



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

**EL DETECTOR V0A DEL
EXPERIMENTO ALICE-CERN**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:

Hermes León Vargas

DIRECTOR DE TESIS: Dr. José Rubén Alfaro Molina

MIEMBRO DE COMITÉ TUTORAL: Dr. Ernesto Belmont Moreno

MIEMBRO DE COMITÉ TUTORAL: Dr. Varlen Grabski



posgrado en ciencias físicas
u n a m

MÉXICO, D.F.

2007



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.

Agradecimientos

Este trabajo no habría sido posible sin el apoyo de muchas personas. Antes que nada agradezco a mis padres y a mi hermano, pues contribuyeron con su apoyo para que yo estudiara física y el posgrado. En especial gracias a mi madre Elia Judith Vargas Cisneros por todo el apoyo, la confianza y por el ejemplo de trabajo duro, a ella dedico este trabajo.

Agradezco a mi tutor principal, Dr. Rubén Alfaro, por haberme aceptado como su estudiante y por toda la confianza que tuvo en mi desde el principio. También agradezco a mi comité tutorial: al Dr. Ernesto Belmont, por ser el primero en leer mi tesis (y muchos borradores también) y por siempre estar pendiente del trabajo y al Dr. Varlen Grabski por su apoyo e interés para revisar la tesis y por los valiosos comentarios.

Agradezco a todos los miembros del grupo de física experimental nuclear y de altas energías del IF-UNAM. Tuve la suerte de convivir con todos y disfruté de su disposición de siempre explicarme con paciencia y buen gusto muchos temas de física y sobre su experiencia en el área. Agradezco al líder del grupo, Dr. Arturo Menchaca, por haberme dado la oportunidad de ser su ayudante en la facultad de ciencias. También agradezco al Dr. Andrés Sandoval por todo su apoyo y buenos consejos mientras colaboré con el grupo.

Agradezco al Dr. Gerardo Herrera del CINVESTAV por su apoyo para la presentación que hice en el CERN de este trabajo, sus comentarios realmente ayudaron a que tuviera un mejor desempeño.

Agradezco a los miembros de mi jurado de tesis: Dra. María Esther Ortiz, Dra. Beatriz Fuentes y Dr. Elí Aguilera por sus comentarios y correcciones que hicieron que este trabajo tuviera una mejor presentación.

Durante mi estancia en el instituto de física de la UNAM tuve la oportunidad de convivir con muchas personas. Agradezco a los compañeros del posgrado y amigos, empezando por los que conozco desde que estudiábamos en la Universidad Veracruzana: Josué y Adiv. También debo mencionar a Mariana Villanueva, Héctor, Joel, Andrés, Marcelino, Irving, Oriana (por supuesto la lista no es completa) y a todos mis compañeros de cubículo, por los ratos de distracción que compartimos y por el trabajo en equipo.

Tampoco quiero dejar de mencionar mi agradecimiento a los profesores que han influenciado en mi interés por la física, entre ellos a Alfonso Vargas, Efraín Rojas, Martha Díaz Romero, Jean-Sebastien Graulich y Juan Manuel Lozano.

Agradecimientos

Agradezco el apoyo económico recibido por el CONACyT para realizar mis estudios de maestría. Agradezco especialmente el apoyo recibido por medio del proyecto HELEN del programa ALFA de la Unión Europea. Gracias a HELEN pude realizar un par de estancias de investigación en los laboratorios LPSC de Grenoble, Francia y CERN en Ginebra, Suiza. Durante la estancia realizada en el CERN se llevó a cabo la calibración del detector V0A que es el tema principal de esta tesis.

Agradezco el apoyo de los proyectos PAEP y PAPIIT IN-115507 y del proyecto 57674 del CONACyT.

Finalmente, a nombre de los participantes en el proyecto del detector V0A, agradezco el apoyo técnico de Ricardo Ramírez Jiménez, Héctor Cruz-Manjarrez Flores, Saúl Aguilar Salazar, Juan Gabriel Morales Morales y Meliton Galindo González.

Índice general

Agradecimientos	v
Introducción	vii
1. El experimento ALICE y detectores en física de altas energías	1
1.1. El experimento ALICE	2
1.2. Física de iones pesados ultrarelativistas	3
Nuevos aspectos en la física de iones pesados en el LHC	5
1.2.1. Observables de iones pesados en ALICE	5
1.3. Componentes principales del experimento ALICE	6
1.4. FWD de ALICE	8
1.4.1. El detector T0	8
1.4.2. El detector FMD	8
1.4.3. El detector V0	9
1.5. Detectores	10
1.5.1. Antecedentes históricos	10
1.5.2. Detección de partículas cargadas	11
La ecuación de Bethe-Bloch	11
1.5.3. Diseño de un detector	12
1.5.4. Algunas características de los detectores	13
Sensibilidad del detector	13
Respuesta del detector	14
Tiempo de respuesta	14
Eficiencia del detector	15
2. El detector V0	17
2.1. Objetivos del detector V0	17
2.2. Diseño general y requisitos del detector V0	18
2.3. Señal de fondo debida a partículas secundarias en colisiones p-p	20
2.4. Detectores de centelleo	20
2.5. Características generales de los centelladores	22
2.6. Centelladores orgánicos e inorgánicos	23
2.6.1. Centelladores inorgánicos	23
2.6.2. Centelladores orgánicos	24
Producción de luz	25
Plásticos centelladores	25
Mecanismo de emisión de luz en plásticos	26
Centelleo.	26
Fluorescencia.	26
Eficiencia intrínseca para diferentes tipos de radiación	27

Partículas débilmente penetrantes.	27
Partículas de mínima ionización.	27
Rayos gamma.	27
Corredores de longitud de onda externos	28
Dependencia de la producción de luz con la temperatura	30
Daño por radiación en plásticos centelladores	30
2.7. Fotomultiplicadores	31
2.7.1. Características generales	31
2.7.2. El sistema óptico de captura de electrones	34
2.7.3. Multiplicación de electrones	34
2.7.4. Dinodos	35
Dinodo de tipo malla	35
2.7.5. Ánodo	35
2.7.6. Circuito de división de voltaje	35
2.7.7. Contenedor del PMT	35
2.7.8. Parámetros operacionales de los fotomultiplicadores	36
Ganancia y voltaje de entrada	36
Temperatura de operación	37
Linealidad	37
Forma del pulso	37
Estabilidad	39
Respuesta temporal y resolución	39
Fuentes de ruido	40
Corriente oscura y <i>afterpulses</i>	40
2.7.9. Factores ambientales que afectan el desempeño de los fotomultiplicadores	41
Campos magnéticos	41
Efectos de la radiación en los fotomultiplicadores	42
2.7.10. Tubos fotomultiplicadores para operación en campos magnéticos intensos	42
2.8. Causas de pérdidas de luz en el detector	43
2.8.1. Acomplamiento con el fotomultiplicador	44
2.8.2. Guías de luz	45
2.9. El sistema de control VME	46
3. Construcción del detector V0A	47
3.1. Construcción	47
3.1.1. Plástico centellador	47
3.1.2. Fibras corredoras de frecuencia	49
3.1.3. Superficie reflectora del centellador	50
3.1.4. Soporte mecánico del detector	51
3.2. Caracterización de los fotomultiplicadores	52
3.2.1. Pruebas con rayos cósmicos en el IF-UNAM	52
3.2.2. Caracterización de la ganancia de los fotomultiplicadores	52
3.2.3. Caracterización de la resolución temporal de los fotomultiplicadores	54
3.2.4. <i>Time Walk</i>	56
4. Caracterización del detector con haz	59
4.1. El área experimental Este del CERN	59
4.1.1. Elección del haz para la prueba	60
4.2. Arreglo experimental	62
4.3. Esquema de la electrónica utilizada en la toma de datos	63
4.3.1. Generación de la ventana de integración y de la señal de <i>start</i>	63
4.3.2. Señal para la medición de la ganancia	64

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	III
4.3.3. Señal para la medición de tiempos	65
Corrección por <i>jitter</i>	66
4.4. Caracterización global de cada celda del V0A	68
4.4.1. Ganancia	68
4.4.2. Resolución temporal	69
4.4.3. Correlación entre la resolución temporal y la ganancia	70
4.4.4. <i>Time walk</i>	70
5. Resultados y conclusiones	73
5.1. Uniformidad en la respuesta del detector	73
5.2. Conclusiones	78
A. Pseudorapidez	81
B. Requerimiento en la resolución del detector V0A	83
B.1. Interacción haz con haz seguida de otra interacción del mismo tipo	83
B.2. Interacción haz con haz seguida por una interacción con gas residual en RB26	84
B.3. Interacción con gas residual en RB26 seguida por una interacción de haz con haz	84
B.4. Interacción con gas residual en RB24 seguida por una interacción de haz con haz	85
B.5. Interacción de haz con haz seguida de una interacción con gas residual en RB24	86
Bibliografía	89

Introducción

The principle of science, the definition, almost, is the following: *The test of all knowledge is experiment.* Experiment is the sole judge of scientific “truth”.

Richard P. Feynman

La física de partículas elementales es el estudio de la estructura del universo a su nivel más fundamental y se encuentra en el umbral de una nueva era de descubrimiento. La ciencia moderna de la física de partículas es un descendiente directo de la antigua tradición filosófica griega. Enfrenta el reto de identificar los constituyentes básicos de la materia y las reglas fundamentales que gobiernan su comportamiento. Aspira a explicar cómo estos constituyentes y reglas relacionan todos los fenómenos físicos que se observan en el universo actual. En la actualidad se tiene un conocimiento importante sobre la materia de la cual nosotros, las estrellas y los planetas están hechos. Además, es posible predecir con una precisión sorprendente los resultados de los experimentos usando una descripción matemática de las partículas elementales y la manera en que ellas interactúan, llamada el modelo estándar. Este modelo es construido en base a dos fundamentos, la mecánica cuántica y la relatividad especial.

El modelo estándar es un triunfo de la ciencia del siglo veinte. Este modelo describe a las partículas que componen el universo y las fuerzas que actúan entre ellas. Sin embargo, no explica por que hay tres familias de partículas, ni por que existen aparentemente cuatro fuerzas que actúan entre ellas. La electricidad, el magnetismo y la gravedad son fuerzas que podemos sentir en la vida diaria. Dentro del átomo, la fuerza fuerte confina a los quarks dentro de los protones y los neutrones, que a su vez se combinan para formar los núcleos, mientras que la fuerza débil es la causante de los decaimientos radiactivos de algunos núcleos. Juntas, estas fuerzas explican por que el sol brilla y provee las fuentes de energía en las cuales nuestra civilización y sus tecnologías están basadas. En la última década del siglo veinte, mediciones precisas sobre las propiedades de la fuerza débil han colocado al modelo estándar en una sólida base experimental. El modelo estándar es la teoría que ha sido verificada con mayor precisión en la historia de la ciencia.

En la actualidad el modelo estándar se puede equiparar en importancia con avances en la biología, medicina, cosmología y otras ciencias como uno de los grandes logros científicos del siglo veinte. Pero aún existe mucho por aprender en todos esos campos y la física de partículas no es la excepción. Aunque se tiene un buen entendimiento de la composición de la materia ordinaria a su nivel más fundamental, también se conoce que este tipo de materia solo se trata de aproximadamente el 4% del total de la masa y energía del universo. El 96% restante está constituido de otras cosas denominadas normalmente materia oscura y energía oscura, acerca de las cuales se tiene muy poco conocimiento.

Esta componente faltante no brilla ni refleja la luz, y su presencia ha sido mostrada a través de sus efectos en las fuerzas gravitacionales que dan forma al universo. Entender la naturaleza de la materia y energía oscura es solo uno de los grandes retos de la física de partículas en la actualidad.

La física de partículas elementales es un área que requiere el desarrollo de instrumentos científicos muy grandes que llevan a la tecnología a su límite. Requiere la colaboración tanto de instalaciones científicas como de intelectos y ha requerido ser organizada en una escala internacional. La comunidad de física de partículas ha sido un ejemplo de colaboración global, con científicos de todo el mundo compartiendo su conocimiento y experiencia en la persecución de metas comunes. La tecnología desarrollada para física nuclear y de altas energías ha hecho y continúa dejando un impacto en la sociedad, en áreas como ciencia de materiales y biología (e.g. instalaciones de radiación sincrotrón), comunicaciones y tecnología de la información (e.g. el internet y la tecnología grid) y salud (e.g. el *scanner* PET e instalaciones de terapia por hadrones).

El siguiente paso en el estudio experimental de la física de partículas tendrá lugar en el LHC (*Large Hadron Collider*) en el CERN, localizado cerca de Ginebra, Suiza. Después de una década en construcción, esta máquina de 27 kilómetros de circunferencia, y sus gigantescos detectores de partículas, empezará a operar a mediados de 2008.

El acelerar partículas a velocidades cercanas a la velocidad de la luz y hacerlas colisionar a muy altas energías permite, a través de la ecuación de Einstein $E = mc^2$, convertir esa energía en partículas. Entre mayor sea la energía, más pesadas podrán ser las partículas producidas, haciendo posible explorar estados de la materia que, mientras en principio no tienen un papel en nuestra vida diaria, estuvieron presentes en los primeros instantes del universo, cuando un ambiente de alta energía era común e hizo posible su producción. El estudio de las propiedades de tales partículas en experimentos de los aceleradores actuales nos permite, entre otras cosas, establecer cómo estos estados contribuyeron a la evolución del universo que observamos actualmente.

El universo se está expandiendo de manera acelerada, y debió tener una temperatura y densidad muy altas cuando era joven. Las condiciones una fracción de segundo después del *Big Bang* son similares a aquellas creadas al colisionar partículas a muy altas energías usando aceleradores modernos como LHC. Esto es necesario para clarificar el origen de la materia y energía oscura, y encontrar una explicación para el dominio de la materia sobre la antimateria en el universo actual. El poder acceder a mayores energías permitirá ver más allá del modelo estándar, descubriendo nuevos fenómenos y aumentando el conocimiento sobre el universo.

El LHC es una máquina llena de superlativos. Es la instalación superconductora más grande del mundo. Su interior es más frío que el espacio exterior y tiene un vacío mayor que el que existe en las regiones entre la tierra y la luna y producirá billones de colisiones protón-protón por segundo. Por esas razones no sólo se trata de una máquina para estudiar física de frontera, si no una máquina de tecnología de frontera. Es el instrumento científico más complejo jamás construido, los imanes del LHC operarán a 1.9 grados arriba del cero absoluto (~ -271 ° C).

La UNAM en colaboración con el CINVESTAV, desarrolló y construyó el detector V0A del experimento ALICE del CERN. Este trabajo reporta la última parte del desarrollo del detector antes de su instalación en el experimento.

El trabajo desarrollado en la tesis se centra en la construcción del detector V0A en el IF-UNAM y la prueba de su funcionamiento con un haz en el CERN. El trabajo está dividido en cinco capítulos.

En el capítulo uno se hace una descripción del experimento ALICE en el CERN, la física que se planea estudiar con el detector y los sub-detectores que se utilizarán para realizar distintas funciones durante la toma de datos. Se describe la importancia que tendrá el detector V0 en el funcionamiento del experimento. Antes de detallar las características del detector V0A, se hace un breve repaso de algunas de las características de los detectores de radiación y los principios

físicos por los cuales funcionan.

Posteriormente, en el capítulo dos se hace una descripción más completa de los objetivos del detector V0 y se hace una descripción del tipo de detectores de los cuales forma parte el V0: los detectores de centelleo, se mencionan sus características de funcionamiento y propiedades. A continuación se discute sobre el otro componente principal en los detectores de centelleo además del material centellador: el fotomultiplicador, sus principios de operación, características y la importancia de contar con un fotomultiplicador con propiedades especiales en el detector V0A. Posteriormente se discute el acoplamiento de estos dos elementos y el cómo se realizará el control del detector una vez instalado en el experimento.

En el capítulo tres se detalla el proceso de construcción utilizado en el detector V0A y la caracterización de los fotomultiplicadores en el IF-UNAM con rayos cósmicos utilizando el último prototipo del detector que se probó en el CERN en el verano de 2006.

En el capítulo cuatro se describe la caracterización del detector realizada en el CERN con un haz. Se explica cómo se realizaron las mediciones y se presentan los resultados de la caracterización global del detector.

El capítulo cinco muestra los resultados del estudio de la uniformidad en la resolución temporal en la superficie del detector. Finalmente se presentan las conclusiones del trabajo.

Como complemento se incluyen un par de apéndices, el primero trata sobre la variable cinemática más importante para este trabajo, la pseudorapidez. El segundo explica en mayo detalle el por qué es necesario tener una resolución mejor que un nanosegundo en el detector.

Capítulo 1

El experimento ALICE y detectores en física de altas energías

El LHC (Large Hadron Collider, ver figura 1.1) es un acelerador de partículas que hará colisionar haces de protones a una energía de 14 TeV . También se podrán realizar colisiones entre núcleos de plomo a una energía de 1150 TeV , colisiones entre otras especies nucleares y colisiones protón-núcleo. El complejo del acelerador albergará seis experimentos, siendo los cuatro mayores: ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*), ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*), CMS (*Compact Muon Solenoid*) y LHCb (*The Large Hadron Collider beauty experiment*).

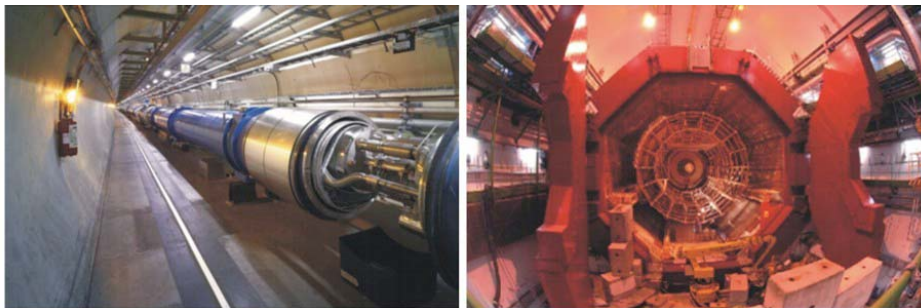


Figura 1.1: El acelerador LHC del CERN. A la derecha la caverna del experimento ALICE.

