporciona el buscador Offline de la versión v4-16-Rev-07. En efecto, los histogramas de la figura 5.18 muestran el producto final de la cadena de análisis.

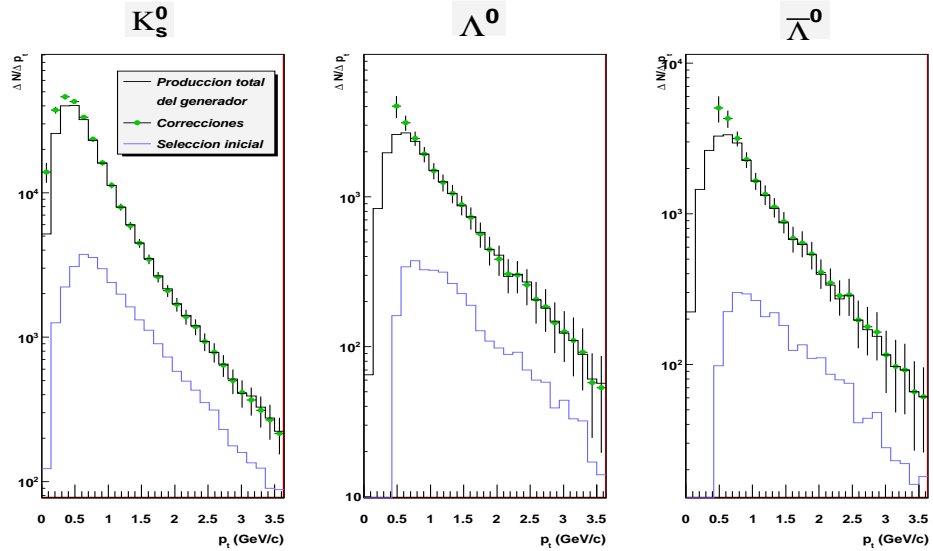


Figura 5.18: Reconstrucción de la producción total de  $V^0$ 's por el buscador Offline en la corrida LHC09a4.

En la selección de los candidatos se manejaron todos los cortes, incluyendo la información

del PID para  $\Lambda$ . Las distribuciones en azul corresponden a los  $V^0$ 's que pasaron por los filtros para cada tipo de partícula (señal + background remanente), mientras que los puntos en verde se obtienen luego de aplicar los factores de corrección que aparecen en (5.11). Aquí es importante aclarar que los valores de la aceptación que se utilizaron son los mismos que aparecen en los histogramas de la figura 5.16, los cuales, salvo para el caso de  $K_s^0$ , tienen el inconveniente de estar contruidos sobre una razón de decaimiento que no coincide con la realidad. A este respecto, lo que podría hacerse es tomar como referencia el comportamiento de la aceptación en las regiones de  $p_t$  grande y así dar estimaciones más realistas del dato. Por ejemplo, en el recuadro inferior derecho de la figura 5.16 se tiene que la razón de decaimiento del canal cargado para  $\bar{\Lambda}^0$  es, en promedio, 77%, valor que difiere 13% por arriba de lo que realmente corresponde (i.e., 64%). La idea entonces es desplazar todos los puntos de la aceptación 13 unidades abajo, siendo esta nueva corrección la que finalmente sea aplicable en el análisis de datos reales.

Al margen de este detalle, en la figura 5.18 se puede ver que los resultados describen muy bien la producción total del generador (líneas en negro) dentro de un amplio rango del momento. Las discrepancias más significativas se observan para  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  en el intervalo 0.4-0.7  $GeV/c$ , pudiendo ser atribuibles a las imprecisiones propias de un factor de eficiencia muy pequeño. Por lo demás, existen razones para estar contento con el desempeño de la plataforma pues, a final de cuentas, el objetivo del desarrollador de software es poder crear código que sea capaz de recuperar la información que se genera en una simulación, independientemente de si ésta o no describe con exactitud la física del fenómeno que se examina en el laboratorio.

Así pues, habiendo delineado una metodología para analizar información real del experimento y viendo que ésta rinde buenos resultados, el siguiente paso es aplicarla en el estudio de las colisiones verdaderas que tendrán lugar hacia la primavera del 2010. Esa tarea será fuente de futuras investigaciones en los diez años durante los que ALICE cambiará nuestra perspectiva acerca de la manera en la que el Universo funciona.



# Resumen y observaciones finales

El martes 30 de marzo de 2010, a las 13:06 horas tiempo de Ginebra, Suiza, el LHC empezó a registrar las primeras interacciones de protones a  $7 TeV$ . Se trata de un acontecimiento histórico en virtud de que son las colisiones a mayor energía que han sido producidas por el hombre a la fecha. A partir de ahora, cada una de las colaboraciones se dedicará a explorar el conjunto de fenómenos físicos para los cuales fueron originalmente constituidas, siendo el objetivo común el salto en el entendimiento de los componentes fundamentales de la materia. Sobre esa línea, el experimento ALICE profundizará los estudios de la interacción fuerte en el plasma de quarks y gluones, al tiempo que ampliará los detalles que se conocen acerca de la transición de fase hacia el estado de confinamiento de la materia hadrónica ordinaria. La extrañeza juega un papel importante porque los mecanismos de producción que están detrás de esta clase de partículas son radicalmente distintos en las dos fases: el trabajo teórico de los últimos 30 años junto con la evidencia experimental de los antecesores de ALICE, han identificado el efecto de *sobreproducción de extrañeza* como una de las señales inequívocas de la formación del plasma. Entonces, realizar mediciones confiables de la producción de hadrones extraños se vuelve una prioridad.