Uno de los problemas principales que se estudiarán en el LHC es la conexión entre transiciones de fase que involucran campos cuánticos elementales, simetrías fundamentales y la naturaleza del origen de la masa. El programa experimental en el LHC aborda el estudio del mecanismo de ruptura de simetría a través de enfoques experimentales complementarios. ATLAS y CMS buscarán a la partícula de Higgs, la cual genera la masa de los bosones de norma electrodébiles y la masa desnuda de los fermiones elementales a través del rompimiento espontáneo de la simetría de norma electrodébil. Además, en estos experimentos se buscarán partículas supersimétricas que son manifestaciones de la ruptura intrínseca entre fermiones y bosones en extensiones del modelo estándar. LHCb se enfocará en realizar mediciones precisas con quarks b y estudiará procesos que violan la simetría CP.

Además, se espera que los resultados de todos los experimentos del LHC tengan impacto en varios campos de la astrofísica. Por ejemplo, a la más alta energía del LHC se tiene que la energía disponible en una interacción o energía invariante \sqrt{s} será de 14 TeV que corresponde a un protón con energía de $\sim 10^{17} \text{ eV}$ interactuando con un blanco fijo (ver la figura 1.2). Por tanto, los experimentos del LHC podrán contribuir al entendimiento de las interacciones de rayos cósmicos a las más altas energías. Con estos experimentos se ayudará a aumentar el conocimiento sobre las interacciones hadrónicas y servirán para poner a prueba las predicciones de los diferentes modelos que serán utilizados en los experimentos de rayos cósmicos más actuales.

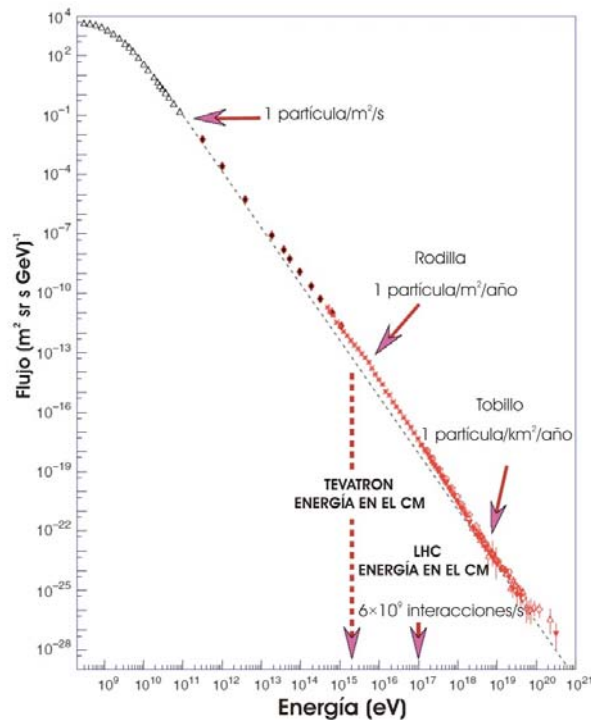


Figura 1.2: Flujo de rayos cósmicos como función de su energía. La energía disponible que se indica, para el caso de aceleradores, es el equivalente de su energía en el centro de masa convertida a la energía de un experimento de blanco fijo.

1.1. El experimento ALICE

ALICE (figura 1.3) es un experimento para estudiar colisiones de iones pesados [1]. Fue diseñado para estudiar la física de materia con densidades de energía extrema y el plasma de quarks y gluones (QGP) en colisiones núcleo-núcleo en el LHC. La colaboración incluye a más de 1000 físicos e ingenieros de alrededor de 86 instituciones en 29 países [2].

ALICE estudiará el papel de la simetría quiral en la generación de las masas de las partículas compuestas (hadrones) usando colisiones de iones pesados para obtener altas densidades de energía en volúmenes suficientemente grandes y escalas de tiempo largas. ALICE estudiará física en el régimen de densidad de energía de $\epsilon \approx 1 - 1000 \text{ GeV fm}^{-3}$.

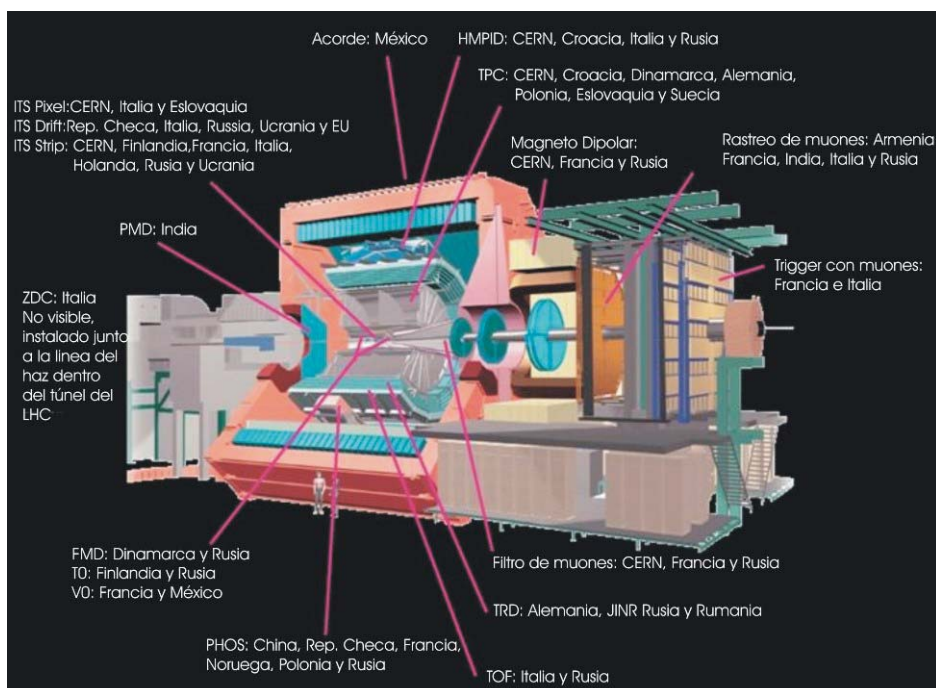


Figura 1.3: Esquema del experimento ALICE mostrando la participación de cada país.

Además, el objetivo es aumentar la comprensión en la física de densidades de partones cercanas a la saturación del espacio fase, y su evolución dinámica colectiva hacia la hadronización (confinamiento) en un ambiente nuclear denso. De esta manera, también se espera aumentar la comprensión de la estructura del diagrama de fases de cromodinámica cuántica (QCD) y las propiedades de la fase del QGP. El entendimiento de este sistema, que evoluciona rápidamente, es un reto teórico que proporciona la oportunidad de desarrollo y prueba de una combinación de conceptos que incluyen a la física de partículas elementales, física nuclear, termodinámica en equilibrio y fuera de equilibrio e hidrodinámica desde una perspectiva interdisciplinaria.

1.2. Física de iones pesados ultrarelativistas

La física de altas energías ha establecido y validado a lo largo de la última década una detallada, pero sin embargo todavía incompleta, teoría de las partículas elementales y sus interacciones fundamentales, llamada el modelo estándar. Aplicar y extender el modelo estándar a sistemas de tamaño finito que son complejos y que evolucionan dinámicamente, es el objetivo de la física ultra-relativista de iones pesados. El objetivo de la física de iones pesados es estudiar y entender cómo los fenómenos colectivos y las propiedades macroscópicas, que envuelven muchos grados de libertad, emergen de las leyes microscópicas de la física de partículas elementales.

Específicamente, la física de iones pesados trata sobre estas preguntas en el sector de las interacciones fuertes, al estudiar a la materia nuclear bajo condiciones de temperatura y densidad extrema. Una de las características más importantes de las colisiones de alta energía núcleo-núcleo es la gran cantidad de energía involucrada. Cuando una gran parte de esta energía se deposita en una pequeña región del espacio en una fracción de tiempo, la densidad de energía puede ser muy alta.

Es importante notar cómo se distribuye esta energía después de una colisión núcleo-núcleo a alta energía. La evidencia experimental muestra que las colisiones nucleares inelásticas tienen secciones eficaces grandes[3]. Partiendo del caso de las colisiones nucleón-nucleón, la sección eficaz inelástica es la componente principal de la sección eficaz total nucleón-nucleón y los nucleones que colisionan pierden una parte importante de sus energías (alrededor de la mitad). La energía perdida por los nucleones se deposita en una vecindad del centro de masa y es posteriormente transportada por piones y otros mesones. En una colisión central núcleo-núcleo existen muchas colisiones inelásticas. Respecto a la energía depositada en la vecindad del centro de masa, de manera cualitativa se puede decir que el efecto de muchas colisiones nucleón-nucleón inelásticas en una reacción núcleo-núcleo es aproximadamente aditiva, es decir, entre mayor sea el número de colisiones nucleón-nucleón inelásticas, mayor será la energía depositada en la vecindad del centro de masa. Otra consideración es que debido a la contracción de Lorentz, los dos núcleos que van a colisionar parecerán como dos discos delgados y las colisiones nucleón-nucleón entre los dos núcleos ocurrirán prácticamente al mismo tiempo y en un espacio muy estrecho. Como consecuencia, en esta región la densidad de energía será muy alta. Esta densidad de energía, un orden de magnitud mayor que la densidad de energía de la materia nuclear en equilibrio, puede favorecer la formación de nuevas formas de materia tales como el plasma de quarks y gluones.

La transición de fase entre el estado confinado de los partones y el plasma de quarks y gluones, la cual ocurre a una densidad de energía característica, es el caso más destacado de un fenómeno colectivo de volumen predicho por el modelo estándar. El estudio de este fenómeno influirá de manera crucial en la comprensión actual que se tiene de la estructura del modelo estándar a baja energía y sobre la evolución de las primeras etapas del universo.

De acuerdo a la cosmología del Big-Bang, el universo evolucionó desde un estado inicial con una densidad de energía extrema hasta su estado actual a través de una rápida expansión y enfriamiento, y por lo tanto pasó a través de una serie de transiciones de fase predichas por el modelo estándar. Las características globales del universo como su estructura a gran escala (distribución de galaxias), se cree que están ligadas a las características propias de estas transiciones de fase.

Dentro del esquema del modelo estándar, la aparición de transiciones de fase que envuelven campos cuánticos esta intrínsecamente conectada al rompimiento de simetrías fundamentales. En general, las simetrías intrínsecas de la teoría, las cuales son válidas a altas densidades de energía, se rompen debajo de ciertas densidades de energía críticas. El contenido de partículas y la masa de las mismas se originan como consecuencia directa de mecanismos de rompimiento de simetría. Cálculos de QCD en la red, que es la teoría de las interacciones fuertes, predicen que a una temperatura crítica de aproximadamente 170 MeV , que corresponde a una densidad de energía $\epsilon_c \approx 1 \text{ GeV fm}^{-3}$, la materia nuclear sufre una transición de fase a un estado de-confinado de quarks y gluones, una transición que se cree sucedió en el universo, pero en dirección contraria, alrededor de 10^{-5} segundos después del Big Bang . Además, la simetría quiral se restaura de manera aproximada y las masas de los quarks en piones se reducen de su valor efectivo al valor de quarks que no interactúan (unos cuantos MeV).

Durante las colisiones de iones pesados ultra-relativistas, en el experimento ALICE se espera obtener densidades de energía que alcanzan y exceden la densidad de energía crítica ϵ_c , haciendo entonces posible la transición de fase de QCD, la única predicha por el modelo estándar que está dentro del alcance de los experimentos de laboratorio.

Nuevos aspectos en la física de iones pesados en el LHC

La energía desde el sistema de referencia del centro de masa de las colisiones nucleón-nucleón de los iones más pesados en el LHC ($\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$) excederá a las energías disponibles en RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) por un factor de aproximadamente 30, permitiendo estudiar un nuevo ámbito para la física. La experiencia histórica sugiere que un salto tan grande en la energía disponible suele llevar a nuevos descubrimientos.

1.2.1. Observables de iones pesados en ALICE

La observable más fundamental es el promedio de la multiplicidad de partículas cargadas por unidad de rapidez¹ (densidad de rapidez dN_c/dy). Por la parte teórica, esta observable fija una propiedad global del medio producido en la colisión y como está relacionado con la densidad de energía alcanzada, se utiliza en el cálculo de la mayoría de las otras observables[4].

Por la parte experimental, la multiplicidad de partículas cargadas por unidad de rapidez determina mayormente la precisión con la cual muchas observables pueden ser medidas.

A pesar de su importancia tanto teórica como experimental, no hay cálculos de primeros principios de esta observable partiendo del lagrangiano de QCD. Estas dificultades se reflejan en las discusiones teóricas sobre la multiplicidad de partículas esperada en colisiones de iones pesados. Antes del comienzo de la operación de RHIC, las extrapolaciones de mediciones realizadas con SPS a $\sqrt{s} = 20 \text{ GeV}$ a las de $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ variaron ampliamente, la mayoría sobreestimando el resultado. Aún después de los datos tomados de RHIC, extrapolaciones de más de un orden de magnitud en \sqrt{s} de 200 a 5500 GeV son difíciles[4].

Existen diferentes modelos para estimar el número de partículas producidas en una colisión basándose en extrapolaciones, sin embargo no se ha llegado a un consenso sobre qué extrapolación es la correcta.

Además, existen diferentes factores que deben de ser tomados en cuenta cuando se comparan números observados teórica o experimentalmente [4]:

- Los experimentos miden la multiplicidad de partículas cargadas; la teoría normalmente da la multiplicidad total, la cual debe ser reducida por un factor de alrededor de $\frac{2}{3}$ para obtener la multiplicidad de partículas cargadas.
- Los experimentos sólo miden la distribución de pseudorapidez, teóricamente se obtiene la distribución de rapidez.
- Pueden existir muchas incertidumbres asociadas al modelo en cuestión: la teoría puede dar multiplicidades en la formación (en un tiempo de alrededor de $0.1 \text{ fm } c^{-1}$) y esto es modificado durante la evolución del sistema (hasta un tiempo de más de $10 \text{ fm } c^{-1}$).

Conociendo algunos de los objetivos del experimento, ahora se describirán brevemente algunos de los elementos principales que serán útiles para realizar mediciones con ALICE.

¹La multiplicidad es el número de partículas producidas en un evento, y se puede separar en la multiplicidad de partículas cargadas y la multiplicidad de partículas neutras. La rapidez (y) es una variable cinemática que se utiliza para caracterizar a las partículas producidas y es función de su energía y momento longitudinal. El apéndice A trata sobre la relación entre la rapidez y la pseudorapidez (η), esta última es otra variable cinemática que se mide más comunmente.

1.3. Componentes principales del experimento ALICE

La colaboración ALICE utiliza un gran conjunto de dispositivos para realizar mediciones que permiten registrar las partículas generadas durante las colisiones. Cada colisión entre iones, también llamada evento, producirá miles de partículas que saldrán disparadas hacia los diferentes detectores de ALICE. Estos instrumentos son capaces de medir la posición de una partícula con resoluciones de varias micras y distinguir su trayectoria entre todas las producidas durante una colisión.

En ALICE se utiliza un conjunto de detectores que tiene 16 metros de altura y 20 metros de largo. Para que el detector sea eficiente debe poder identificar a todas las partículas generadas en una colisión. Los elementos básicos del detector se pueden enumerar como sigue (ver la figura 1.4):

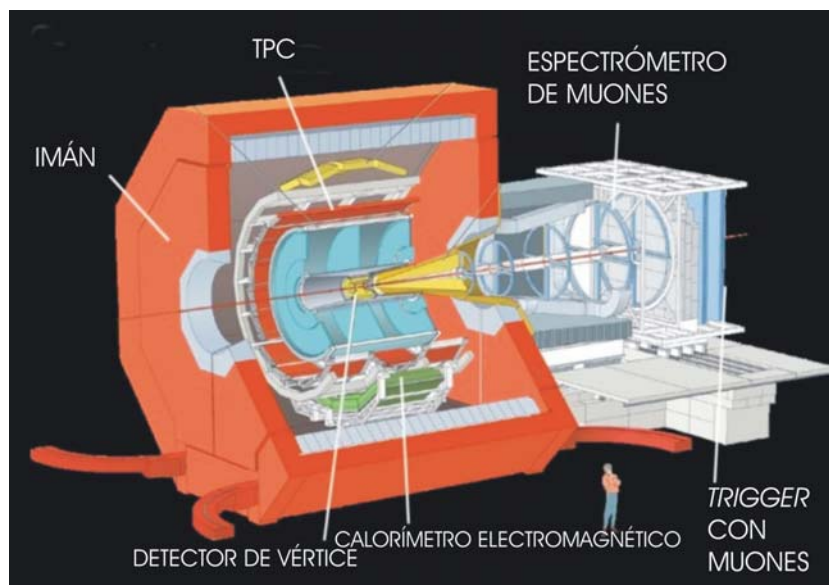


Figura 1.4: Esquema simplificado de ALICE

- **IMÁN**: La mayoría de los elementos de detección están parcial o totalmente dentro de un gigantesco electroimán, cuyo campo magnético desvía la trayectoria de las partículas cargadas generadas durante las colisiones. Esto permite determinar la carga eléctrica de las partículas y su momento. En el experimento ALICE se utiliza un solenoide que perteneció al experimento L3 del acelerador LEP del CERN [1].
- **DETECTOR DE VÉRTICE O SISTEMA DE RASTREO INTERIOR (ITS)**: Las partículas con una vida media corta viajan una distancia pequeña antes de decaer. Este sistema tiene como objetivo el identificar los fenómenos de desintegración al medir la posición donde éstas ocurren con una precisión del orden de $5 \mu m$ en la dirección del haz y alrededor de $25 \mu m$ en el plano transversal [5].
- **CÁMARA DE RASTREO (TPC)**: Las trazas dejadas por las partículas cargadas son identificadas por este dispositivo. Este sistema provee imágenes en tres dimensiones de las trayectorias de las partículas.
- **CALORÍMETRO ELECTROMAGNÉTICO**: Este detector mide la energía total de los fotones que pasa a través de él, al absorberlos.

- **ESPECTRÓMETRO DE MUONES:** Los muones son partículas que interactúan raramente con la materia y por tanto no pueden ser identificadas entre la gran cantidad de señales dejadas por las otras partículas. Para remover estas señales, los detectores de muones son blindados por varios metros de material que absorbe a todas las demás partículas excepto a los muones. Un campo magnético que desvía sus trayectorias y un conjunto de detectores que muestrea sus trayectorias complementan el sistema del espectrómetro de muones.
- **EL SISTEMA DE DISPARO O TRIGGER:** Está conformado por detectores especializados en determinar un conjunto de criterios que definen la calidad de una colisión o para aislar eventos interesantes poco comunes. Sólo aquellos eventos que cumplen los criterios establecidos por el sistema de disparo se tomarán en cuenta en los demás detectores². El detector V0 es un sistema de disparo para el experimento ALICE y validará en tiempo real las colisiones que son de interés.

Como se mencionó anteriormente, ALICE es un experimento cuyos detectores medirán e identificarán hadrones, leptones y fotones con pseudorapidez intermedia producidos en las interacciones. Tiene un diseño único en base a una optimización diferente de los demás experimentos diseñados para estudiar colisiones p-p en el LHC. Esto es resultado de los requisitos para rastrear e identificar partículas en un amplio rango de momento, desde $\sim 100 \text{ MeV}c^{-1}$ hasta un valor de $\sim 100 \text{ GeV}c^{-1}$ [4], reconstruir partículas con vida media corta como los hiperones, mesones **D** y **B**, además de tener que realizar estas tareas en un ambiente con muy altas multiplicidades de hasta 8000 partículas cargadas.

La detección e identificación de muones se realiza por medio de un espectrómetro especialmente diseñado que cuenta con un magneto dipolar y cubre un amplio rango de pseudorapidez ($-4.0 \leq \eta \leq -2.4$). Los electrones, hadrones y fotones son detectados e identificados en la región central de pseudorapidez ($-0.9 \leq \eta \leq 0.9$) por un complejo sistema de detectores inmersos en un campo magnético de 0.5 T.

El rastreo de las partículas se basa en detectores con alta granularidad: un sistema de rastreo interno *ITS* (*Inner Tracking System*), una cámara de proyección de tiempo *TPC* (*Time Projection Chamber*) y un detector de radiación de transición de alta granularidad *TRD* (*Transition Radiation Detector*). La identificación de partículas en la región central es llevada a cabo por diferentes métodos: a través de la medición de la pérdida de energía en los detectores de rastreo, la radiación de transición en el *TRD*, la medición del tiempo de vuelo *TOF*, la radiación de Cherenkov en el identificador de partículas con alto momento *HMPID* (*High - Momentum Particle Identification Detector*) y un espectrómetro de fotones *PHOS* (*PHOTon Spectrometer*).

Otros detectores localizados a pseudorapideces grandes complementan el sistema de detección central para caracterizar a los eventos y proveer la señal de disparo de la interacción. Estos cubren una amplia aceptación ($-3.7 \leq \eta \leq 5.1$, ver la tabla 1.1) para la detección de partículas cargadas y proveer señales de disparo *FWD* (los detectores *Forward Multiplicity Detector - FMD*, *V0* y *T0*) y una región angosta a pseudorapideces grandes ($2.3 \leq \eta \leq 3.5$) para la medición de la multiplicidad de fotones *PMD* (*Photon Multiplicity Detector*) y la cobertura de la pseudorapidez de los haces para medir a los nucleones espectadores en colisiones de iones pesados *ZDC* (*Zero Degree Calorimeters*).

²El sistema de disparo de ALICE trabajará en tres niveles. El propósito del nivel cero es indicar que hubo una interacción lo más rápido posible y está basado en los detectores V0 y T0. El sistema de disparo de nivel uno se basa en información del sistema de muones y del detector ZDC. En el nivel dos se utilizan algoritmos más selectivos que en los niveles anteriores y se utiliza información de otros detectores. Después del nivel dos el sistema de adquisición de datos escribe en disco toda la información de los detectores de ALICE. [6]

De este conjunto de detectores, los de mayor interés para este trabajo son los detectores que conforman el *FWD*, que se describen a continuación.

1.4. FWD de ALICE

Los módulos de detección delanteros (FWD) de ALICE son:

- *T0*: Dos arreglos de radiadores Cherenkov.
- *V0*: Dos anillos de plásticos centelladores.
- *FMD*: Cinco anillos de detectores de tiras de silicio.

Este sistema provee diferentes funciones y tiene redundancia hasta cierto grado, lo que se considera una ventaja en ALICE. Este sistema provee una solución para obtener el disparo de nivel cero y obtener información de la multiplicidad en las regiones delanteras y traseras ($|\eta| > 1.5$). El sistema de tres detectores está localizado a distancias radiales pequeñas de la línea del haz. El sistema consiste en detectores colocados en ambos lados (etiquetados como *A* cuando están hacia RB24, y etiquetados con una *C* hacia RB26, ver la figura 1.5) del punto de interacción (IP) y a varias distancias del IP.

DETECTOR	η_{MIN} LADO A (RB24)	η_{MAX} LADO C (RB26)
T0	4.5/5.0	-3.3/-2.9
V0	2.8/5.1	-3.7/-1.7
FMD	1.7/5.0	-3.4/-1.7

Tabla 1.1: Rango de pseudorapidez cubierto por los tres detectores.

A continuación se da una descripción breve de las principales funciones de cada subsistema.

1.4.1. El detector T0

El detector *T0* consiste en dos arreglos de tubos fotomultiplicadores (PMT) equipados con radiadores Cherenkov. Los arreglos están en ambos lados del *IP*. La principal tarea del detector *T0* es suministrar señales rápidas que serán usadas como disparo de nivel cero para ALICE y suministrar una señal de activación para el detector *TRD* (detector de radiación de transición) y suministrar el tiempo de colisión de referencia para el detector de tiempo de vuelo (TOF). El detector *T0* cubre un rango de pseudorapidez de $-3.3 < \eta < -2.9$ y $4.5 < \eta < 5.0$. La resolución temporal (σ) de *T0* es mejor que 50 ps. La eficiencia del disparo varía de alrededor de 50% para colisiones p-p hasta 100% para colisiones A-A. La principal señal de disparo de *T0* será la de vértice confirmando la localización del *IP* dentro de los límites predefinidos, con una precisión mejor que 1.5 cm. Para colisiones A-A, *T0* también proveerá una evaluación rápida de la multiplicidad usando una escala pre-programada de 3 grados (multiplicidad mínima y colisión central o semi-central).

1.4.2. El detector FMD

El *FMD* consiste en $51,200$ canales de tiras de silicio distribuidas en cinco anillos de dos tipos que tienen 20 y 40 sectores cada uno. La función principal del sistema *FMD* es proveer (no en tiempo real) información precisa sobre la multiplicidad de carga en el rango de pseudorapidez

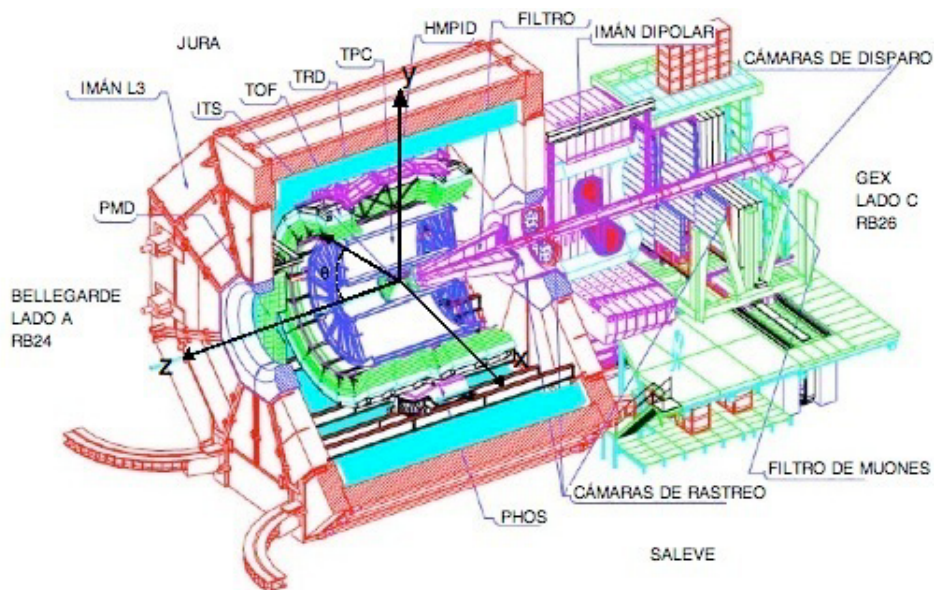


Figura 1.5: Sistema de coordenadas de ALICE

$-3.4 < \eta < -1.7$ y $1.7 < \eta < 5.0$. El tiempo de lectura del sistema (≈ 13 s) sólo permite que el detector pertenezca al nivel dos de disparo y superiores.

Junto con el sistema de pixeles del *ITS*, el *FMD* proveerá las distribuciones de las multiplicidades de partículas cargadas para todas las colisiones en el rango de $-3.4 < \eta < 5.0$. Pequeñas superposiciones entre diferentes anillos y con la capa interna de pixeles del *ITS* proveen redundancia y revisiones importantes para los procedimientos de análisis. El número promedio máximo de partículas cargadas detectadas para una colisión central Pb-Pb será menos de 3 por cada tira. El *FMD* también permitirá el estudio de fluctuaciones en la multiplicidad evento por evento.

1.4.3. El detector V0

El sistema *V0* consiste de dos discos de plástico centellador, cada uno segmentado en ocho sectores y cada sector dividido en cuatro celdas leídas por medio de fibras corredoras de frecuencia. El rango de pseudorapidez cubierto por el sistema *V0* es aproximadamente igual al del *FMD*, por lo tanto provee redundancia, aunque la segmentación es mucho menor, por tanto el número promedio de partículas que pasan por segmento es mucho mayor. La función principal del sistema *V0* es rechazar eventos producidos con el gas residual de la línea del haz, sin embargo, debido a su desempeño modesto en resolución temporal (≈ 0.6 ns) no puede dar información precisa sobre la localización del vértice. Otra de sus funciones es ser capaz de proveer una señal de disparo de nivel cero de la centralidad en tiempo real para ALICE, por medio de fijar un umbral para la energía depositada.

Antes de describir en detalle al detector *V0*, se revisarán algunos conceptos básicos de los detectores.

1.5. Detectores

1.5.1. Antecedentes históricos

Para ser capaces de detectar la presencia de radiación es necesario convertir parte o toda la energía que esta lleva a otra forma más accesible que pueda ser cuantificada, por ejemplo, una corriente eléctrica, un pulso de luz o un cambio químico. A lo largo de la historia de la física nuclear y de partículas elementales se han desarrollado muchos tipos diferentes de detectores, todos basados en este mismo principio fundamental.

Uno de los métodos más importantes para la detección de radiación ha sido por medio de la ionización creada cuando las partículas cargadas interactúan con la materia. Por un lado las partículas cargadas transfieren su energía a la materia a través de colisiones directas con los electrones de los átomos del material, produciendo ionización o excitación de los átomos. Por otro lado la radiación neutra (partículas neutras y fotones) deben primero sufrir algún tipo de reacción en el detector que produzca partículas cargadas, que sí podrán ionizar o excitar a los átomos del detector. La energía depositada en el material del detector será posteriormente convertida en señales ópticas, eléctricas o químicas.

Tal vez el primer detector de radiación fue el electroscopio de hojas de oro³ que data del siglo XVI. Este puede ser utilizado para medir la cantidad de ionización producida por la radiación, pero este dispositivo tuvo ese uso hasta finales del siglo XIX, cuando se descubrió la radiación ionizante.

La primera cámara de ionización que producía pulsos eléctricos fue desarrollada en 1908 por Rutherford y Geiger en Manchester. Esta producía un pulso de carga para cada partícula incidente en el gas que contenía la cámara. El trabajo en detectores sólidos de ionización comenzó hasta alrededor de la década de 1940. Posteriormente a esto es cuando comenzaron a aparecer los primeros detectores de ionización hechos con líquidos.

Sin embargo los primeros estudios sobre la radiación ionizante no usaron este tipo de técnicas. Los experimentos de Röntgen en 1895 con rayos x producidos por rayos catódicos (electrones producidos por medio de emisión termoiónica en el cátodo de un tubo de descarga) mostraron que los materiales pueden emitir luz visible cuando son alcanzados por estos rayos x.

Este trabajo sin embargo no mostró pulsos individuales de radiación. Fue hasta 1903 cuando Crookes, Elster y Geitel realizaron experimentos con sulfuro de zinc y encontraron que cuando este se exponía a radiación de partículas alfa se observaban un número de centelleos de corta duración a través de la superficie [7].

Comunmente los descubrimientos en física están relacionados con el desarrollo de detectores. El primer dispositivo para visualizar las trazas creadas por partículas fue la cámara de niebla de Wilson. En ésta, se puede observar la trayectoria de las partículas ionizantes, debido a que estas producen la condensación de pequeñas gotas de agua en la atmósfera de aire y vapor de agua dentro de la cámara. Wilson ganó el premio Nobel en 1927 por el desarrollo de la cámara de niebla. Este detector fue utilizado en el descubrimiento de la primera antipartícula, el positrón, por Anderson, quien a su vez ganó el premio Nobel en 1936. El premio Nobel de 1948 fue para Blackett por el desarrollo y uso de la técnica de la cámara de niebla en el estudio del núcleo atómico y la radiación cósmica. Powell ganó el premio Nobel de 1950 por el desarrollo de la técnica de emulsión fotográfica y el descubrimiento del meson pi. La invención de la cámara de burbujas

³Aunque no fue utilizado con ese fin entonces, en realidad fue utilizado por el médico inglés William Gilbert para realizar experimentos de electrostática.

por Glaser recibió el premio Nobel en 1960. Durante los 60s se descubrieron muchas partículas elementales gracias a la técnica de la cámara de burbujas y Álvarez ganó el premio Nobel en 1968 por el desarrollo de esta técnica [8].

En la física de partículas moderna, algunas veces una sola interacción de un conjunto de millones es la que resulta más interesante. La dificultad experimental consiste en aislar estas interacciones que aunque son muy pocas son excepcionalmente interesantes. Los métodos fotográficos que alguna vez fueron muy exitosos para explorar procesos entre partículas, no son eficientes para realizar este tipo de tareas. Georges Charpak desarrolló la cámara multi-alambre, utilizó electrónica moderna y se dió cuenta de la importancia de tener una interface entre el detector y una computadora. Su invención hizo posible el incrementar la velocidad de adquisición de datos por un factor de mil comparado con los métodos previos para registrar las trayectorias de partículas cargadas. Del mismo modo la resolución espacial en las mediciones fue mejorada. El trabajo de Charpak fue publicado en 1968 y ganó el premio Nobel de Física en 1992. Hoy en día los detectores son esencialmente de naturaleza eléctrica, es decir que en algún momento la información producida en el detector se transforma en pulsos eléctricos que pueden ser tratados por medios electrónicos, haciendo uso de los avances actuales en electrónica y en computación para tratar a la información de manera rápida y eficiente.

1.5.2. Detección de partículas cargadas

Las partículas cargadas, como los electrones, muones y núcleos atómicos, pierden energía a través de interacción Coulombiana con los electrones de los átomos que encuentran a su paso. La ecuación que describe la interacción de partículas ionizantes con materia es la ecuación de Bethe-Bloch.

La ecuación de Bethe-Bloch

La pérdida de energía por medio de ionización⁴ es, en general, el mecanismo principal por el cual una partícula cargada es frenada en un medio.

La ecuación que describe la razón de pérdida de energía con la distancia $-dE/dx$, cantidad también conocida como pérdida específica de energía o poder de frenado, es la ecuación de Bethe-Bloch. Este modelo es particularmente apropiado para iones tales como protones o partículas alfas que están totalmente desnudos de sus electrones atómicos durante casi toda su trayectoria antes de que sean detenidos, así como para electrones y muones en un amplio rango de energías. En el caso de los iones desnudos, la carga de estas partículas es ze , con z el número atómico de la partícula en cuestión y e la carga del electrón. La ecuación de Bethe se puede escribir como:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 Z \phi(\beta)}{A \beta^2} \quad (1.1)$$

donde se tiene que:

$$\phi(\beta) = K \left[\frac{1}{2} \ln \left\{ \frac{2m_0 c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right\} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (1.2)$$

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_0 c^2 \quad (1.3)$$

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} \quad (1.4)$$

⁴La ionización es la liberación de cargas eléctricas libres en un medio por el cual pasa radiación.

donde $\beta = v/c$ y $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, la masa del electrón en reposo es m_0 , ϵ_0 es la permitividad en el espacio libre, N_A el número de Avogadro y Z el número atómico del material en el cual pasa la partícula respectivamente. El factor I es la llamada energía de ionización promedio. Este factor toma en cuenta el hecho de que la razón de la pérdida de energía debe ser función de qué tan fácilmente puede ser excitado y ionizado un electrón del material blanco. Este parámetro es una especie de promedio sobre todos los mecanismos posibles de ionización y excitación en el átomo blanco y es aproximadamente proporcional al número atómico. T_{max} es la energía cinética máxima que puede cederse a un electrón libre en una sola colisión.

Para una partícula con masa M y momento $M\beta\gamma c$, T_{max} está dado por:

$$T_{max} = \frac{2m_0c^2\beta^2\gamma^2}{1 + (2m_0\gamma)/M + (m_0/M)^2} \quad (1.5)$$

La ecuación de Bethe-Bloch en la forma (1.1) describe la pérdida de energía de piones en un material como cobre con una precisión de alrededor del 1% para energías entre 6 MeV y 6 GeV [9].

Estudiando un poco los factores que conforman a la ecuación (1.1) se puede observar que su principal dependencia es con respecto a z , Z y β , mientras que en cuanto a los términos que conforman a $\phi(\beta)$, el primero al ser logarítmico varía lentamente como función de β , mientras que los dos últimos términos de $\phi(\beta)$ son importantes en el régimen relativista.

También es importante notar que la ecuación de Bethe no será válida para velocidades bajas de las partículas incidentes. Primero por la dependencia $1/\beta^2$, y también por el término $\ln\{(2m_0c^2\beta^2\gamma^2T_{max})/I^2\}$ en $\phi(\beta)$, en el cual para $m_0c^2\beta^2\gamma^2T_{max} < I^2/2$ se vuelve negativo. Por tanto la velocidad de las partículas deberá ser mayor que la velocidad orbital de los electrones según el modelo de Bohr [7]. También existe una cota superior para las energías en donde empiezan a aparecer efectos llamados radiativos.

Regresando a la ecuación (1.1) se observa que debido a el factor z^2 , entre mayor sea la carga de la partícula entrante en el medio mayor será la pérdida de energía. Por tanto se esperará que si se tienen dos partículas con energías similares, la partícula con mayor carga tenga una trayectoria más corta y producirá una mayor densidad de ionización.

En cuanto a la pérdida de energía como función de la velocidad de la partícula, si se consideran partículas incidentes con energías cada vez mayores, la razón de pérdida de energía disminuye como $1/\beta^2$, es decir como el inverso de la energía. Sin embargo a muy altas energías, donde los términos relativistas no son despreciables, las correcciones en $\phi(\beta)$ y $\psi(\beta)$ provocan un ligero aumento en la pérdida de energía.