El propósito de este trabajo fue hacer un análisis de la capacidad del software de ALICE (AliRoot) para reconstruir los decaimientos de las partículas extrañas neutras ( $V^0$ 's) más abundantes en colisiones de protones. El estudio comprendió, en primer lugar, la exposición de los recursos básicos que para tal efecto dispone la plataforma. Destaca la implementación de la búsqueda de los decaimientos a través de dos algoritmos que se ejecutan en diferentes etapas: uno durante el proceso de reconstrucción de las trazas (On the Fly) y el otro al término del mismo (Offline). Entonces, la investigación fue encaminada hacia la obtención de factores de corrección que permitieran inferir la producción total de estas partículas, partiendo de los datos que seleccionan previamente los algoritmos. Dichos factores dan cuenta de los defectos en el proceso de sustracción del background (contaminación), las limitaciones debidas al funcionamiento de los aparatos y otras rutinas de análisis (eficiencia) y las restricciones intrínsecas del experimento (aceptancia).

Los resultados que aquí se presentan corresponden a las corridas LHC08c2, LHC08c4 y LHC09a4, ésta última preparada con la versión v4-16-Rev-07 de AliRoot, mientras las otras dos con la versión v4-14-Rev-02. En lo que respecta al tema de esta tesis, los progresos en el código se hacen patentes al examinar varios rubros. Primero que nada, la localización precisa del vértice primario es un prerequisite indispensable en todo estudio de extrañeza. Ello también determina la cantidad de eventos disponibles para el análisis, lo cual incide directamente en el número de hadrones que los algoritmos pueden encontrar. Así pues, la nueva versión de la plataforma reporta un avance al aumentar el porcentaje de colisiones con el vértice primario reconstruido y al mejorar la ubicación del punto de interacción en el plano transversal al haz.

La extracción de la señal de cada una de las partículas se hizo mediante una serie de cortes en las distribuciones de masa invariante, la distancia de máximo acercamiento entre

las trazas, los parámetros de impacto al vértice primario y el coseno del ángulo apuntador del  $V^0$ . Las cotas que se aplicaron fueron (casi) las mismas en las tres corridas, siendo el objetivo no sólo recuperar una mayor cantidad de la producción del generador de eventos y disminuir los niveles de background, sino además poder hacer una comparación directa del desempeño del software entre versión y versión. Los resultados muestran que para el caso de  $K_s^0$  los cortes topológicos son suficientes como para lograr una buena separación de la señal; las  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$  necesitan, adicionalmente, de la información del PID en una de las trazas. El peso que tiene esta última herramienta en la cadena de análisis varía según el código: la versión v4-14-Rev-02 presenta problemas en el intervalo 1.2-2.2  $GeV/c$  del momento transversal, en el sentido de que puede reducir sustancialmente el background a costo de sacrificar también una fracción considerable de señal auténtica. Por otro lado, en el buscador Offline de la versión más reciente la anomalía ya ha sido corregida y de hecho este algoritmo arroja los mejores resultados en cuanto a los niveles de eficiencia y contaminación se refiere. En contraste, el buscador On the Fly de esa misma versión tiene serios defectos en la cantidad de background que admite después de los cortes, lo que lo vuelve inaplicable para analizar datos del experimento.

Los resultados que no mostraron cambios apreciables son los de la aceptación. No obstante, sólo la información de  $K_s^0$  es la que podrá ser utilizada en el estudio de las colisiones reales. Lo anterior debido a que únicamente en ese caso la razón de decaimiento del canal cargado es la que se observa en el laboratorio; para  $\Lambda^0$  y  $\bar{\Lambda}^0$ , dicha razón ha sido sobrevalorada de manera que es necesario hacer una corrección adicional si se quieren obtener estimaciones confiables.

Desde luego que todas estas conclusiones se aplican únicamente a las corridas que se examinaron; para abril del 2010, la versión más actualizada de AliRoot es la v4-18-Rev-09 y las nuevas simulaciones han sido elaboradas considerando los cambios en la agenda del experimento, a saber, el programa de colisiones de protones a 7  $TeV$ . No obstante, la validez de este trabajo reside en que el método de análisis puede ser adaptado a las nuevas circunstancias, teniendo en cuenta, por supuesto, las respectivas modificaciones (a veces bastante sutiles) a nivel de código.

La exploración de todas las herramientas de AliRoot para reconstruir los decaimientos de partículas extrañas es un tema amplio y sirve de materia para investigaciones diversas. Un estudio integral requiere, además de las especies neutras que aquí se consideraron, la inclusión de kaones cargados ( $K^\pm$ ) así como los diferentes tipos de bariones multiextraños ( $\Xi$ ,  $\Omega$ ) y mesones con parejas  $s\bar{s}$  ( $\eta$ ,  $\phi$ ). Está claro también que para apreciar el efecto de sobreproducción de extrañeza, es necesario realizar dichos análisis tanto en colisiones  $p-p$  como en el caso Pb-Pb. Estas últimas plantean dificultades adicionales, siendo la más importante la sustracción de una mayor cantidad de background debido a la alta multiplicidad de los eventos. Ahí las cotas tendrán que ser más restrictivas, aunque en términos absolutos la estadística que estará a la disposición será muy superior.