Después de revisar brevemente el mecanismo de pérdida de energía de la radiación con la materia más importante para este trabajo se describen brevemente algunas consideraciones al diseñar un detector.

1.5.3. Diseño de un detector

Antes de que un nuevo detector pueda ser diseñado apropiadamente para que pueda cumplir sus metas de desempeño, es necesario definir cuidadosamente estas metas y el ambiente en el que deberá trabajar [10]. Algunas de las preguntas pertinentes son:

¿Qué tipo de radiación se desea medir? Conocer el tipo de radiación que se desea medir es importante para definir los materiales que se utilizarán, sus dimensiones y el recubrimiento que estos tendrán, esto con el fin de aumentar la eficiencia para detectarla y evitar que la radiación

sea detenida antes de entrar al material detector.

¿Qué característica se desea medir y con qué precisión? Es necesario conocer cuál es la información que se desea obtener, por ejemplo, si se desean realizar mediciones de tiempo, posición, tasas de conteo o energía de la radiación incidente. Esto ayuda a contestar preguntas que pueden surgir en pasos posteriores del diseño.

¿En qué lugar se realizarán las mediciones? El medio ambiente en el cual operará el detector es un factor muy importante en el diseño, es necesario conocer si los materiales estarán sujetos a estrés mecánico, vibraciones, vacío o temperaturas altas o bajas.

¿Cuál es la cantidad de datos que se esperan tomar? La tasa de conteo es el número de partículas o fotones que interactúan con el detector por segundo. Los componentes del detector tales como el tubo fotomultiplicador, el plástico centellador, los amplificadores y algunos parámetros operacionales como el alto voltaje deberán ser elegidos de manera que estén optimizados para la tasa de conteo que se espera tener en el detector.

Si lo que se desea medir es el número de fotones o partículas, sin requerir información sobre su energía, entonces el sistema se le llama de conteo. Los sistemas de conteo más simples miden la salida de corriente del fotomultiplicador operado en modo DC. Este modo de operación se utiliza cuando el flujo de radiación es tan alto que no se pueden separar a los pulsos individuales. En caso de que se requiera registrar el tiempo de una interacción de un fotón o una partícula se necesitan módulos de electrónica especiales. Entre estos módulos se pueden enunciar discriminadores, amplificadores, módulos de retraso y convertidores de tiempo a amplitud. El tiempo siempre se mide relativo a un canal que marca el comienzo o alguna otra referencia como el reloj propio del acelerador.

La resolución de los parámetros del detector estará dada por el ancho del pico en el histograma correspondiente. Qué tan angosto es un pico se define en términos del ancho de la distribución a la mitad del máximo. A continuación se describirán las características de los detectores que son más importantes para este trabajo.

1.5.4. Algunas características de los detectores

Sensibilidad del detector

La primera consideración para un detector es su sensibilidad, es decir, su capacidad de producir una señal útil a partir de un tipo de radiación y energía, puesto que ningún detector puede ser sensible a todos los tipos de radiación en todos los rangos de energía. Por lo tanto un detector se diseña para ser sensible a ciertos tipos de radiación dentro de un intervalo de energía de interés.

La sensibilidad de un detector para un cierto tipo de radiación depende de varios factores como [11]:

- La sección transversal para producir reacciones de ionización o excitación en el detector.
- La masa sensible del detector o parte activa.
- El ruido propio del detector.
- El material que protege el volumen sensible del detector.

La sección transversal y la masa del detector determinan la probabilidad de que la radiación incidente convierta parte o toda su energía dentro del detector en forma de ionización o excitación.

Las partículas cargadas son altamente ionizantes, así que aun detectores con baja densidad y un volumen pequeño producirán ionización dentro de su volumen sensible. En el caso de las partículas neutras, al tener primero que pasar por una interacción que produce partículas cargadas, cuya sección transversal es normalmente menor, para poder ser detectadas se deberá tener detectores con una mayor densidad y volumen para poder asegurar una tasa de interacciones razonable, de otra manera el detector sería esencialmente transparente a la radiación neutra.

Aun cuando se produzca ionización dentro del detector, se necesita una cierta cantidad mínima de ionización para que la señal producida pueda ser utilizada. La cota inferior está determinada por el ruido producido por el detector y su electrónica asociada. El ruido aparece como fluctuaciones en el voltaje o la corriente a la salida del detector y está siempre presente sin importar si hay radiación presente o no. La señal obtenida debe ser más grande que el nivel de ruido promedio para que pueda ser útil. Para un tipo de radiación dado en un cierto rango de energía, la cantidad total de ionización producida está determinada por el volumen sensible. Otro factor limitante es el material que cubre al volumen sensible del detector. Debido a la absorción, sólo la radiación con suficiente energía podrá atravesar esta capa, por lo tanto el grosor de esta capa impone una cota inferior en la energía que es posible detectar.

Respuesta del detector

Además de detectar la presencia de radiación, la mayoría de los detectores son capaces de proveer información sobre la energía de la radiación que detectan. Esto se debe a que la cantidad de ionización producida por la radiación en un detector es proporcional a la energía que ésta pierde en el volumen sensible del detector. Si el detector es lo suficientemente grande de tal manera que la radiación es completamente absorbida, entonces la ionización proporciona una medida de la energía de la radiación.

De manera general, la señal de salida de los detectores es en la forma de un pulso de corriente eléctrica. La cantidad de ionización producida por lo tanto se ve reflejada en la carga eléctrica contenida dentro de esta señal, es decir, al integral del pulso con respecto al tiempo. Si se supone que la forma del pulso no cambia de un evento a otro, el valor de esta integral es directamente proporcional a la amplitud o altura del pulso de la señal, así que esta característica puede ser utilizada. A la relación que existe entre la energía de la radiación y la carga total de la señal de salida se le llama la respuesta del detector.

De manera ideal se desearía que esta relación sea lineal, aunque no siempre es el caso. Para muchos detectores la respuesta es lineal o aproximadamente lineal sólo para ciertos intervalos de energía. Sin embargo, de manera general, la respuesta es una función del tipo de partícula y su energía, y el que un detector tenga una respuesta lineal para un tipo de radiación no implica que lo será para otro. Un ejemplo de esto es un centellador orgánico, cuya respuesta es lineal para electrones hasta energías muy bajas, pero no es lineal para partículas más pesadas como el protón, el deuterón, etc. Esto se debe a los diferentes mecanismos de reacción que provocan en el medio las diferentes partículas.

Tiempo de respuesta

Una característica muy importante de un detector es su tiempo de respuesta. Este es el tiempo que le toma al detector para formar una señal después de que llegó a él la radiación. Esta característica es crucial para detectores con aplicaciones de medición de tiempo, como es el caso del detector V0. Para un buen cronometraje, es necesario que la señal se forme de manera rápida en un pulso definido con un costado creciente tan cercano a la vertical como sea posible.

La duración de la señal también es de importancia, porque durante este período un segundo evento no puede ser aceptado ya sea por que el detector no es sensible o debido a que una segunda señal se acumulará con la primera. Esto contribuye al tiempo muerto del detector y limita la tasa de conteo a la cual puede operar.

Eficiencia del detector

De manera general se puede decir que existen dos tipos de eficiencia cuando se discute sobre la detección de radiación: la eficiencia absoluta y la eficiencia intrínseca en la detección. La eficiencia total o absoluta de un detector se define como la fracción de los eventos emitidos por una fuente que son registrados por el detector, es decir que se puede escribir como:

$$\varepsilon_{tot} = \frac{\text{eventos registrados}}{\text{eventos emitidos por la fuente}} \quad (1.6)$$

Esto es una función de la geometría del detector y la probabilidad de interacción dentro del mismo. Para una fuente que emite de manera isotrópica, la probabilidad de que una partícula sea emitida a un ángulo θ es:

$$P(\theta)d\Omega = \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (1.7)$$

La probabilidad para que una partícula que pasa por el detector tenga una interacción esta dada por:

$$P_{int} = 1 - e^{-x/\lambda} \quad (1.8)$$

Con λ el camino libre medio y x es la trayectoria dentro del detector; con esto se puede escribir que:

$$d\varepsilon_{tot} = (1 - e^{-x/\lambda}) \left(\frac{d\Omega}{4\pi} \right) \quad (1.9)$$

La eficiencia total es entonces la integral de (1.9) en el volumen del detector. La eficiencia puede entonces ser separada en dos partes: la eficiencia intrínseca, ε_{int} , y la eficiencia geométrica o aceptación, ε_{geo} . La eficiencia total o absoluta del detector está dada entonces por el producto:

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{int}\varepsilon_{geo} \quad (1.10)$$

La eficiencia intrínseca es la fracción de los eventos que son registrados por el detector con respecto a los eventos que pasaron por el detector, es decir:

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{eventos registrados}}{\text{eventos que pasaron por el detector}} \quad (1.11)$$

Esta probabilidad depende de las secciones transversales de las interacciones de la radiación incidente en el medio detector, por tanto, la eficiencia intrínseca es una función del tipo de radiación, su energía y el material del que está compuesto el detector. Para el caso de partículas cargadas, la eficiencia intrínseca es generalmente buena para la mayoría de los detectores, debido a que una partícula cargada producirá por lo menos un mínimo de ionización (véase 2.6.2). Para iones, algunos efectos de atenuación pueden estar presentes debido a que al tener una Z mayor, como se puede ver en la ecuación (1.1), pueden perder más energía en la parte inactiva del detector y podrían no ser detectados de manera eficiente.

El problema de la ionización es en general más importante en el caso de la detección de partículas neutras debido a que estas deben primero sufrir una interacción para poder producir partículas cargadas. Este tipo de interacciones son en general menos probables, por lo tanto el

poder capturar una fracción importante de la radiación neutra incidente no es siempre posible. Es entonces cuando las dimensiones del detector son un factor importante para poder tener una buena probabilidad de interacción.

La eficiencia geométrica por otro lado es la fracción de la radiación emitida por la fuente que es geoméricamente interceptada por el detector, y por lo tanto esta depende completamente de la configuración geométrica del detector y de la fuente. También debe ser considerada la distribución angular de la radiación incidente. En algunos casos simples, la eficiencia geométrica se refiere al promedio de la fracción del ángulo sólido que cubren, sin embargo para sistemas de varios detectores que tienen requerimientos de coincidencia, los cálculos son más complejos y es necesario realizar simulaciones por métodos de Monte Carlo.

Capítulo 2

El detector V0

2.1. Objetivos del detector V0

El V0 es un detector que consiste en dos arreglos de plásticos centelladores (llamados V0A y V0C) instalados a ambos lados del vértice de colisión de *ALICE* (ver la figura 2.1). Los dos arreglos cubren los siguientes rangos de pseudorapidez V0A: $2.8 < \eta < 5.1$ y V0C: $-3.7 < \eta < -1.7$, esto se sobrepone de manera parcial con la aceptación del detector *FMD*.

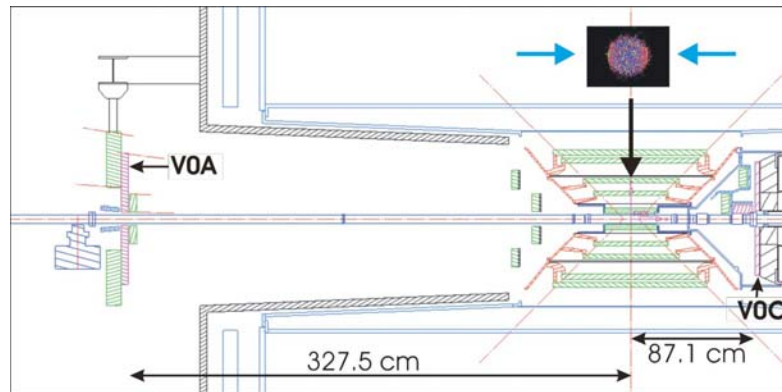


Figura 2.1: Posición de los dos subdetectores de V0: V0A y V0C

Este sistema de detectores está diseñado para cumplir con diversas funciones. La principal es proporcionar una señal de disparo con multiplicidad mínima (*Minimum Bias*) para los detectores de la región central (*central barrel detectors*) en colisiones $p-p$ y $A-A$. Estas señales de disparo se obtendrán de un gran conjunto de eventos con diferente número de partículas cargadas emitidas que pasan a través del detector. Las partículas no se producirán únicamente en las colisiones iniciales, sino también de manera significativa de un fondo de partículas secundarias producidas en la línea del haz.

La eficiencia de disparo resultante y las distribuciones de la multiplicidad de partículas cargadas se verán modificadas de las que se esperarían si se tuvieran exclusivamente colisiones de haz con haz. Sin embargo, existe una dependencia entre el número de partículas que interactúan con los arreglos del V0 y el número de partículas primarias emitidas, sirviendo el número de partículas detectadas como un indicador de la centralidad de la colisión por medio de la multiplicidad registrada en el evento. Sin embargo, el fondo debido a partículas secundarias

complica la obtención de cantidades como la multiplicidad y/o el parámetro de impacto, pero aún es posible aplicar cortes en los datos para obtener señales de disparo basadas en aproximaciones. Se planea tener dos de estos tipos de señales, para colisiones centrales y colisiones semi-centrales.

Las interacciones del haz con el gas residual generarán señales no deseadas a través de los detectores de *ALICE* (ver la figura 2.2). El detector V0 será utilizado como una herramienta de validación para distinguir a las interacciones de haz con haz de las de haz con gas residual.

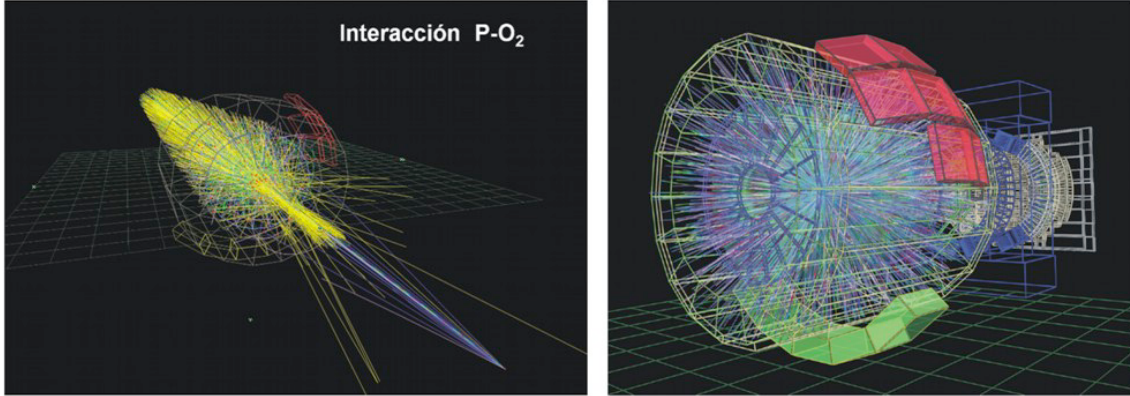


Figura 2.2: Simulación de señales producidas por interacciones haz-gas residual (Matevz Tadel). En la derecha se muestra la simulación de un evento real generado por el software de simulación, reconstrucción y análisis llamado AliRoot.

Para poder optimizar la tasa de disparo con requisitos de mínima multiplicidad, las señales de disparo debidas al fondo deberán ser aisladas. El estudio realizado para definir los requisitos en la resolución temporal del detector V0 [12] mostró que es necesario tener una resolución temporal mejor que 1 ns para tener una buena eficiencia en la discriminación entre señales válidas y las debidas a interacciones con el gas residual. El apéndice B trata sobre este tema.

2.2. Diseño general y requisitos del detector V0

Como también es el caso de los detectores *FMD* y *T0*, el espacio disponible para el detector V0 está restringido por los volúmenes ocupados por los detectores del sistema central (*TPC* e *ITS*) y la parte superior del espectrómetro de di-muones. El dispositivo V0A está instalado en la dirección z-positiva (*RB24*¹) a una distancia de 327.5 cm del punto de interacción. El detector está alojado en una caja montada alrededor de la línea del haz. Un soporte cilíndrico, común para el detector *FMD1* del *FMD*, lo mantiene en posición vertical. El dispositivo V0C está instalado en la dirección z-negativa (*RB26*¹). Como en el caso del V0A, está montado dentro de una caja rígida. El dispositivo se encuentra a 871 mm del punto de interacción. Es un disco de 47 mm de grosor, 74 cm de diámetro con una perforación central de 82 mm de diámetro.

El papel atribuido a este dispositivo en *ALICE* llevó al diseño de un sistema de dos arreglos con las mayores dimensiones posibles para tener la mayor cobertura posible de pseudorapidez. La segmentación del detector V0A se muestra en la figura 2.3. Cada arreglo consiste en 32 centelladores distribuidos en cuatro anillos. Cada uno de estos anillos cubre entre 0.5 y 0.6 unidades de pseudorapidez, esto se muestra en la tabla 2.1. Cada anillo se divide en ocho sectores.

¹*RB24* y *RB26* es la nomenclatura que se utiliza en el área experimental de *ALICE* para referirse a los lados opuestos por donde llegan los haces, ver la figura 1.5

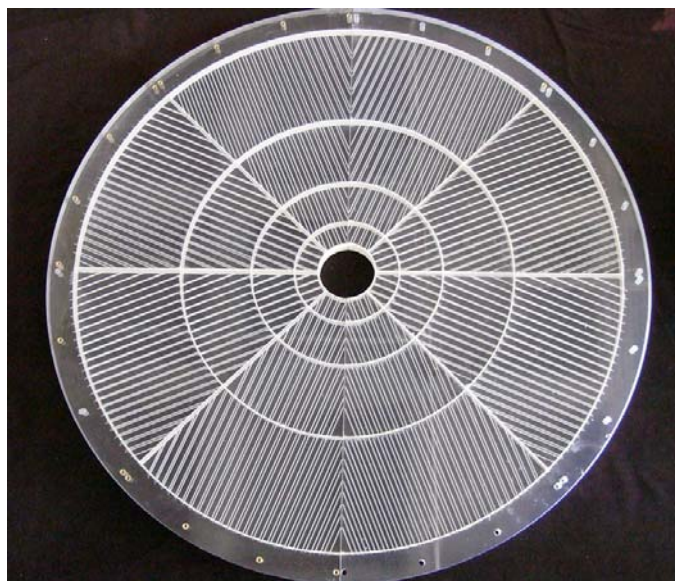


Figura 2.3: Segmentación del detector V0A

Anillo	V0A		V0C	
	η_{max}/η_{min}	$\theta_{min}/\theta_{max}$	η_{max}/η_{min}	$\theta_{min}/\theta_{max}$
0	5.1/4.5	0.7/1.3	-3.7/-3.2	177.0/175.3
1	4.5/3.9	1.3/2.3	-3.2/-2.7	175.3/172.4
2	3.9/3.4	2.3/3.8	-2.7/-2.2	172.4/167.5
3	3.4/2.8	3.8/6.9	-2.2/-1.7	167.5/159.8

Tabla 2.1: Pseudorapidez y aceptación angular de los anillos para los arreglos V0A y V0C.

Para reacciones $p - p$, el número promedio de partículas cargadas dentro un intervalo de 0.5 unidades de pseudorapidez (aproximadamente lo que cubre un anillo) es alrededor de 10. Cada segmento del V0 es por lo tanto principalmente alcanzado por sólo una o dos partículas cargadas. Por lo que se requiere una eficiencia muy alta en la detección de una partícula de mínima ionización (*MIP*) para tener una eficiencia adecuada en las señales de disparo.

En reacciones $Pb - Pb$ el número de partículas de mínima ionización dentro de un rango similar de pseudorapidez puede llegar a 4000 si se incluyen a las partículas secundarias. Por lo tanto, cada canal debe tener un rango dinámico de al menos 1-500 *MIPs*. Los principales requisitos para cada canal son:

- Una producción de luz uniforme y suficiente por cada *MIP*
- Una resolución temporal mejor que 1 ns para cada *MIP*
- Un rango dinámico grande en la electrónica para tener la capacidad necesaria para la multiplicidad de partículas cargadas que se espera encontrar en colisiones $ion - ion$.

2.3. Señal de fondo debida a partículas secundarias en colisiones p-p

La presencia de materia (la línea del haz y otros detectores como el *FMD*, *T0* e *ITS*) frente al *V0* provocará que exista un número importante de partículas secundarias, que modificarán la información física que se puede obtener de las partículas cargadas primarias.

El producir la señal de disparo utilizando sólo la parte derecha o izquierda de *V0* podría haber sido interesante en términos de la eficiencia. Sin embargo, debido a que se espera una importante contribución en la señal medida debido al fondo provocado por interacciones protón-gas residual, tal configuración para producir la señal de disparo no era la más adecuada. La señal de fondo debido a interacciones protón-gas residual debe ser reducida al seleccionar eventos que tengan el tiempo de vuelo apropiado a dos arreglos de detectores, esto se muestra en la figura 2.4.

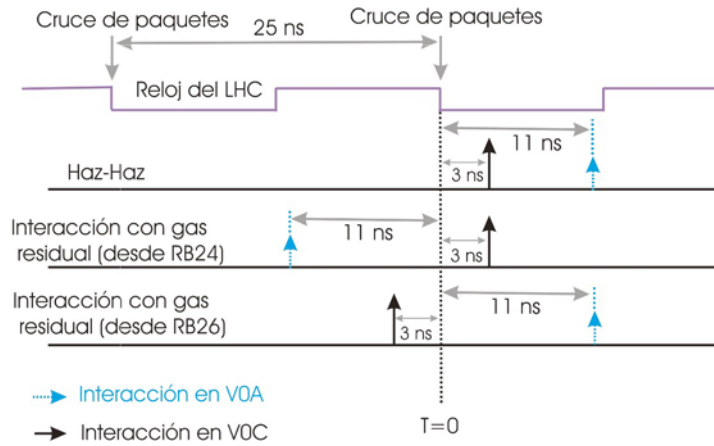


Figura 2.4: Diferencias en los tiempos medidos por V0A y V0C. Las líneas verticales azules muestran las interacciones con el detector V0A y las negras con V0C y se muestran los tiempos medidos a partir del cruce de paquetes. La línea punteada fija el tiempo cero de las mediciones para ambos detectores. Para el caso de una interacción haz con haz se tiene que $|\Delta t| = 8 \text{ ns}$. En el caso de interacciones de haz con el gas residual se tiene que $|\Delta t| = 14 \text{ ns}$.

Existe una diferencia de alrededor de 6 ns entre eventos reales protón-protón y eventos asociados a interacciones protón-gas. La contaminación en los datos debido a la señal de fondo deberá ser filtrada en análisis posteriores a la toma de datos. Si este tipo de eventos debidos a la señal fondo provocan que la tasa de adquisición sea muy elevada, se deberá establecer un umbral en el número mínimo de celdas activadas en los detectores *V0A* y *V0C* de manera conjunta o por separado.

Una vez descrita la importancia y objetivos del detector *V0* para el óptimo funcionamiento del experimento *ALICE*, en las siguientes secciones se tratará el tema de los detectores de centelleo para después describir los principios físicos de los componentes de este tipo de detectores, en específico los utilizados en la construcción del detector *V0*.

2.4. Detectores de centelleo

Probablemente el primer ejemplo sobre el uso de centelladores para la detección de partículas fue el espintaroscopio inventado por William Crookes en 1903. El nombre proviene de la palabra griega *sphintaris* que significa una chispa. Este dispositivo consiste en una pantalla de sulfuro de Zinc (con Cu y Ba) que produce pequeños centelleos cuando es alcanzado por partículas alfa, pero

para poder observar estos centelleos era necesario utilizar un microscopio en una habitación oscura y su uso era tedioso, aunque tuvo cierta popularidad como regalo entre las clases sociales altas.

Este dispositivo fue usado por Geiger y Marsden en su famoso experimento de dispersión de partículas alfa en 1909. También fue utilizado por Walton y Cockcroft en sus experimentos en 1932 para mostrar la primera desintegración artificial de un elemento [7]. Las partículas alfas provenientes de la desintegración de Litio por protones se observaban como destellos de luz en la pantalla centelladora.

Después, con el advenimiento de los detectores gaseosos de ionización, los contadores de centelleo dejaron de ser usados. Fue hasta 1944 cuando Curran y Baker volvieron a utilizar este dispositivo, pero esta vez en lugar de utilizar el ojo para detectar el centelleo utilizaron el recientemente desarrollado tubo fotomultiplicador; y con esto, los débiles centelleos podían ser medidos con una eficiencia parecida a la que se tenía al detectar partículas con detectores gaseosos.

En la actualidad los detectores de centelleo son sin duda de los más utilizados en la física nuclear y de altas energías. Los elementos principales de un detector de centelleo se muestran en la figura 2.5.

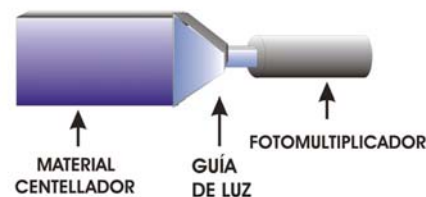


Figura 2.5: Elementos de un detector de centelleo

Consiste, de manera general, de un material centellador que está acoplado ópticamente con un fotomultiplicador ya sea de manera directa o por medio de una guía de luz. Cuando la radiación pasa a través del centellador, ésta excita a los átomos y moléculas que constituyen al centellador provocando que el material emita luz. Esta luz se transmite entonces a un fotomultiplicador, donde por medio del efecto fotoeléctrico es convertida en una corriente débil de fotoelectrones que es amplificada dentro de un tubo fotomultiplicador. El resultado final es una señal que puede ser analizada por un sistema electrónico. La señal de un centellador es capaz de proveer la siguiente información:

- **Mediciones de tiempo.** Los detectores de centelleo son instrumentos rápidos en el sentido de que su tiempo de respuesta y su tiempo de recuperación son cortos en relación a otros tipos de detectores. Esta respuesta rápida permite utilizarlos para aplicaciones de cronometraje, es decir, para dar la diferencia de tiempo entre dos eventos con gran precisión. Esto se utiliza, por ejemplo, en los sistemas de tiempo de vuelo que existen en muchos experimentos. Esta característica y su tiempo de recuperación permiten que los centelladores puedan aceptar altas tasas de conteo debido a que el tiempo muerto, el tiempo que le toma al centellador recuperarse, es reducido.
- **Energía.** Después de cierto umbral en la energía, muchos centelladores se comportan de manera lineal con respecto a la energía depositada en ellos, es decir que la luz producida es directamente proporcional a la energía de excitación. Si se considera que el fotomultiplicador es un dispositivo con una respuesta lineal (lo cual de manera aproximada es correcto si se

opera de manera adecuada) la amplitud de la señal eléctrica de salida también será proporcional a la energía de excitación. Esto hace que un centellador pueda desempeñarse como un espectrómetro de energía, aunque no es el instrumento ideal para este propósito.

- **Discriminación en la forma del pulso.** Con ciertos centelladores, es posible distinguir entre los diferentes tipos de partículas mediante la forma de los pulsos de luz emitidos. Esto se debe a los diferentes mecanismos de fluorescencia activados por partículas con diferente capacidad de ionización. Esta técnica se conoce como discriminación en la forma del pulso.

Como ya se mencionó, los dos componentes principales de un detector de centelleo son el material centellador y el fotomultiplicador, a continuación se describirán sus capacidades y limitaciones.

2.5. Características generales de los centelladores

Los materiales centelladores tienen una propiedad conocida como luminiscencia. Los materiales luminiscentes cuando son expuestos a ciertas formas de energía, por ejemplo luz, calor u otro tipo de radiación, absorben y re-emiten la energía en forma de luz visible. Si la re-emisión ocurre inmediatamente después de la absorción, o definiéndolo de una manera más precisa, en un tiempo de aproximadamente 10^{-8} segundos (10^{-8} segundos es aproximadamente el tiempo necesario para las transiciones atómicas), el proceso es llamado fluorescencia. Sin embargo, si la re-emisión es retrasada debido a que el estado excitado es meta-estable, el proceso es llamado fosforescencia. En tales casos, el tiempo de retraso entre la absorción y la re-emisión puede durar desde algunos microsegundos hasta horas dependiendo del material. Como una aproximación, la evolución temporal del proceso de re-emisión puede ser descrito como un decaimiento exponencial como en la figura 2.6.

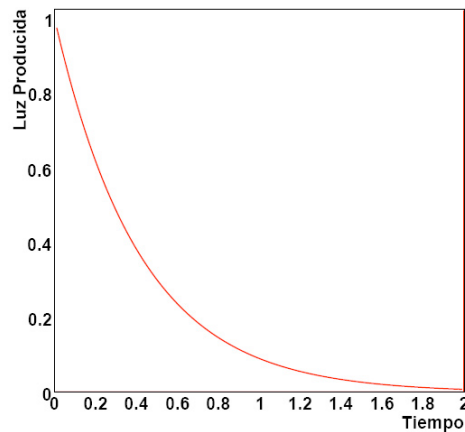


Figura 2.6: Proceso de emisión de luz de un centellador

La ecuación 2.1 es un modelo de este fenómeno, con N el número de fotones emitidos en el tiempo t , N_0 el número total de fotones emitidos y τ_d la constante de decaimiento. El tiempo finito que toma la señal de ir de cero al máximo, en la mayoría de los materiales es mucho más corto que la constante de decaimiento y puede aproximarse como cero. Si se busca tener una descripción más precisa del fenómeno, ésta se puede dar en términos de dos componentes exponenciales, como en la ecuación 2.2.

$$N(t) = \frac{N_0}{\tau_d} e^{-t/\tau_d} \quad (2.1)$$

$$N(t) = Ae^{-t/\tau_l} + Be^{-t/\tau_r} \quad (2.2)$$

Donde τ_l y τ_r son las constantes de decaimiento. Para la mayoría de los centelladores, una componente es mucho más rápida que la otra, así que se refiera a ellas como las componentes rápida y lenta respectivamente. Sus magnitudes relativas A y B varían de material a material, aunque por lo regular es la componente rápida la que domina. La existencia de estas dos componentes es la base de la técnica de discriminación por la forma de pulso.

Aunque existe una amplia variedad de materiales centelladores, no todos son apropiados para su utilización en detectores. En general, un buen detector centellador debe satisfacer los siguientes requisitos:

- Una alta eficiencia para la conversión de la energía de excitación a radiación fluorescente.
- Transparencia a su propia radiación fluorescente para permitir la transmisión de la luz.
- Emisión en un rango espectral consistente con la respuesta espectral de los fotomultiplicadores disponibles.

Existen diferentes tipos de materiales centelladores: cristales orgánicos, líquidos orgánicos, plásticos, cristales inorgánicos, etc.

2.6. Centelladores orgánicos e inorgánicos

2.6.1. Centelladores inorgánicos

Los centelladores inorgánicos son cristales crecidos en hornos a altas temperaturas y son hechos a base de compuestos como el NaI, CsI o BGO (germanato de bismuto). Las propiedades centelladoras de estos materiales se deben a su estructura cristalina. Esta estructura crea las bandas de energía entre las cuales los electrones pueden realizar transiciones, hacia niveles de energía más altos por excitación debida a radiación ionizante o hacia niveles de energía más bajos por des-excitación a través de la emisión de fotones. Esto último se conoce como efecto de centelleo.

Algunos cristales son centelladores por sí mismos debido a que su propia estructura produce la luminiscencia. Sin embargo, existen otros cristales que necesitan de algún dopante como el talio o el cerio para que se deforme su estructura y puedan producir luz de centelleo. De cualquier modo el mecanismo por el cual centellean es el mismo: se deposita energía en el cristal por medio de ionización, ya sea de manera directa por las partículas cargadas o por la conversión de fotones en electrones y positrones que posteriormente producen ionización. Esta energía se transfiere a los centros luminiscentes que posteriormente radian fotones. La eficiencia ε para la conversión de la energía depositada en el cristal a luz de centelleo puede expresarse por la siguiente relación:

$$\varepsilon = \beta \times S \times Q \quad (2.3)$$

donde β es la eficiencia en el proceso de conversión de energía, S es la eficiencia en la transferencia de energía al centro luminiscente y Q es la eficiencia cuántica del centro luminiscente. El valor de ε está entre 0.1 y aproximadamente 1, dependiendo del cristal. El tiempo de decaimiento del centelleo está dominado principalmente por el tiempo de decaimiento del centro luminiscente. Como ejemplo de las características de un cristal centellador, para el yoduro de sodio dopado con talio, NaI(Tl), el valor de ε es aproximadamente 0.5 y con una producción de luz de alrededor de 40,000 fotones por cada MeV de energía depositada [9]. Esta producción de luz se debe principalmente a la alta eficiencia cuántica del ion de talio, con un valor de Q aproximadamente de uno, pero con un tiempo de decaimiento lento de aproximadamente 250 ns . Uno de los problemas

que presentan algunos de estos materiales, por ejemplo el NaI(Tl), es que tiene la característica de ser hidrofílico. El que tenga esta característica tiene como consecuencia que, al estar en presencia de una atmósfera húmeda, pierde sus propiedades cristalinas y por lo tanto cambie sus propiedades ópticas perdiendo su eficiencia para transmitir la luz.

Los centelladores inorgánicos están formados normalmente con elementos con un valor de Z alto y además suelen tener densidades altas. El tener un valor alto en Z aumenta la contribución de la interacción fotoeléctrica y la alta densidad aumenta la eficiencia para que ocurra la interacción. Debido a su alto valor en Z y su producción de luz, el NaI(Tl) puede ser utilizado para detectar rayos X de baja energía hasta de alrededor de 6 keV [13].

Los centelladores inorgánicos son principalmente utilizados en la detección de rayos X y gamma para aplicaciones en las cuales se necesita una alta eficiencia en la detección o se necesita detectar radiación de baja energía. Los detectores de centelleo inorgánicos son utilizados en algunos procesos industriales como el monitoreo de la anchura de hojas de acero y otros metales (se mide la absorción de rayos X dentro de las láminas para ajustar la presión que controla el grosor de las láminas) y en la búsqueda de yacimientos petroleros [14]. Otra aplicación importante es en medicina nuclear.

Debido a su densidad mayor y alto valor de Z , se utilizan en aplicaciones como calorímetros electromagnéticos y detectores de rayos gammas en un amplio rango de energías. El calorímetro de *ALICE* estará construido por un centellador inorgánico con una densidad muy alta, tungstano de plomo ($PbWO_4$ o PWO).

Los centelladores inorgánicos tienen la ventaja de una muy alta eficiencia en la conversión de energía, una alta eficiencia en la absorción y una buena probabilidad de producir efecto fotoeléctrico comparado con la de los centelladores orgánicos. Sin embargo, su manejo no es fácil debido a su vulnerabilidad a los impactos, además de que como ya menciono en el ejemplo del NaI(Tl), los tiempos de decaimiento suelen ser lentos.

2.6.2. Centelladores orgánicos

Los centelladores orgánicos se pueden clasificar de manera general en tres tipos: cristalinos, líquidos o plásticos. Todos basan su funcionamiento en la ionización producida por partículas cargadas para generar fotones, normalmente en la región azul a verde del espectro. Los más usados de estos tipos son los plásticos centelladores, los cristales orgánicos prácticamente no son utilizados en la física de altas energías.

Los centelladores orgánicos están formados con elementos con una Z y densidad baja. Entonces el principal mecanismo de interacción es por medio de dispersión de Compton. El efecto fotoeléctrico es dominante solo a bajas energías, típicamente debajo de 20 keV . Los centelladores orgánicos tienen densidades que van de 1.03 a 1.20 g/cm^3 .

Una diferencia importante con respecto a los centelladores inorgánicos es que los orgánicos tienen tiempos de decaimientos hasta dos órdenes de magnitud más cortos, por lo que se pueden tener tasas de conteo mayores. Sin embargo, los centelladores orgánicos tienen una producción de luz menor.

Los tiempos de decaimiento en los centelladores orgánicos están en el rango de algunos nanosegundos, los tiempos de ascenso (en inglés *Rise Time*²) son mucho más rápidos. Estos centelladores son particularmente buenos para construir detectores de partículas cargadas y neutrones pues tienen buenas propiedades espectroscópicas para estos tipos de radiación. Debido a estas propiedades

²*Rise Time* es el tiempo que toma a la señal ir del 10% al 90% de su amplitud.

son usados comúnmente en la física de altas energías en sistemas como calorímetros y sistemas de tiempo de vuelo. También son utilizados en sistemas de protección radiológica como detectores de radiación alfa, beta y de neutrones. Es posible utilizar combinaciones de centelladores orgánicos e inorgánicos para formar los detectores llamados *Phoswich* que se utilizan para identificar partículas a través de la técnica conocida como discriminación por forma de pulso. Sin embargo, los líquidos centelladores son utilizados de manera más común para utilizar esta técnica en la identificación de radiación debida a neutrones o gammas y son ideales para estudiar a neutrones cuando se tiene un fondo alto debido a gammas.