Finalmente y ya en lo que corresponde a la participación mexicana en el proyecto, la relevancia de este trabajo está en ser la primera investigación concerniente a la reconstrucción de partículas extrañas (en ALICE) que se realiza dentro del grupo experimental de física de altas energías del IFUNAM. Es probable que los futuros miembros del equipo lo encuentren útil a pesar de sus múltiples omisiones y defectos, todos ellos involuntarios (en el peor de los casos, esta tesis sería una guía instructiva de cómo no hacer las cosas). De cualquier forma, me tomo la libertad de expresar mi más profunda admiración y respeto por todo el trabajo que se ha desarrollado en cada una de las instituciones que representan a nuestro país.

Con la puesta en marcha del LHC se ha dado inicio a una etapa más en el esfuerzo del hombre por llegar hasta las mismas entrañas de la materia. Para cuando el acelerador concluya sus operaciones, seguramente el panorama sobre la física de las partículas elementales

habrá dado vuelcos que muchos de nosotros ni siquiera atinamos a concebir. En ese momento será agradable voltear hacia atrás y contemplar el camino que habremos recorrido.



## Apéndice A

# El Config.C

La configuración de los elementos que intervienen en una simulación se halla definida en el macro *Config.C*. Dada la extensión del archivo, aquí sólo se presentan las líneas más importantes, así como código que ilustra la manera en que se introducen algunas especificaciones. Todo esto viene acompañado de comentarios auxiliares. Ejemplos completos pueden consultarse en la carpeta `$ALICE_ROOT/macros`

```
//Inclusión de las bibliotecas que AliRoot necesita para ejecutar la simulación
#if !defined(_CINT_) || defined(_MAKECINT_)
#include <TRandom.h> //Clase generadora de números aleatorios
#include <TGeant3TGeo.h> //Código de transporte de partículas
#include "STEER/AliRunLoader.h" //Clase de control de I/O de datos en AliRoot
#include "EVGEN/AliGenHIJINGpara.h" //Generador de eventos
#include "STEER/AliMagFMaps.h" //Campo magnético (en el solenoide y el dipolo)
#include "ITS/AliITSvPPRasymmFMD.h" //Código de los detectores
#include "TPC/AliTPCv2.h"
#include "TOF/AliTOFv6TO.h"
#endif

//Obtención de una semilla para el generador de números aleatorios (necesario en cualquier
rutina MC)
TDateTime dat;
static UInt_t sseed = dat.Get();

/***** Inicio del Config.C *****/
void Config(){

//Asignación de la semilla sseed a la variable global gRandom
gRandom->SetSeed(sseed);

//Se cargan las bibliotecas de Geant 3
#if defined(_CINT_)
gSystem->Load("liblhpdf.so");
gSystem->Load("libpythia6.so");
gSystem->Load("libgeant321");
#endif
}
```



```

    gSystem->Load("libEG");
    gSystem->Load("libEGPythia6.so");
    gSystem->Load("libAliPythia6.so");
#endif

new TGeant3TGeo("C++ Interface to Geant 3");

//Creación del controlador de I/O de datos de AliRoot
rl = AliRunLoader::Open("galice.root",AliConfig::GetDefaultEventFolderName(),
"recreate");
gAlice->SetRunLoader(rl);

//Paquete de decaimientos de las partículas
TVirtualMCDecayer *decayer = new AliDecayerPythia();
decayer->SetForceDecay(kAll); //kAll: ningún tipo de decaimiento es forzado
decayer->Init();
gMC->SetExternalDecayer(decayer);

/*****
Parámetros de control de la simulación.
Aquí se especifican los fenómenos físicos que tendrán lugar durante el transporte.
Todas las posiciones están en cm, los ángulos en grados y el momento y la energía en GeV
*****/

gMC->SetProcess("DCAY",1); //decaimiento de las partículas
gMC->SetProcess("PAIR",1); //producción de pares
gMC->SetProcess("COMP",1); //dispersión Compton
gMC->SetProcess("BREM",1); //radiación de frenado (bremstrahlung)
gMC->SetProcess("CKOV",1); //radiación Cherenkov
gMC->SetProcess("HADR",1); //interacciones hadrónicas
gMC->SetProcess("MULS",1); //dispersión múltiple

//Cortes: cotas después de las cuales las partículas dejarán de ser seguidas por la simu-
lación
Float_t cut = 1.e-3; //energía
Float_t tofmax = 1.e10; //tiempo

gMC->SetCut("CUTGAM",cut); //gammas
gMC->SetCut("CUTELE",cut); //electrones
gMC->SetCut("CUTNEU",cut); //hadrones neutros
gMC->SetCut("CUTHAD",cut); //hadrones cargados
gMC->SetCut("CUTMU0",cut); //muones
gMC->SetCut("CUTOFMAX",tofmax); //tiempo de vuelo

//Configuración del generador de eventos: colisiones p-p minimum bias a 10 TeV
AliGenPythia *gener = new AliGenPythia(-1);
gener->SetMomentum(0,99999); //rango del momento de las partículas generadas
gener->SetPhiRange(0,360); //rango del ángulo azimutal
gener->SetThetaRange(0,180); //rango del ángulo cenital
gener->SetYRange(-10,10); //rango de la rapidez
gener->SetPtRange(0,300); //rango del momento transverso
gener->SetEnergyCMS(10000); //energía de la colisión: 10 TeV