Producción de luz

La producción de luz de un centellador se refiere específicamente a su eficiencia para convertir la energía de ionización en fotones. Esta es una propiedad muy importante porque determina la eficiencia y resolución del centellador. En general la producción de luz para diferentes partículas con la misma energía es diferente, incluso para una misma partícula no siempre varía linealmente con la energía.

La producción típica de fotones es de alrededor de un fotón por cada 100 eV de energía depositada, como referencia se puede mencionar que en el caso del antraceno se necesitan alrededor de 60 eV /fotón. En general esta eficiencia disminuye para partículas más pesadas.

Otro factor que debe tomarse en consideración al estudiar la eficiencia de un detector de centelleo es la eficiencia del fotomultiplicador que se va a utilizar, puesto que estos son dos elementos inseparables. La eficiencia típica de un fotomultiplicador es de alrededor del 30%. Entonces, asumiendo que todos los fotones emitidos son colectados, sólo alrededor del 30% de esos fotones serán detectados.

Plásticos centelladores

Una de las propiedades de los plásticos centelladores es que son maquinados fácilmente por medios convencionales y pueden adaptarse a la forma geométrica que sea necesaria, se producen comercialmente en una amplia variedad de tamaños y formas. Se pueden construir láminas de plástico centellador con grosores de hasta 15 cm . La elección del grosor apropiado dependerá de varios factores, como el rango de energía de interés, la eficiencia necesaria para el rango elegido, restricciones mecánicas y el costo. Además de esto se fabrican con diferentes características en cuanto a transmisión de luz, longitud de onda de emisión, etc.

Debido a que la densidad en estos materiales es baja, se necesita un volumen mayor para poder tener una eficiencia en la detección razonable. Sin embargo, el costo relativamente bajo de los plásticos centelladores compensa esto. La eficiencia intrínseca del centelleo para los centelladores orgánicos produce pulsos débiles en la medición de fotones con energías menores de 100 keV , la producción de luz en estos casos, por ejemplo en el plástico $BC - 400$ de la compañía BICRON es cuatro veces menor que en el caso de un centellador de $NaI(Tl)$ [13]. Por tanto el uso principal de plásticos centelladores en el caso de la detección de fotones es para energías superiores a 100 keV . Esta cota en la energía puede ser disminuida al usar un fotomultiplicador con un nivel de ruido bajo.

Una aplicación a nivel industrial de los plásticos centelladores que se basa en su capacidad para detectar partículas cargadas y en la absorción de betas por los materiales, es en los sistemas de control de grosor en la producción de hojas de papel o plástico.

Los plásticos centelladores utilizados en física de altas energías son soluciones binarias o ternarias de moléculas fluorescentes en una base plástica que contiene anillos aromáticos. Prácticamente todos los plásticos centelladores tienen una base de poliestireno o polivinil tolueno.

Los centelladores con una base de polivinil tolueno pueden ser hasta 50% más luminosos. Las moléculas fluorescentes deben satisfacer además ciertas condiciones como el ser estables, químicamente inertes y resistentes a la radiación.

La ionización en la base plástica produce fotones en el rango del ultravioleta con longitudes de atenuación cortas (del orden de algunos milímetros). Para obtener longitudes de atenuación más largas se disuelven moléculas fluorescentes primarias con una concentración de alrededor del 1% en la base, estas son seleccionadas para re-radiar eficientemente la energía absorbida en longitudes de onda que son más *transparentes* para la base. La inclusión de moléculas fluorescentes primarias cumple también con otras funciones, como disminuir el tiempo de decaimiento del material y tener una producción de luz eficiente a través del acoplamiento entre las moléculas fluorescentes y la base. También suele ser necesaria la presencia de moléculas fluorescentes secundarias para adecuar la longitud de emisión final además de mejorar el parámetro de la longitud de atenuación (ver la figura 2.7).

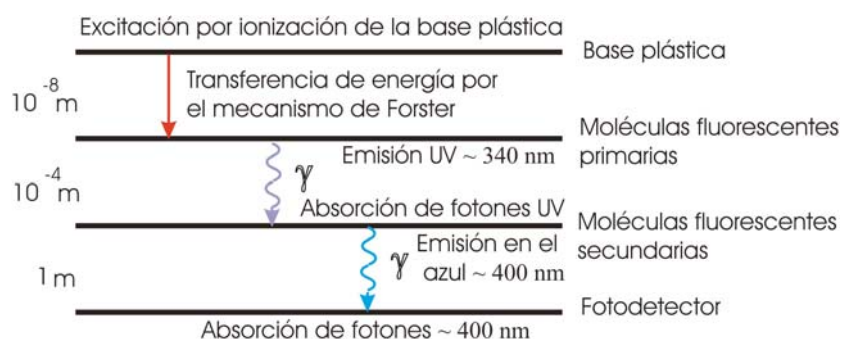


Figura 2.7: Mecanismo de centelleo y orden de magnitud de las distancias a través de las cuales se transfiere la energía para los diferentes subprocesos.

Mecanismo de emisión de luz en plásticos

Centelleo. Una partícula cargada que atraviesa un material dejará una estela de moléculas excitadas. Cierta tipo de moléculas perderán una pequeña parte de esta energía (alrededor del 3%) en la forma de fotones. Este proceso, el centelleo, es más notable en sustancias orgánicas que contienen anillos aromáticos, como el poliestireno (PS) y el polivinil tolueno (PVT). Los líquidos centelladores incluyen al tolueno y el xileno.

Fluorescencia. Una molécula en un estado excitado puede perder energía y regresar a su estado base de varias maneras. La molécula puede simplemente emitir un fotón de la misma frecuencia del fotón absorbido, regresando a su estado base en un solo paso. Otra posibilidad es cuando ocurre el fenómeno de la fluorescencia. En este caso las moléculas ceden una parte de su energía vibracional en colisiones con otras moléculas, así que la transición que origina el fotón comienza de un nivel de energía vibracional inferior al original, por tanto la des-excitación es por la emisión de un fotón con longitud de onda mayor. Se utilizan moléculas fluorescentes como cambiadoras de longitud de onda, para modificar la luz propia del proceso de centelleo a una longitud de onda más conveniente, por ejemplo para el acoplamiento del plástico con un fotomultiplicador. Como este proceso ocurre en moléculas complejas, la emisión y la absorción se distribuyen sobre un amplio rango de energías de fotones, y algunos de estas energías se superponen, es decir, una fracción de la luz que se emite puede ser reabsorbida. Este proceso de auto absorción no es deseable en un detector, porque disminuye la longitud de atenuación. La diferencia entre longitudes de onda entre los picos de mayor absorción y de emisión se llama el desplazamiento de Stokes. Normalmente entre

mayor sea el desplazamiento de Stokes, se disminuye la auto absorción, y por tanto es deseable que las moléculas fluorescentes tengan esta propiedad.

Eficiencia intrínseca para diferentes tipos de radiación

De manera general el material centellador deberá responder a cualquier tipo de radiación que de manera directa o indirecta excite a las moléculas o átomos del material. Sin embargo, para una radiación dada con un cierto centellador, no siempre se producirá una señal útil. Entonces es necesario considerar los mecanismos por los cuales la radiación interactúa con las moléculas del material centellador en cuestión, la probabilidad de que estas ocurran dentro del volumen del centellador y la eficiencia en la producción de luz. La probabilidad de que ocurran interacciones en el centellador está determinada por el camino libre medio de la radiación dentro del material, y para una partícula cargada de no muy alta energía esta distancia es microscópica, por tanto la probabilidad de que esta pierda energía dentro de un centellador de dimensiones normales es casi del 100%. Por otro lado para el caso de partículas neutras, el camino libre medio en algunos materiales puede ser muy grande y entonces se necesitaría un detector con dimensiones muy grandes para poder tener una eficiencia aceptable. Además, si también se contempla obtener información sobre la energía de la radiación incidente, los requisitos para el detector aumentan por que en ese caso la radiación debe depositar toda su energía en lugar de sólo una parte. Se pueden agrupar a las partículas cargadas en las siguientes dos categorías principales[15].

Partículas débilmente penetrantes. Dentro de esta categoría se pueden incluir a los electrones de baja energía, protones, partículas alfa e iones pesados. En cuanto a la detección de estas partículas por medio de centelladores, la razón de pérdida de energía incrementa en función del incremento de la carga y la masa de la partícula, pero la conversión de esta energía en luz de centello disminuye. Por ejemplo, si tienen la misma energía, un protón producirá sólo de la cuarta parte a la mitad de la luz que produciría un electrón, mientras que las partículas alfa producirán solo alrededor de la décima parte. Sin embargo, más importantes para este trabajo son las partículas de mínima ionización.

Partículas de mínima ionización. Las partículas de este grupo suelen tener carga unitaria, una masa pequeña y alta energía. Su pérdida de energía por unidad de distancia recorrida dentro del centellador es pequeña. Los ejemplos comunes de partículas de mínima ionización (el nombre se debe a que su valor de pérdida de energía está cercano al mínimo en la gráfica de energía contra poder de frenado, ver figura 2.8) son los muones de los rayos cósmicos secundarios y electrones rápidos. De manera aproximada, este tipo de partículas suelen depositar alrededor de 2 MeV/cm y se producen alrededor de 10 fotones por cada keV de energía depositada. En estos casos en grosor del centellador es normalmente elegido en base al nivel de señal que se desea, la eficiencia para detectar rayos gamma y el costo.

La eficiencia de la mayoría de los centelladores para electrones es de casi del 100%. Sin embargo, debido a su masa pequeña, son susceptibles de sufrir dispersiones grandes. Esto puede provocar que un electrón incidente sea dispersado hacia atrás y salir del detector antes de que deposite toda su energía, por lo tanto obtener mediciones de energía con estas condiciones es complicado. El efecto de dispersión hacia atrás depende fuertemente del número atómico del material que compone al centellador. Como los centelladores orgánicos tiene un valor de Z efectivo más bajo, han probado ser más ventajosos.

En cuanto a radiación neutra es conveniente mencionar a los rayos gamma.

Rayos gamma. A diferencia de los electrones, los rayos gammas se detectan de una manera más eficiente por materiales con un valor alto de Z . Esta diferencia puede ser entendida al recordar las

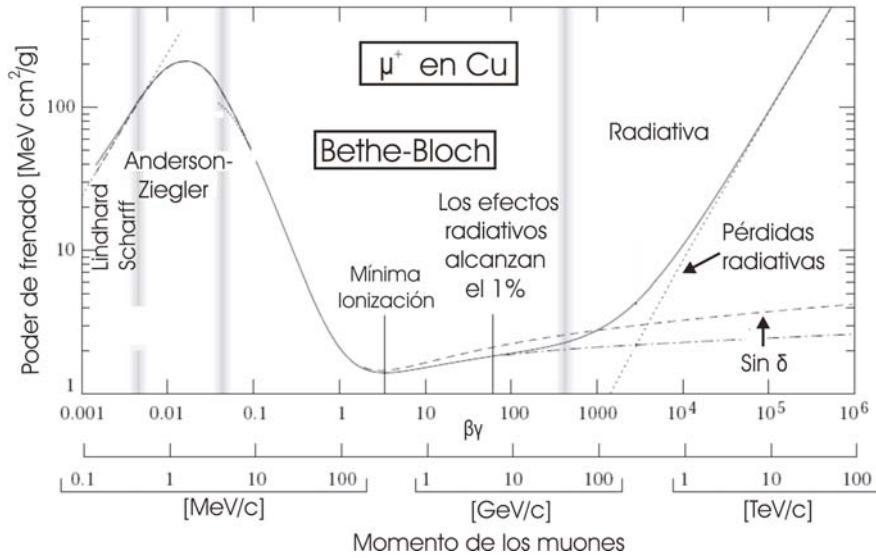


Figura 2.8: Poder de frenado ($-dE/dx$) para muones positivos como función de $\beta\gamma = p/Mc$ en nueve órdenes de magnitud. Las líneas verticales muestran las regiones de validez de las diferentes teorías.

tres interacciones básicas por medio de las cuales los fotones interactúan con la materia: el efecto fotoeléctrico, dispersión de Compton y producción de pares. En los procesos del efecto fotoeléctrico y la producción de pares, el rayo gamma es absorbido completamente siendo convertido en una o dos partículas cargadas respectivamente. Sin embargo en la dispersión de Compton, el rayo gamma sólo transfiere una parte de su energía a un electrón. Si el rayo gamma dispersado no sufre otra interacción dentro del centellador, es posible que escape y solo una parte de su energía quedará depositada. Por lo tanto, para diseñar un detector eficiente de rayos gamma, se debe utilizar un material en el cual las secciones transversales de efecto fotoeléctrico y de producción de pares son grandes comparadas con la de la dispersión de Compton. Entonces, tomando el hecho de que las secciones transversales del efecto fotoeléctrico y de la producción de pares dependen de manera aproximada como Z^5 y Z^2 respectivamente, mientras que para la dispersión de Compton la dependencia es lineal, los centelladores inorgánicos por tanto, al tener un valor mayor de Z se ven favorecidos para detectar rayos gamma comparados con los centelladores orgánicos.

Un factor importante en los centelladores es la atenuación de la luz. Si un centellador absorbe su propia luz, entonces la respuesta dependerá fuertemente de la posición en donde se genero el centelleo. La posición donde se generó el centelleo también es un factor importante en términos de la resolución temporal del detector. Para los detectores en los cuales es importante optimizar la resolución temporal, como es el caso del detector V0, se pueden utilizar corredores de longitud de onda externos como se describe a continuación.

Corredores de longitud de onda externos

Como se mencionó anteriormente, la luz que es emitida por un plástico centellador puede ser absorbida por una base no centelladora dopada con moléculas fluorescentes cuya función es cambiar la longitud de onda de la luz. Este tipo de corredores de longitud de onda son ampliamente usados en la tarea de coleccionar la luz en sistemas que tienen geometrías complejas. Una de las características necesarias para estos cambiadores de longitud de onda es que no deben ser sensibles a la radiación ionizante y a la luz Cherenkov. Un corredor de longitud de onda normalmente consiste de una

base de acrílico, usada por sus buenas propiedades ópticas, moléculas fluorescentes que convierten la luz que se produce en el plástico centellador del azul al verde y además contiene aditivos cuya función consiste en absorber la luz ultravioleta para suprimir la respuesta a la luz de Cherenkov.

El método de colección de luz por medio de fibras corredoras de frecuencias es de particular importancia para este trabajo, pues con ese método se realizará la captura de luz en el detector V0 (ver la figura 2.9). El tener fibras corredoras de frecuencia en todo el volumen del detector nos permite capturar la luz producida en cada celda de una manera más rápida. Este método también ha sido adoptado en los calorímetros de hadrones tanto del experimento *ATLAS* como de *CMS*.

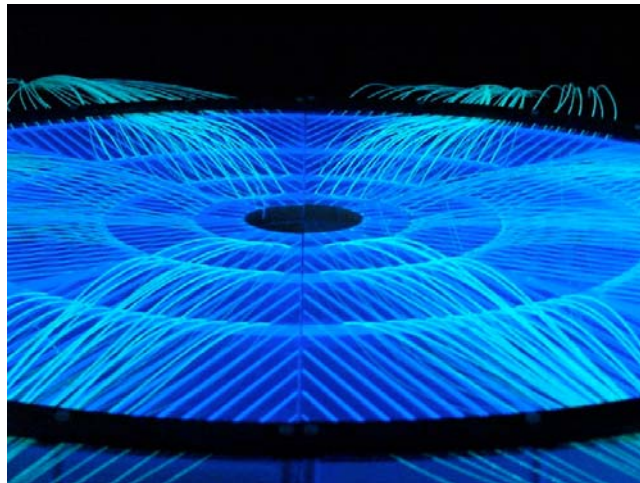


Figura 2.9: Colección de luz por fibras WLS en el detector V0A

La configuración típica de estas fibras se muestra en la figura 2.10. Esta consiste de: un núcleo con la propiedad de cambiar la longitud de onda (índice de refracción de aproximadamente 1.59) rodeado por un recubrimiento con un índice de refracción de alrededor de 1.49 con un grosor de algunas micras y un segundo recubrimiento con índice de refracción aproximado de 1.42 para alcanzar un diámetro total de 0.5 a 1 milímetro.

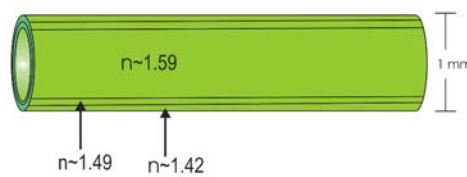


Figura 2.10: Esquema de las fibras WLS

Los plásticos centelladores son elementos confiables, sin embargo existen ciertos factores que deben ser considerados respecto a su manejo. Los plásticos centelladores son sujetos a daños que pueden afectar su capacidad de producir luz útil. El exponerlos a solventes, altas temperaturas, esfuerzos mecánicos, irradiación o un manejo inadecuado son algunos ejemplos de factores que pueden afectar su desempeño.

Una región particularmente frágil es la superficie del centellador, pues puede desarrollar pequeñas fracturas que dañan la capacidad del plástico centellador de transmitir la luz por medio de reflexión total interna. Este tipo de daños en la superficie son más probables cuando la superficie ha estado en contacto con aceites, acetona y otros compuestos aromáticos o incluso con la grasa propia de las manos. Sin embargo los plásticos sí son resistentes al metanol y al etanol[16].

Dependencia de la producción de luz con la temperatura

La producción de luz en la mayoría de los centelladores es también una función de la temperatura. Esta dependencia es débil de manera general a temperatura ambiente, pero debe ser considerada si se va a operar al sistema a temperaturas muy diferentes a las normales. Para centelladores orgánicos, la producción de luz es prácticamente independiente de la temperatura entre $-60^{\circ}C$ y $20^{\circ}C$ y solo baja a alrededor del 95 % de este valor a $60^{\circ}C$. Los cristales inorgánicos por otro lado son mucho más sensibles.

Daño por radiación en plásticos centelladores

En el experimento *ALICE* la mayor dosis la tendrán los detectores cercanos al haz y será de hasta 200 *krad* (en 10 años de operación del experimento). En cuanto a la dosis que recibirán los diferentes anillos del detector *V0*, ésta será de entre 10 y 200 *krad*.

La irradiación de plásticos centelladores crea centros de color que absorben la luz en las regiones del ultravioleta y el azul principalmente. Este efecto, que no ha podido ser explicado totalmente, se manifiesta como una disminución en la producción de luz y en cambios en la longitud de atenuación [17]. Se han realizado mucho estudios y se ha llegado a la conclusión que el daño debido a la radiación no solo depende de la dosis total recibida por el material, si no también depende de la razón de dosis suministrada durante la irradiación [18] [19], la atmósfera en la cual se irradia [20], la temperatura tanto durante el proceso de irradiación como la presente durante la recuperación del material [19] [20], además de que estos efectos no son iguales en los diferentes tipos de plásticos centelladores disponibles de manera comercial. Tampoco existe un acuerdo sobre que componente es más importante en el daño en los centelladores, si la transmisión de luz en la base plástica [20] o un decremento en el centelleo [21].

Tomando en cuenta el hecho de que los centros de color afectan de menor manera a las longitudes de onda más largas, el método más utilizado por los fabricantes para disminuir los efectos de la radiación es por medio de moléculas fluorescentes para desplazar las longitudes de onda de emisión.

Cabe destacar que la mayoría de los estudios utilizan razones de dosis muy altas comparadas con las razones de dosis a las cuales estarán expuestos en realidad los detectores en los experimentos, por lo que sus resultados pueden no reflejar el verdadero daño que tendrán los centelladores [20].

Existen otros factores que afectan el desempeño de un centellador, como el llamado *afterglow*, el cual se debe a que la luminiscencia de un plástico centellador no es simplemente un decaimiento exponencial. Intensidades de alrededor de 10^{-4} de la fluorescencia inicial pueden durar hasta algunos cientos de nanosegundos.

Aunque no son concluyentes los estudios, se ha analizado el efecto de campos magnéticos en la producción de luz de los plásticos centelladores, sin embargo los mecanismos no son entendidos aún, se ha reportado un incremento de alrededor del 3 % a $0.45 T$ [9].

El siguiente componente en un detector centellador es el fotomultiplicador.

2.7. Fotomultiplicadores

Los fotomultiplicadores son dispositivos electrónicos que convierten a la luz en una corriente eléctrica. Tienen la propiedad de ser extremadamente sensibles y dentro del área de física nuclear y de altas energías se asocian a detectores de centelleo, como es su uso en el detector V0 de ALICE.

2.7.1. Características generales

De manera general un fotomultiplicador consiste de un cátodo construido con un material fotosensible seguido por un sistema para capturar a los electrones producidos por medio del efecto fotoeléctrico, una sección donde se realiza la multiplicación de los electrones producidos al principio del proceso (denominada frecuentemente como cadena de dinodos) y finalmente un ánodo en donde la señal puede ser colectada. Todas las partes se encuentran comúnmente dentro de un tubo de vidrio evacuado (ver la figura 2.11).

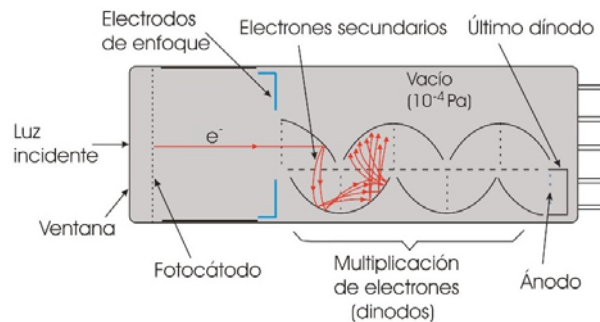


Figura 2.11: Esquema de un fotomultiplicador

Durante la operación del fotomultiplicador se aplica alto voltaje en el cátodo, los dinodos y el ánodo de tal manera que se crea una escalera de potencial a lo largo de la estructura del fotomultiplicador. Cuando llega un fotón, por ejemplo producido dentro de un centellador, éste interacciona con el fotocátodo y este último emite un electrón por medio del efecto fotoeléctrico. Debido a la diferencia de potencial existente, el electrón es acelerado hacia el primer dinodo, donde después de interactuar ahí, transfiere algo de su energía a los electrones en el dinodo. Esto provoca que se emitan electrones secundarios, que a su vez son acelerados hacia el segundo dinodo donde más electrones son liberados y posteriormente acelerados. De esta manera se crea una cascada de electrones a lo largo de la cadena de dinodos. Esta cascada es finalmente colectada en el ánodo dando como resultado una corriente que puede ser posteriormente amplificada y analizada.

Los fotomultiplicadores pueden operar en dos modos distintos, en modo continuo bajo una iluminación constante o en modo pulsado como es el caso cuando se trabaja con centelladores. En cualquiera de estos dos modos el sistema del cátodo y los dinodos se asumen que se comportan de manera lineal, es decir que la corriente que se obtiene a la salida es directamente proporcional al número de fotones incidentes. Por lo tanto un detector de radiación como un centellador acoplado a un fotomultiplicador es capaz de proporcionar no solo información sobre la presencia de radiación, sino también de la energía que ésta dejó al interactuar con el detector.

Como se ha descrito, el fotocátodo es una de las partes más importantes del fotomultiplicador, por lo que se abundará sobre su funcionamiento. Este convierte la luz incidente en una corriente de electrones por medio del efecto fotoeléctrico. Los fotocátodos se pueden clasificar por su proceso de emisión de fotoelectrones en los de modo de reflexión y de transmisión. El fotocátodo en modo

de reflexión es normalmente una placa de metal, y los fotoelectrones son emitidos en dirección contraria a la luz incidente. El fotocátodo en modo de transmisión es normalmente una película delgada depositada en una placa de vidrio que es ópticamente transparente, en este caso los fotoelectrones se emiten en la misma dirección que la luz incidente. Los fotocátodos en modo de reflexión son usados principalmente en los tubos fotomultiplicadores que reciben la luz a través de uno de los lados del bulbo, mientras que los fotocátodos en modo de transmisión se usan en los fotomultiplicadores que detectan la luz a través de una ventana ubicada en un extremo del bulbo.

Los fotomultiplicadores que se utilizan en el detector V0 son de los llamados de transmisión por lo que mencionaré algunas características referentes a estos. Para facilitar el paso de la luz, el material fotosensible se deposita en una película delgada dentro de la ventana del fotomultiplicador que normalmente está fabricada de vidrio o de cuarzo.

La mayoría de los fotocátodos tiene una alta sensibilidad hasta la región del ultravioleta. Sin embargo, debido a que la radiación ultravioleta tiende a ser absorbida por el material de la ventana, el límite para la longitudes de onda cortas está determinado por la transmisión en el ultravioleta del material del que está hecha la ventana.

El vidrio de borosilicato es el material usado más comúnmente en la fabricación de las ventanas. El vidrio de borosilicato no transmite radiación ultravioleta con longitud de onda más corta que 300 nanómetros. Algunos tipos de fotomultiplicadores que tienen la ventana en un extremo y que usan un fotocátodo bialcalino (como es el caso del *PMT* del V0) emplean un vidrio de borosilicato especial que contiene una cantidad muy pequeña de potasio, debido a que este material puede causar un fondo de cuentas no deseadas. La combinación de estas componentes en el fotomultiplicador (material del fotocátodo, de la ventana y el contenido de potasio de esta última) no es única, pues dependerá de las características de la aplicación.

En cuanto a la emisión de fotoelectrones, ésta se describe por medio de la ecuación propuesta por Einstein:

$$E = h\nu - \phi \quad (2.4)$$

donde E es la energía cinética del electrón emitido, ν es la frecuencia de la luz incidente y ϕ es la función de trabajo. En esta ecuación es claro que debe existir una cierta frecuencia mínima para que puede ocurrir el efecto fotoeléctrico. Sin embargo, arriba de este umbral la probabilidad de que ocurra este efecto no es uno, de hecho, la eficiencia para la conversión fotoeléctrica es una función de la frecuencia de la luz incidente y la estructura del material.

La conversión fotoeléctrica se clasifica de manera general en dos casos: efectos fotoeléctricos externos en los cuales los fotoelectrones se emiten hacia el exterior de un material y efectos fotoeléctricos internos en los cuales los fotoelectrones se excitan en la banda de conducción de un material. El efecto fotoeléctrico externo se lleva a cabo en los fotocátodos y el efecto fotoeléctrico interno es el efecto fotovoltaico.

La relación entre la respuesta del fotocátodo y la longitud de onda de la luz incidente se conoce como la respuesta espectral. La longitud de onda donde se tiene una respuesta máxima y la región del espectro a la que es sensible el fotocátodo están determinadas por la combinación de metales alcalinos utilizados y del proceso de fabricación.

A la respuesta espectral total se le conoce como eficiencia cuántica, $\eta(\lambda)$, y se define como el cociente del número de fotoelectrones emitidos por el fotocátodo entre el número de fotones incidentes con cierta longitud de onda λ . Esta cantidad se expresa generalmente como un porcentaje. La eficiencia cuántica está dada por la ecuación 2.5:

$$\eta(\nu) = (1 - R) \frac{P_v}{k} \frac{P_s}{1 + 1/kL} \quad (2.5)$$

con: R el coeficiente de reflexión, k el coeficiente de absorción total de fotones, P_v la probabilidad de que la luz absorbida pueda excitar a los electrones a un nivel mayor que la barrera de nivel de vacío (en el modelo de bandas del semiconductor), L la distancia promedio de escape de los electrones excitados, P_s la probabilidad de que los electrones que alcanzan la superficie del fotocátodo puedan ser liberados y ν la frecuencia de la luz.

En esta ecuación, para un material dado se fijan los parámetros R , k y P_v , y los factores que dominarán la eficiencia cuántica serán L y P_s .

Otra cantidad equivalente es la sensibilidad radiante del cátodo, definida como:

$$S(\lambda) = \frac{I_K}{P(\lambda)} \quad (2.6)$$

Donde I_K es la corriente fotoeléctrica de emisión producida en el cátodo y $P(\lambda)$ es la potencia incidente. La sensibilidad radiante del cátodo (2.6) se expresa normalmente con unidades de [*ampere/watt*] y se relaciona con la eficiencia cuántica por medio de la siguiente ecuación:

$$S(\lambda) = \lambda \eta(\lambda) \frac{e}{hc} \quad (2.7)$$

Y si se tiene a S en [*A/W*] y λ en nanómetros entonces se tiene que:

$$S(\lambda) = \frac{\lambda \eta(\lambda)}{1240} [A/W] \quad (2.8)$$

De manera general la respuesta espectral de los materiales fotoeléctricos es tal que solo una cierta banda de longitudes de onda se convierte de manera eficiente, por tanto al momento de elegir un fotomultiplicador una primera consideración que se debe de tomar es a que banda de longitudes de onda se desea ser sensible. Existen muchos tipos de materiales que son sensibles en rangos desde el infra-rojo hasta el ultravioleta. Muchos fotocátodos son fabricados de materiales semiconductores formados con antimonio y uno o más metales alcalinos. La elección de semiconductores en lugar de metales u otro tipo de sustancias fotoeléctricas está basada en el hecho de que tienen una eficiencia cuántica mucho mayor para convertir a un fotón en un electrón útil. De hecho, la eficiencia cuántica en muchos metales no es mayor del 0.1% lo que significa que se necesitan en promedio 1000 fotones para poder liberar un fotoelectrón. Por otro lado, los semiconductores tienen eficiencias cuánticas dos órdenes de magnitud mayores. Esta diferencia se puede explicar en términos de sus estructuras internas.

Suponiendo por ejemplo que un electrón absorbe a un fotón a una profundidad x dentro del material, al viajar hacia la superficie el electrón sufrirá una pérdida de energía $\Delta E = x(dE/dx)$, debida a las colisiones con electrones atómicos que encontrará a lo largo de su trayectoria. En los metales estos electrones atómicos son esencialmente libres así que se tiene una pérdida de energía alta. Con esto su probabilidad de alcanzar la superficie con energía suficiente para vencer la barrera de potencial se reduce drásticamente. Esto restringe el material útil a una película muy delgada cercana a la superficie. Al grosor de esta película se le conoce como profundidad de escape.

Por otro lado los materiales semiconductores tienen una estructura de energía en bandas con solo pocos electrones aproximadamente libres, los que se encuentran en las bandas de valencia y en la de conducción. Los demás electrones están fuertemente ligados a los átomos. Por lo tanto un fotoelectrón liberado de las bandas de valencia o de conducción encontrará menos electrones libres

en su trayectoria antes de alcanzar la superficie, las otras colisiones posibles, aquellas con electrones fuertemente ligados, transferirán poca energía en sus interacciones. Por tanto será más probable para los fotoelectrones alcanzar la superficie del material con energía suficiente para vencer al potencial. La profundidad de escape en este caso es mayor y la eficiencia de conversión también lo será.

Después de la emisión desde el fotocátodo, los electrones en el fotomultiplicador deben ser colectados y enfocados a la primera etapa de multiplicación de electrones. Esta tarea es llevada a cabo por el sistema óptico de captura de electrones.

2.7.2. El sistema óptico de captura de electrones

En la mayoría de los fotomultiplicadores el coleccionar y enfocar electrones se logra por medio de un campo eléctrico dispuesto en una configuración apropiada. También se puede utilizar una combinación de campos eléctricos y magnéticos, pero su uso no es tan común. Estos sistemas deben cumplir con ciertos requisitos mínimos como:

- La captura de electrones debe ser lo más eficiente posible, es decir, la mayoría de los electrones emitidos deben llegar a la sección de multiplicación de electrones sin importar su punto de origen en el cátodo.
- El tiempo que le toma a un electrón emitido viajar del cátodo al primer dinodo debe ser independiente, en la medida de lo posible, del punto de emisión. Este requisito es particularmente importante para fotomultiplicadores rápidos, que se utilizan en experimentos que miden diferencias temporales, puesto que esto determina la resolución del detector.

El siguiente sistema después del óptico es la sección donde se realiza la multiplicación de electrones.

2.7.3. Multiplicación de electrones

Esta sección amplifica a la débil corriente inicial de electrones por medio del uso de electrodos de emisión secundaria, llamados dinodos, para producir una corriente medible en el ánodo. Cuando un electrón primario choca con la superficie de un dinodo, se emiten δ electrones secundarios. La ganancia en cada electrodo se conoce como factor de emisión secundario δ . La teoría que describe la emisión de electrones secundarios es muy similar a la que describe la emisión fotoeléctrica, sustituyendo al fotón por un electrón. Al impactar los electrones, estos transfieren energía directamente a los electrones del material del dinodo, permitiendo que electrones secundarios escapen. Como los electrones en los metales obstaculizan el escape, en este caso también se utilizan aislantes y semiconductores como material para los dinodos. En este caso, sin embargo se mantiene un campo eléctrico constante entre los dinodos para acelerar y guiar a los electrones a lo largo de la sección de multiplicación. Los requisitos para los materiales que componen el dinodo son los siguientes:

- Un factor de emisión secundaria δ alto
- Estabilidad en la emisión de secundarios cuando se tienen corrientes altas
- Ruido bajo, el cual se debe principalmente a emisión termoiónica

Idealmente, la corriente de amplificación o ganancia de un tubo fotomultiplicador que tiene n etapas de dinodos y un promedio de emisión de secundarios δ por cada etapa será δ^n .

Los fotomultiplicadores comunes tienen de 8 a 10 etapas. En cada paso se obtiene alrededor de un factor de multiplicación de 4 o 5 y por tanto se obtiene una ganancia total de alrededor de 1×10^6 al final del proceso.

2.7.4. Dinodos

Existen una variedad de diferentes tipos de dinodos, cada uno con diferentes ganancias, tiempos de respuesta, uniformidad y eficiencia en la captura de electrones secundarios. El tipo de dinodos en el fotomultiplicador dependerá de la aplicación. Entre estos se encuentran el del tipo jaula circular, el de enfocado lineal y los de malla entre otros. El de principal interés para este trabajo es el tipo de malla (ver la figura 2.12).

Dinodo de tipo malla

Este tipo de dinodos usa electrodos de tipo malla, colocados cerca uno de otro. Existen dos tipos: de rejilla gruesa y delgada. Ambos tipos tiene una salida lineal muy buena y una alta inmunidad a los campos magnéticos. Los fotomultiplicadores utilizados por el detector V0 cuentan con este tipo de dinodos, debido a que el detector se encontrará dentro del electroimán de ALICE.

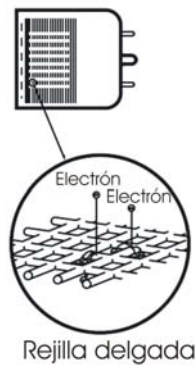


Figura 2.12: Dinodos tipo malla

Las características eléctricas de un tubo fotomultiplicador no solo dependen del tipo de dinodo que se utiliza, sino también en el tamaño del fotocátodo y del sistema de enfoque de electrones.

2.7.5. Ánodo

El ánodo del fotomultiplicador es el electrodo que colecta los electrones secundarios obtenidos del proceso de multiplicación en los dinodos y que proporciona la señal de salida hacia un circuito externo. La diferencia de potencial entre en último dinodo y el ánodo debe ser la adecuada para obtener una corriente de salida óptima.

2.7.6. Circuito de división de voltaje

El voltaje suministrado al fotomultiplicador debe ser distribuido entre los dinodos. Conociendo la importancia de tener un voltaje regulado en los dinodos, el método más común para lograr esto es el uso de una fuente de voltaje estabilizada en conjunto con un divisor de voltaje. Este último consiste en una cadena de resistencias elegidas de manera que provean el voltaje deseado en cada uno de los dinodos. Físicamente esta parte del fotomultiplicador comprende tanto a la parte electrónica como el socket de conexión.

2.7.7. Contenedor del PMT

Debido a que los tubos fotomultiplicadores (*PMT*) tienen una sensibilidad muy alta, éstos podrían detectar luz proveniente del exterior del detector. Esto tendría como consecuencia un

aumento en el ruido, así que se hace necesario contar con un contenedor externo para aislar al fotomultiplicador.

Las características de los tubos fotomultiplicadores pueden variar debido a factores externos como campos electromagnéticos, temperatura o estrés mecánico sobre el tubo fotomultiplicador. Es por esta razón que en ciertas ocasiones es necesario con una protección contra campos magnéticos o eléctricos, e incluso podría ser necesario mantener a una cierta temperatura al fotomultiplicador para tener una operación más estable.