```

```

gener->SetStrucFunc(kCTEQ4L); //función de estructura partónica (¡aquí esta la física!)
gener->SetProcess(kPyMb); //sistema: p-p minimum bias
gener->SetTrackingFlag(0);
gener->Init();

//Campo magnético
AliMagFMaps* field = new AliMagFMaps("Maps","Maps",2,1.,10.,1);
gAlice->SetField(field);

//Switches: determinan cuales dispositivos participarán en la simulación
Int_t iABSO = 1;
Int_t iDIPO = 1;
Int_t iITS = 1;
Int_t iMUON = 1;
Int_t iPHOS = 1;
Int_t iPIPE = 1;
Int_t iTO = 1;
Int_t iTOF = 1;
Int_t iTPC = 1;
Int_t iTRD = 1;
Int_t iZDC = 1;
Int_t iEMCAL = 1;
Int_t iACORDE = 0; //P. ej.: simulación sin ACORDE
Int_t iVZERO = 1;

//Inicialización de los objetos de las clases de los detectores y otros componentes
//Volumen externo de ALICE
AliBODY *BODY = new AliBODY("BODY","ALICE envelop");

//Absorbedor de muones
if (iABSO)
{
AliABSO *ABSO = new AliABSOv3("ABSO","Muon Absorber");
}

//Detectores
if (iTPC)
{
AliTPC *TPC = new AliTPCv2("TPC","Default");
}

if (iTOF)
{
AliTOF *TOF = new AliTOFv6TO("TOF","normal TOF");
}

if (iTRD)
{
AliTRD *TRD = new AliTRDv1("TRD","TRD slow simulator");
}

```

```
if (iVZERO)
{
AliVZERO *VZERO = new AliVZEROv7("VZERO","normal VZERO");
}

}
/***** Fin del Config.C *****/
```

## Apéndice B

# Variables cinemáticas

A menos que se indique lo contrario, en los siguientes apartados  $\vartheta$  denotará el sistema del laboratorio y  $\vartheta'$  un sistema que se desplaza respecto a  $\vartheta$  en la dirección  $z$  con rapidez  $u$ . Los ejes de  $\vartheta$  y  $\vartheta'$  son paralelos y la cuenta del tiempo inicia cuando los orígenes de ambos sistemas coinciden. En esas circunstancias, las ecuaciones de transformación de coordenadas son:

$$ct' = \gamma(ct - \beta z) \quad (\text{B.1})$$

$$x' = x \quad (\text{B.2})$$

$$y' = y \quad (\text{B.3})$$

$$z' = \gamma(z - \beta ct) \quad (\text{B.4})$$

donde

$$\beta = u/c \quad (\text{B.5})$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (u/c)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{B.6})$$

Más aún, para todo cuadrivector  $A^\mu = (A_0, \mathbf{A})$ , las ecuaciones de transformación de las componentes se obtienen al reemplazar  $ct \longleftrightarrow A_0$  y  $\mathbf{x} \longleftrightarrow \mathbf{A}$ .

## Rapidez y pseudorapidez

La rapidez de una partícula se define como

$$y = \frac{1}{2} \log \left( \frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right) \quad (\text{B.7})$$

donde  $p_0$  y  $p_z$  son la primera y última componentes del vector de cuadrimomento  $p^\mu$ :

$$p^\mu = (p_0, \mathbf{p}) = \left( \frac{E}{c}, \mathbf{p} \right) \quad (\text{B.8})$$

El nombre proviene de la relación que existe entre esta variable con el concepto tradicional que se maneja en la física clásica. Al respecto, considérese una partícula que se desplaza en la dirección  $z$  con velocidad  $u$  ( $\beta = u/c$ ). De acuerdo a las ecuaciones de transformación

(B.1)-(B.4), las componentes del cuadrimomento en el sistema del laboratorio  $(p_0, \mathbf{p})$  y las de un sistema co-móvil a la partícula  $(mc, 0)$  están relacionadas mediante:

$$p_0 = \gamma mc \quad (\text{B.9})$$

$$p_z = \gamma \beta mc \quad (\text{B.10})$$

Sustituyendo en (B.7):

$$y = \frac{1}{2} \log \left( \frac{\gamma mc + m\gamma \beta c}{\gamma mc - m\gamma \beta c} \right) = \frac{1}{2} \log \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) = \frac{1}{2} (\log(1 + \beta) - \log(1 - \beta)) \quad (\text{B.11})$$

Si la velocidad es pequeña ( $\beta = u/c \ll 1$ ) la expansión de  $\log(1 \pm \beta)$  en serie de Taylor es

$$\log(1 \pm \beta) = \pm \beta - \frac{1}{2} \beta^2 \pm \frac{1}{3} \beta^3 + \dots$$

Tomando la diferencia e ignorando los términos de orden superior, se sigue que:

$$y \approx \beta \quad (\text{B.12})$$

La rapidez no es un término invariante de Lorentz. Sin embargo, su utilidad reside en que la ecuación de transformación es muy simple. Esto se puede ver por sustitución directa:

$$y = \frac{1}{2} \log \left( \frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right) = \frac{1}{2} \log \left( \frac{\gamma(1 + \beta)(p'_0 + p'_z)}{\gamma(1 - \beta)(p'_0 - p'_z)} \right) = \frac{1}{2} \log \left( \frac{p'_0 + p'_z}{p'_0 - p'_z} \right) + \frac{1}{2} \log \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right)$$

$$y = y' + y_\beta \quad (\text{B.13})$$

En la última expresión,  $y_\beta$  denota la rapidez del sistema  $\vartheta'$  respecto a  $\vartheta$  (ver B.11); el parecido con la suma clásica de velocidades es evidente. Siguiendo el mismo método se encuentra que, a diferencia de la rapidez, la magnitud del momento transverso sí es invariante:

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = \sqrt{p_x'^2 + p_y'^2} = p'_t \quad (\text{B.14})$$

En la práctica, la medición de  $y$  requiere de la determinación conjunta de la energía y el momento. Lo anterior representa un problema porque en muchos experimentos sólo se conoce el momento de la partícula y el ángulo de emisión ( $\theta$ ) respecto a la línea del haz. Así pues, se define la pseudorapidez como

$$\eta = -\log(\tan(\theta/2)) \quad (\text{B.15})$$

Haciendo algo de trigonometría se obtiene:

$$\tan \frac{\theta}{2} = \left( \frac{1 - \cos \theta}{1 + \cos \theta} \right)^{1/2}$$

donde  $p_z = \|\mathbf{p}\| \cos \theta$ . Entonces:

$$\eta = -\log(\tan(\theta/2)) = \frac{1}{2} \log \left( \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = \frac{1}{2} \log \left( \frac{\|\mathbf{p}\| + p_z}{\|\mathbf{p}\| - p_z} \right) \quad (\text{B.16})$$

En el régimen de momento grande,  $E \approx \|\mathbf{p}\|c$ , de modo que bajo esta condición la rapidez y la pseudorapidez son aproximadamente iguales:

$$\eta \approx \frac{1}{2} \log \left( \frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right) = y \quad (\text{B.17})$$

Por lo anterior, si bien en el estudio teórico de las colisiones a altas energías el uso de una u otra variable es indistinto, experimentalmente la pseudorapidez resulta ser más conveniente de manejar.

## Longitud de decaimiento y tiempo propio

Sean  $A$  y  $B$  los eventos correspondientes a la creación y desintegración de una partícula. Si  $\vartheta'$  denota el sistema co-móvil al objeto (sin pérdida de generalidad), las coordenadas de  $A$  y  $B$  en los sistemas  $\vartheta$  y  $\vartheta'$  son:

$$\begin{array}{rcc} & A & B \\ \vartheta \rightarrow & (ct_A, z_A) & (ct_B, z_B) \\ \vartheta' \rightarrow & (ct'_A, z'_A) & (ct'_B, z'_B) \end{array}$$

donde

$$\begin{array}{ll} \Delta t = t_B - t_A & \Delta t' = t'_B - t'_A = \tau \\ \Delta z = z_B - z_A & z'_B = z'_A \Rightarrow \Delta z' = 0 \end{array}$$

La idea es relacionar la longitud de decaimiento ( $\Delta z$ ) con la vida media ( $\tau$ ) de la partícula, esto es, extraer información física de interés a partir de las mediciones en el laboratorio. Por invariancia del intervalo relativista<sup>1</sup>:

$$(c\Delta t)^2 - (\Delta z)^2 = (c\tau)^2 \quad (\text{B.18})$$

Despejando  $(\Delta z)^2$  y sustituyendo la expresión de dilatación del tiempo  $\Delta t = \gamma\tau$ :

$$(\Delta z)^2 = (c\tau)^2(\gamma^2 - 1) \quad (\text{B.19})$$

De la definición de  $\gamma$  y sacando la raíz se obtiene

$$\Delta z = (\beta\gamma)c\tau \quad (\text{B.20})$$

El factor  $\beta\gamma$  puede ser escrito en términos de la masa  $m$  y el momento  $p$  de la partícula:

$$p = \gamma mu \quad \Rightarrow \quad \frac{p}{mc} = \beta\gamma$$

Sustituyendo en (B.20) se llega finalmente a la ecuación (4.5):

$$\Delta z = \left(\frac{p}{mc}\right)c\tau = (\beta\gamma)c\tau \quad (\text{B.21})$$

## Distribución del momento en el decaimiento de $\Lambda$

Considérese la desintegración de  $\Lambda^0$  ( $\bar{\Lambda}^0$ ) en un protón (antiprotón) y en un pión positivo (negativo):

$$\Lambda \longrightarrow p + \pi$$

La idea es averiguar la relación que existe entre los momentos de las partículas del decaimiento (medidos en el sistema del laboratorio) y sus masas. De nueva cuenta y sin pérdida de generalidad,  $\vartheta'$  es el sistema co-móvil a la partícula madre, mientras que el protón y el

<sup>1</sup>En relatividad especial, el intervalo entre dos eventos se define como

$$(\Delta s)^2 = (c\Delta t)^2 - (\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 - (\Delta z)^2$$

Se puede demostrar que ésta es una cantidad invariante (B. Schutz, *A first course in general relativity*, Cambridge, UK, 2004)

pión salen emitidos en el plano  $X'Z'$ . En ese sistema, los cuadrimomentos de las partículas son

$$\Lambda^\mu = (m_\Lambda c, 0) \quad p^\mu = \left( \frac{E'_p}{c}, \mathbf{p}'_p \right) \quad \pi^\mu = \left( \frac{E'_\pi}{c}, \mathbf{p}'_\pi \right)$$

donde [1]:

$$m_\Lambda = 1,115 \text{GeV}/c^2 \quad m_p = 0,938 \text{GeV}/c^2 \quad m_\pi = 0,139 \text{GeV}/c^2$$

y por conservación del momento lineal:

$$\mathbf{p}'_p + \mathbf{p}'_\pi = \mathbf{0} \quad \begin{cases} p'_{p,x} = -p'_{\pi,x} = p'_x \\ p'_{p,y} = -p'_{\pi,y} = 0 \\ p'_{p,z} = -p'_{\pi,z} = p'_z \end{cases} \quad (\text{B.22})$$

Las componentes en el sistema del laboratorio vienen dadas por la transformación inversa de (B.1)-(B.4):

$$p \quad \begin{cases} \frac{E_p}{c} = \gamma \frac{E'_p}{c} + \gamma \beta p'_{p,z} = \gamma \frac{E'_p}{c} + \gamma \beta p'_z \\ p_{p,x} = p'_{p,x} = p'_x \\ p_{p,y} = p'_{p,y} = 0 \\ p_{p,z} = \gamma p'_{p,z} + \gamma \beta \frac{E'_p}{c} = \gamma p'_z + \gamma \beta \frac{E'_p}{c} \end{cases} \quad (\text{B.23})$$

$$\pi \quad \begin{cases} \frac{E_\pi}{c} = \gamma \frac{E'_\pi}{c} + \gamma \beta p'_{\pi,z} = \gamma \frac{E'_\pi}{c} - \gamma \beta p'_z \\ p_{\pi,x} = p'_{\pi,x} = -p'_x \\ p_{\pi,y} = p'_{\pi,y} = 0 \\ p_{\pi,z} = \gamma p'_{\pi,z} + \gamma \beta \frac{E'_\pi}{c} = -\gamma p'_z + \gamma \beta \frac{E'_\pi}{c} \end{cases} \quad (\text{B.24})$$

Entonces

$$\mathbf{p}_p^2 - \mathbf{p}_\pi^2 = \frac{\gamma^2 \beta}{c} (E'_p + E'_\pi) \left( \frac{\beta}{c} (E'_p - E'_\pi) + 2p'_z \right) \quad (\text{B.25})$$

Dado que las energías son positivas,  $\mathbf{p}_p^2 - \mathbf{p}_\pi^2$  será negativo sólo cuando

$$\frac{\beta}{c} (E'_p - E'_\pi) + 2p'_z < 0 \quad (\text{B.26})$$

Ahora bien, de la ecuación  $E^2 = m^2 c^4 + \mathbf{p}^2 c^2$  se pueden sacar dos resultados interesantes:

1. Diferencia  $E'_p - E'_\pi$ .

$$E_p^2 - E_\pi^2 = c^4 (m_p^2 - m_\pi^2) \quad \implies \quad E'_p - E'_\pi = \frac{c^4 (m_p^2 - m_\pi^2)}{E'_p + E'_\pi}$$

En donde se han utilizado las ecuaciones de conservación (B.22) para eliminar el término del momento, mientras que para la energía se tiene que  $E'_p + E'_\pi = m_\Lambda c^2$ . Sustituyendo los valores de las masas:

$$E'_p - E'_\pi = 0,7718 \text{GeV} \quad (\text{B.27})$$

lo cual significa que en el sistema co-móvil el protón saldrá emitido con mayor energía que el pión.

2. *Magnitud de  $\mathbf{p}'$ .*

$$E'_p + E'_\pi = m_\Lambda c^2 = \sqrt{m_p^2 c^4 + \mathbf{p}'^2 c^2} + \sqrt{m_\pi^2 c^4 + \mathbf{p}'^2 c^2}$$

Nuevamente sustituyendo los valores de las masas y resolviendo para  $\mathbf{p}'^2$ :

$$\mathbf{p}'^2 = 0,01014(GeV/c)^2 \quad (\text{B.28})$$

De ahí que la cota máxima de  $p_z'^2$  sea

$$p_{z,max}^{\prime 2} = 0,01014(GeV/c)^2 \quad (\text{B.29})$$

Dado que la diferencia  $E'_p - E'_\pi$  es positiva, la desigualdad (B.26) sólo podrá satisfacerse cuando

$$p'_z < -0,3859\beta(GeV/c) \quad (\text{B.30})$$

lo cual implica que

$$p_z^{\prime 2} > 0,1489\beta^2(GeV/c)^2 \quad (\text{B.31})$$

Los resultados (B.29) y (B.31) únicamente son consistentes para valores pequeños de  $\beta$ . No obstante, en una colisión a altas energías los hadrones salen despedidos a velocidades relativistas, en cuyo caso  $\beta \sim 1$ , de manera que la restricción (B.29) excluye *ipso facto* la desigualdad (B.26). Entonces, en este régimen todos los términos de (B.25) son positivos, por lo que

$$\|\mathbf{p}_p\| > \|\mathbf{p}_\pi\| \quad (\text{B.32})$$

y así, en el decaimiento de  $\Lambda$  a altas energías, la mayor parte del momento se la lleva el protón.





# Bibliografía

- [1] *Particle Data Group*, <http://pdg.lbl.gov/>
- [2] P. S. Drell, *Experimental aspects of the Standard Model: A short course for theorists*, arXiv:hep-ex/9701001 (1997)
- [3] F. Halzen, A. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, New York, 1984
- [4] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, Wiley-VCH, Alemania, 2004
- [5] J. Schwinger, *On Gauge Invariance and Vacuum Polarization*, Phys. Rev. 82, 664 (1951)
- [6] R. C. Wang, C. Y. Wong, *Finite-size effect in the Schwinger particle-production mechanism*, Phys. Rev. D38, 348 (1988)
- [7] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, *Parton Fragmentation and String Dynamics*, Phys. Rep. 97, 31 (1983)  
X. Artru, *Classical String Phenomenology. How Strings Work*, Phys. Rep. 97, 147 (1983)
- [8] J. Letessier, J. Rafelski, *Hadrons and Quark-Gluon Plasma*, Cambridge University Press, New York, 2005
- [9] C. Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific, Singapore, 1994
- [10] R. Stock, *Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions and the QCD Matter Phase Diagram*, arXiv:0807.1610v1[nucl-ex] (2008)
- [11] D. Drijard et al., *Density, charge and transverse momentum correlations of particles in non-diffractive proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 52.5$  GeV*, Nucl. Phys. B155 (1979) 269
- [12] R. Nouicer et al., *Pseudorapidity Distributions of Charged Particles in d+Au and p+p Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, arXiv:nucl-ex/0403033v1 (2004)
- [13] B. B. Back et al., *Charged-particle pseudorapidity density distributions from Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV*, arXiv:nucl-ex/0106006v1 (2001)
- [14] B. Alper et al., *The production of charged particles with high transverse momentum in proton-proton collisions at the CERN ISR*, Nucl. Phys. B87 (1975) 19
- [15] G. Gatoff, C. Y. Wong, *Origin of the soft  $p_T$  spectra*, Phys. Rev. D46 (1992) 997

- [16] R. Witt,  $\langle p_t \rangle$  *Systematics and  $m_t$ -Scaling*, arXiv:nucl-ex/0403021v1 (2004)
- [17] W. Hofmann, *Production of Strange Particles in Hadronization Processes*, Nucl. Phys. A479 (1988) 337c-368c
- [18] G. D. Rochester, C. C. Butler, *Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles*, Nature 160, 855 (1947)
- [19] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands, *PYTHIA 6.4. Physics and Manual*, hep-ph/0603175 (2006)
- [20] T. Abbott et al., *Recent results from E802 and E859*, Nucl. Phys. A544 (1992) 237
- [21] A. Wroblewski, *On the strange quark suppression factor in high energy collisions*, Acta Phys. Pol. B16 (1985) 379
- [22] D. Chang, S. Bass, D. Srivastava, *Strangeness production at RHIC in the perturbative regime*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **30** 7 (2004) 7-15
- [23] F. E. Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press, Inglaterra, 1979
- [24] J. D. Bjorken, *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region*, Phys. Rev. D27 (1983) 140
- [25] J. Rafelski, B. Müller, *Strangeness Production in the Quark-Gluon Plasma*, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066-1069
- [26] F. Karsch, E. Laerman, A. Peikert, *The pressure in 2, 2+1 and 3 flavour QCD*, Phys. Lett. B478 (2000) 447  
S. Hands, *The phase diagram of QCD*, Contemp. Phys. 42 (2001) 209
- [27] J. Rafelski, *Formation and Observation of the Quark-Gluon Plasma*, Phys. Rep. 88 (1982) 331-347
- [28] J. Rafelski, P. Koch, J. Muller, *Strangeness in relativistic heavy ion collisions*, Phys. Rep. 142 (1986) 167-262
- [29] J. Rafelski, J. Letessier, *Strangeness and quark-gluon plasma*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30 (2004) S1-S28.
- [30] J. Rafelski, *Strangeness production in the quark gluon plasma*, Nucl. Phys. A418 (1984) 215c
- [31] S. Margetis, K. ŠSafařík, O. Villalobos Baillie, *Strangeness Production in Heavy-Ion Collisions*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 50 (2000) 299-342
- [32] F. Antinori et al., *Production of strange and multistrange hadrons in nucleus-nucleus collisions at the SPS*, Nucl. Phys. A661, 130c-139c (1999)  
ver también: <http://wa97.web.cern.ch/WA97/Data/TableQM99.html>
- [33] B. I. Abelev et al., *Enhanced strange baryon production in Au+Au collisions compared to p+p at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, arXiv:0705.2511v2 [nucl-ex](2008)
- [34] ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08002

- [35] ALICE Collaboration, *First proton-proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector: measurements of the charged particle pseudorapidity density at  $\sqrt{s} = 900$  GeV*, EPJ C **65** (2010) 111
- [36] J. P. Revol, *First Measurements at LHC: early hadronic physics (soft + QCD) with ALICE, ATLAS, CMS, TOTEM and LHCb*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 177-178 (2008) 60-68
- [37] ALICE Collaboration, *ALICE: Physics Performance Report, Volume I*, J. Phys. **G 30** (2004) 1517
- [38] ALICE Collaboration, *ALICE Inner Tracking System (ITS): Technical Design Report*, CERN-LHCC-99-012, <http://edms.cern.ch/file/398932/1>  
 ALICE Collaboration, *ALICE time projection chamber: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2000-001, <http://cdsweb.cern.ch/record/451098>  
 ALICE Collaboration, *ALICE transition-radiation detector: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2001-021, <http://cdsweb.cern.ch/record/519145>  
 ALICE Collaboration, *ALICE Time-Of-Flight system (TOF): Technical Design Report*, CERN-LHCC-2000-012, <http://cdsweb.cern.ch/record/430132>  
 ALICE Collaboration, *ALICE high-momentum particle identification: Technical Design Report*, CERN-LHCC-98-019, <http://cdsweb.cern.ch/record/381431>  
 ALICE Collaboration, *Technical design report of the photon spectrometer*, CERN-LHCC-99-004, <http://cdsweb.cern.ch/record/381432>  
 ALICE Collaboration, *ALICE electromagnetic calorimeter: addendum to the ALICE technical proposal*, CERN-LHCC-2006-014, <http://cdsweb.cern.ch/record/932676>  
 ALICE Collaboration, *ALICE dimuon forward spectrometer: Technical Design Report*, CERN-LHCC-99-022, <http://cdsweb.cern.ch/record/401974>  
 ALICE Collaboration, *ALICE Zero-Degree Calorimeter (ZDC): Technical Design Report*, CERN-LHCC-99-005, <http://cdsweb.cern.ch/record/381433>  
 ALICE Collaboration, *ALICE Photon Multiplicity Detector (PMD): Technical Design Report*, CERN-LHCC-99-032, <http://cdsweb.cern.ch/record/451099>  
 ALICE Collaboration, *ALICE forward detectors: FMD, T0 and V0: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2004-025, <http://cdsweb.cern.ch/record/781854>
- [39] ALICE Collaboration, *ALICE: Physics Performance Report, Volume II*, J. Phys. **G 32** (2006) 1295
- [40] C. Lippmann, *The ALICE Transition Radiation Detector*, SNIC Symposium, Stanford, California, Abril 2006
- [41] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York, 1998, Tercera Edición
- [42] U. Heinz, B. Jacak, *Two-Particle Correlations in Relativistic Heavy-Ion Collisions*, arXiv:nucl-th/9902020v2 (1999)
- [43] J. Kapusta, P. Lichard, D. Seibert, *High energy photons from quark-gluon plasma versus hot hadronic gas*, Nucl. Phys. A544, 485c-492c (1992)
- [44] T. Matsui, H. Satz,  *$J/\psi$  suppression by quark-gluon plasma formation*, Phys. Lett. B178, 416 (1986)
- [45] M. Döring, V. Koch, *Event-by-event fluctuations in heavy ion collisions*, Acta. Phys. Pol. B33 (2002) 1495-1504

- [46] *ALICE Offline Project*, <http://aliceinfo.cern.ch/Offline/>
- [47] *The ALICE Offline Bible*, <http://aliceinfo.cern.ch/Offline/AliRoot/Manual.html>
- [48] *AliRoot Reference Guide*,  
<http://aliceinfo.cern.ch/static/aliroot-new/html/roothtml/ClassIndex.html>
- [49] *ROOT User's Guide*, <http://root.cern.ch/drupal/content/users-guide>
- [50] *ROOT Reference Guide*, <http://root.cern.ch/drupal/content/reference-guide>
- [51] H. M. Deitel, P. J. Deitel, *Cómo programar en C/C++*, Prentice Hall, México, 1998, Segunda Edición
- [52] J. R. Hubbard, *Schaum's Outline of Theory and Problems of Programming with C++*, McGraw-Hill, E.U.A., 1996
- [53] *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN, Suiza, 1993,  
<http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>
- [54] L. Valencia, *Implementación de la geometría del detector V0A del experimento ALICE en el código de simulación AliRoot*, Tesis de Licenciatura, UNAM México, 2008
- [55] A. Anzo, *El poder de selección del detector V0A para el experimento ALICE*, Tesis de Maestría, UNAM México, 2009
- [56] A. Badalà, R. Barbera, G. Lo Re, A. Palmeri, A. Pulvirenti, G. S. Pappalardo, F. Riggi, *Vertex finding in ALICE by the use of silicon pixel layers in the inner tracking system*, Nucl. Instrum. Methods **A 485** (2002) 100
- [57] P. Billoir, *Track fitting with multiple scattering: a new method*, Nucl. Instrum. Meth. **A 225** (1984) 352  
P. Billoir et al., *Track element merging strategy and vertex fitting in complex modular detectors*, Nucl. Instrum. Meth. **A 241** (1985) 115  
R. Frühwirth, *Application of Kalman filtering to track and vertex fitting*, Nucl. Instrum. Meth. **A 262** (1987) 444  
P. Billoir, *Progressive track recognition with a Kalman like fitting procedure*, Comput. Phys. Commun. **57** (1989) 390
- [58] F. Liu, *Transverse Momentum Distribution of Strange Particles in High-Energy Pb-Pb Collisions*, Chin. J. Phys. 41 (2003) 357
- [59] R. Hagedorn, *Multiplicities,  $p_T$  Distributions and the Expected Hadron  $\rightarrow$  Quark-Gluon Phase Transition*, Riv. Nuovo Cimento 6 (1983) 1
- [60] R. Fernow, *Introduction to experimental particle physics*, Cambridge University Press, New York, 1986
- [61] E. Persico, E. Ferrari, S. Segre, *Principles of Particle Accelerators*, W.A. Benjamin Inc., New York, 1968
- [62] H. Ricaud, *Status of V0 Studies Offline and On-the-Fly finders comparison*, PWG2 Meeting, CERN, Mayo 2008
- [63] J. Podolanski, R. Armenteros, *Analysis of V-events*, Phil. Mag. 45 (1954) 13

- [64] S. Bull, *Strange Particle and Antiparticle Production in Proton-Beryllium Interactions at 40 GeV/c at the CERN NA57 Experiment*, Tesis de Doctorado, Universidad de Birmingham, Inglaterra, 2005