2.7.8. Parámetros operacionales de los fotomultiplicadores

Ganancia y voltaje de entrada

El factor total de amplificación o de ganancia de un fotomultiplicador depende del número de dinodos en la sección de multiplicación y el factor de emisión de secundarios δ , que es una función de la energía del electrón primario. En la sección de multiplicación, la energía de los electrones incidentes en cada dinodo es una función de la diferencia de potencial V aplicada entre los dinodos, entonces se puede escribir:

$$\delta = CV \quad (2.9)$$

donde C es una constante de proporcionalidad. De acuerdo a [14], un modelo más realista está dado por:

$$\delta = CV^\alpha \quad (2.10)$$

con α determinado por la estructura del material de los dinodos y tiene un valor que va de 0.7 a 0.8. Para simplificar los cálculos, tomando como modelo a (2.9) y suponiendo que el voltaje aplicado se divide en la misma proporción entre todos los n dinodos, la ganancia total del fotomultiplicador se puede escribir como:

$$G = \delta^n = (CV)^n \quad (2.11)$$

A partir de (2.11) es posible encontrar el número de n etapas necesarias para obtener una ganancia G con un mínimo de voltaje aplicado V_m . Entonces podemos escribir:

$$V_m = nV = \frac{n}{D}G^{1/n}, D = cte \quad (2.12)$$

Minimizando se obtiene:

$$\frac{dV_m}{dn} = \frac{1}{D}G^{1/n} - \frac{1}{nD}G^{1/n} \ln G = 0 \rightarrow n = \ln G \quad (2.13)$$

La ecuación (2.13) es el número de etapas necesarias para operar con un voltaje mínimo V_m . Además de las razones prácticas de operar con un voltaje mínimo, esto también es útil en términos del ruido, pero el operar de esta manera entra en conflicto con otros factores como son el tiempo de tránsito, para el cual suele ser necesario operar con voltajes más altos. Otra relación importante es la variación de la ganancia con respecto del voltaje suministrado. Con (2.11) se encuentra que:

$$\frac{dG}{G} = n \frac{dV}{V} = n \frac{dV_m}{V_m} \quad (2.14)$$

que para $n = 10$ implica que para tener una variación de 10% en la ganancia basta tener un cambio de 1% en V_m . Por tanto, para tener una estabilidad en la ganancia de 1%, el voltaje suministrado debe estar regulado dentro de un 0.1%.

Temperatura de operación

El fotomultiplicador es más susceptible a la temperatura ambiente que los componentes electrónicos ordinarios, por lo que cuando se realizan mediciones de precisión puede llegar a ser necesario el operarlo teniendo un control de la temperatura. También es necesario considerar que el interior del tubo fotomultiplicador tiene cierto grado de vacío, por lo que el calor se transmite muy lentamente a través de él. Por tanto el fotomultiplicador deberá operarse hasta que este alcance la temperatura ambiente y sus características sean estables.

Linealidad

Un tubo fotomultiplicador exhibe en general una buena linealidad en la corriente de salida del ánodo para un amplio rango de niveles de luz incidentes, es decir, el fotomultiplicador tiene un rango dinámico amplio. Sin embargo, si la cantidad de luz incidente es muy grande, la salida empieza a desviarse de la linealidad. La linealidad de un fotomultiplicador depende fuertemente en la configuración de los dinodos y la corriente en el tubo. De manera general se puede decir que la linealidad en un fotomultiplicador requiere que la corriente en cada etapa puede ser colectada totalmente en la etapa siguiente, de esta manera se mantiene una proporcionalidad estricta con la corriente inicial producida en el cátodo.

Forma del pulso

La señal de salida en el ánodo es una corriente o pulso de carga, cuya carga total es proporcional al número inicial de electrones emitidos en el fotocátodo. El fotomultiplicador puede ser estudiado como si se tratara de un generador de corriente. De esta manera un fotomultiplicador puede ser representado, como elemento de un circuito, como se muestra en la figura 2.13, como un generador de corriente en paralelo con una resistencia y un capacitor, donde la resistencia R y el capacitor C representan la resistencia y capacitancia intrínseca del ánodo además de los otros componentes que pudieran encontrarse en la salida del circuito.

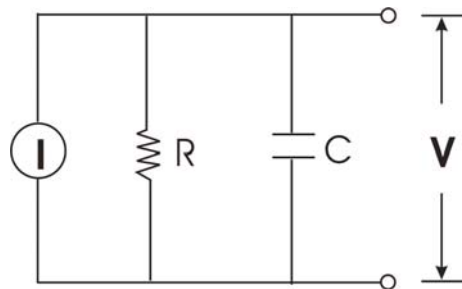


Figura 2.13: Circuito equivalente para un fotomultiplicador. El fotomultiplicador puede ser considerado como un generador de corriente ideal en paralelo con una resistencia y un capacitor

Para estudiar el comportamiento de la señal a la salida del circuito se asumirá que la entrada en el fotomultiplicador es debida a luz del centellador descrita por un decaimiento exponencial, por lo tanto la corriente en el ánodo estará dada por:

$$I(t) = \frac{GNe}{\tau_s} e^{-t/\tau_s} \quad (2.15)$$

con G la ganancia del fotomultiplicador, N el número de fotoelectrones emitidos por el cátodo, e la carga del electrón y τ_s la constante de decaimiento del centellador. Entonces para el circuito se tiene una ecuación de la forma:

$$I(t) = \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt} \quad (2.16)$$

Con la solución:

$$V(t) = -\frac{GNeR}{\tau - \tau_s} (e^{-t/\tau_s} - e^{-t/\tau}) \quad \tau \neq \tau_s \quad (2.17)$$

$$V(t) = \frac{GNeR}{\tau_s^2} t e^{-t/\tau_s} \quad \tau = \tau_s \quad (2.18)$$

con $\tau = RC$. La figura 2.14 muestra le señal de salida para diferentes constantes τ .

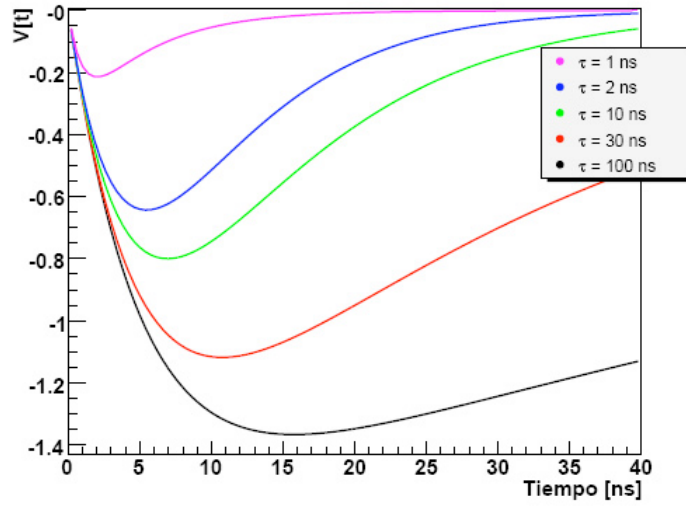


Figura 2.14: Señal de salida para diferentes constantes τ

Para $\tau \ll \tau_s$, la señal es pequeña pero reproduce el tiempo de decaimiento de la señal inicial. El tiempo de ascenso³ es rápido y está dado esencialmente por el valor de τ del circuito de salida. Este modo de operación se conoce como el modo de corriente, por que $V(t)$ está dado esencialmente por la corriente que pasa a través de la resistencia R . Para $\tau \gg \tau_s$ la amplitud de la señal es mayor pero también el tiempo de decaimiento es mayor que es determinado principalmente por el valor de τ del circuito de salida. Sin embargo ahora el tiempo de ascenso está dado aproximadamente por τ_s . Este modo se conoce como de voltaje debido a que en este caso $V(t)$ está dado por el voltaje que pasa a través de la capacitancia C . En este modo la corriente es esencialmente integrada por el capacitor.

Como regla general, el modo de voltaje se prefiere debido a que este da señales más grandes que son libres de fluctuaciones debido a la integración. Sin embargo los tiempos de decaimiento más largos limitan las tasas de conteo a $\approx 1/\tau$, para valores más altos se tiene acumulamiento en la señal. El operar en el modo de corriente permite tener tasas de conteo más altas, pero la señal de salida es pequeña y más sensible a fluctuaciones en el fotocátodo.

³En este caso el tiempo de ascenso se refiere al el tiempo que toma al pulso de salida del ánodo ir del 10% al 90% de su amplitud.

Estabilidad

A las variaciones en la salida de un fotomultiplicador con el tiempo de operación se les conoce comúnmente como características de deriva (en inglés *drift*) o de vida. Por otro lado, al deterioro en el desempeño que resulta del estrés impuesto por la fuente de voltaje, la corriente y factores ambientales se le conoce como *fatiga*.

A las inestabilidades sobre periodos de tiempo cortos se les llama fluctuaciones, mientras que las variaciones que ocurren en tiempos mayores que de 10^3 a 10^4 horas se les conoce como características de vida del fotomultiplicador. Como la sensibilidad en el cátodo de un fotomultiplicador tiene una buena estabilidad aún después de periodos largos de operación [14], las fluctuaciones y las características de vida dependen principalmente de las variaciones en la emisión secundaria, es decir, estas características son un parámetro de la magnitud de las variaciones en la ganancia durante el tiempo de operación.

Las fluctuaciones por unidad de tiempo generalmente mejoran con el tiempo de operación y esta tendencia continua aun si deja de utilizarse el fotomultiplicador por un corto tiempo después de operarlo. El aplicar voltaje al fotomultiplicador antes de su uso (*Aging*⁴) asegura una operación más estable. Además, las características de fluctuación y de vida del fotomultiplicador dependen de la magnitud de la corriente de salida de la señal, así que se recomienda tener una corriente promedio de salida de unos cuantos microamperes.

Respuesta temporal y resolución

El tubo fotomultiplicador tiene una respuesta temporal excepcionalmente alta. La respuesta temporal está determinada principalmente por el tipo de dinodos y el voltaje del fotomultiplicador. En general la respuesta temporal mejora en proporción inversa a la raíz cuadrada del voltaje suministrado. Existen dos factores principales que afectan la resolución temporal de los fotomultiplicadores:

1. Variaciones en el tiempo de tránsito⁵ de los fotoelectrones emitidos en el fotocátodo para llegar al ánodo.
2. Fluctuaciones debidas a ruido estadístico.

Las variaciones en el tiempo de tránsito surgen debido a diferencias en la trayectoria seguida por los electrones y por la energía con las cuales son emitidas por el fotocátodo. El efecto debido a la geometría del sistema se conoce como diferencia en el tiempo de tránsito. Este efecto puede disminuirse al usar una geometría apropiada para el cátodo (un cátodo esférico) o graduando el campo eléctrico de tal manera que los electrones que deben viajar una distancia mayor, a causa del punto en donde son emitidos en el cátodo, sufran una mayor aceleración.

Por otro lado también habrá variaciones que dependerán de la energía y la dirección con la cual son emitidos los electrones. Este efecto se conoce como dispersión en el tiempo de tránsito⁶ y es independiente del punto en el que son emitidos los fotoelectrones. También existen fluctuaciones naturales en el fotomultiplicador debidas a la naturaleza estadística del efecto fotoeléctrico y el proceso de emisión de electrones secundarios. Esto se conoce como ruido estadístico y constituye una limitación fundamental a la resolución temporal de los fotomultiplicadores.

⁴*Aging* es una técnica en la cual el tubo fotomultiplicador se opera de manera continua por un periodo que va de varias horas a varias decenas de horas. Por medio de esto se puede estabilizar el efecto de fluctuación.

⁵Tiempo de tránsito de los electrones es el intervalo de tiempo entre la llegada de un pulso de luz (función delta) al fotocátodo y el instante en que el pulso de salida en el ánodo alcanza su mayor amplitud.

⁶La dispersión en el tiempo de tránsito (en inglés T.T.S. *Transit Time Spread*) es la fluctuación en el tiempo de tránsito entre pulsos individuales y se define como el *FWHM* de la distribución de tiempos de tránsito.

Fuentes de ruido

Corriente oscura y *afterpulses*. Aun cuando no incida luz en un fotomultiplicador, una pequeña corriente pasa a través de él; recibe el nombre de corriente oscura y tiene varias fuentes, entre ellas la emisión termoiónica del cátodo y los dinodos, contaminación radioactiva⁷ y rayos cósmicos entre otras, siendo el ruido térmico la componente principal. Esta última contribución está descrita por la ecuación de Richardson, y se debe a que los materiales del fotocátodo y dinodos tienen una función de trabajo muy baja y emiten electrones termoiónicos a temperatura ambiente. La ecuación que describe este efecto es:

$$I = AT^{5/4}e^{-e\phi/kT} \quad (2.19)$$

donde A es una constante, ϕ es la función de trabajo, T la temperatura [K] y k es la constante de Boltzmann. De la ecuación se puede ver que al disminuir la temperatura a la que opera el fotomultiplicador se disminuirá esta componente del ruido.

La corriente oscura se incrementa en proporción al voltaje suministrado, pero la tasa de incremento no es constante. También la fuga de corriente del fotomultiplicador puede contribuir como una componente importante de la corriente oscura; esta componente puede disminuirse al aislar apropiadamente al fotomultiplicador.

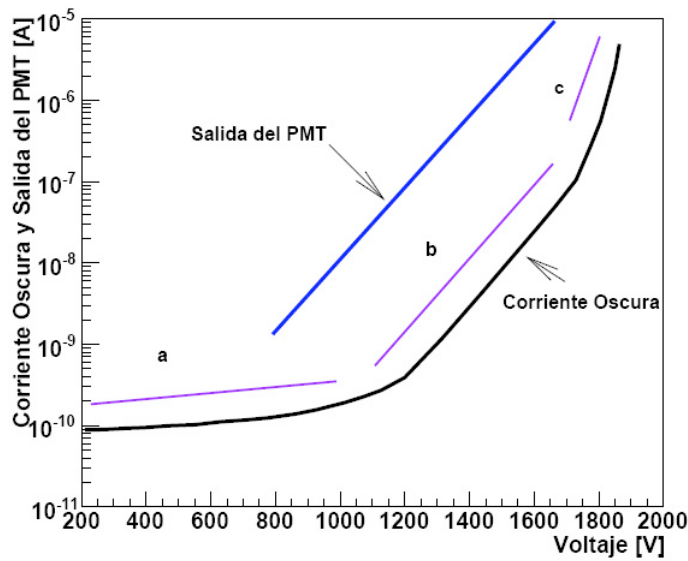


Figura 2.15: Corriente oscura como función del voltaje

En la figura 2.15 se encuentran tres regiones de voltaje: una región de voltaje bajo dominada por la fuga de corriente (a), una región de mediano voltaje dominado por emisión termoiónica (b) y una región de alto voltaje donde se emiten electrones de los dinodos a causa del intenso campo eléctrico (c). De manera general la región (b) tiene la mejor razón señal-ruido, así que los fotomultiplicadores suelen operarse en esa región.

⁷El concreto utilizado en los edificios puede contener Rn , Th y ^{40}Fe , y el acero puede contener U , Th y ^{60}Co . En la atmósfera puede haber gases de Rn o Th y el centellador puede tener cantidades muy pequeñas de ^{40}K y ^{208}Tl , además las ventanas de borosilicato de los fotomultiplicadores también contienen cantidades muy pequeñas de ^{40}K .

También pueden aparecer pulsos un cierto tiempo después de un pulso real. Estos pueden deberse a la presencia de gas residual que puede ser ionizado y provocar la producción de electrones cuando los iones alcanzan el cátodo o los dinodos. Estos pulsos aparecerán en tiempos característicos que le toman a los iones viajar a través del tubo, que pueden ser desde algunos cientos de nanosegundos hasta microsegundos. Cuando se tiene corrientes altas también pueden aparecer este tipo de pulsos (en Inglés *afterpulses*) debido al fenómeno conocido como brillo de los electrodos, donde se emite luz en los últimos dinodos, en este caso los pulsos aparecen entre 30 y 60 nanosegundos después del pulso real. En general ambos tipos de ruido deben ser pequeños en la mayoría de los fotomultiplicadores.

Las características de los tubos fotomultiplicadores como la sensibilidad o la corriente oscura son susceptibles a las condiciones del medio en el que se desempeñan, tales como la temperatura o la presencia de campos magnéticos. Para poder obtener el mejor desempeño de los fotomultiplicadores es necesario conocer cómo estas condiciones afectan a los mismos.

2.7.9. Factores ambientales que afectan el desempeño de los fotomultiplicadores

Entre los factores que pueden alterar el funcionamiento del fotomultiplicador se encuentra la exposición de éste a la luz, aun sin que el fotomultiplicador tenga un voltaje aplicado. Si el fotomultiplicador está conectado y se expone a la luz pueden producirse inestabilidades, este efecto es llamado fatiga, o incluso puede llegar a dañarse permanentemente. También se provocará un aumento en la corriente oscura. Este último efecto, sin embargo, disminuirá después de un cierto tiempo, llamado tiempo de recuperación. Un efecto más importante para los fotomultiplicadores que utilizará el detector V0 es el debido a los campos magnéticos, puesto que los fotomultiplicadores se encontrarán dentro del electroimán de *ALICE*.

Campos magnéticos

Los campos magnéticos son uno de los factores más importantes en la operación de fotomultiplicadores. Esto se debe a que los electrones que viajan a lo largo del fotomultiplicador tienen bajas energías y aun el campo magnético de la tierra tiene un efecto en el desempeño de los fotomultiplicadores. Un campo magnético pequeño es suficiente para desviar a la cascada de electrones de su trayectoria óptima dentro del fotomultiplicador y por lo tanto afecta su eficiencia. La parte más sensible a este efecto es el sistema óptico de captura de electrones. Aquí los electrones pueden ser desviados y es posible que no puedan alcanzar el primer dinodo. Esto significa que los fotomultiplicadores que tienen una distancia grande entre el fotocátodo y el primer dinodo son más vulnerables a los campos magnéticos.

Por lo tanto, la orientación del tubo con respecto al campo es un factor determinante, así como la simetría del mismo con respecto a su propio eje. Los estudios respecto a este tema [11] [14] han llegado a las siguientes conclusiones:

1. La corriente en el ánodo disminuye cuando el flujo magnético aumenta.
2. La influencia del campo es menor cuando éste está orientado a lo largo del eje del fotomultiplicador.
3. A voltajes mayores en el tubo fotomultiplicador son menores los efectos del campo magnético.

Por lo tanto, cuando es necesario utilizar a los fotomultiplicadores en presencia de un campo magnético, es necesario el uso de una protección contra el mismo. Sin embargo, a diferencia del caso de un blindaje contra el campo electrostático, el proteger al fotomultiplicador completamente

del campo magnético no es posible. Una práctica común para reducir su influencia es blindar a los fotomultiplicadores con un metal con una alta permeabilidad, debido a que éste provoca una reducción importante en el campo dentro de un blindaje de éste tipo [22], como es el metal- μ u otras aleaciones con diferentes proporciones de níquel y acero como el permalloy (ver figura 2.16).

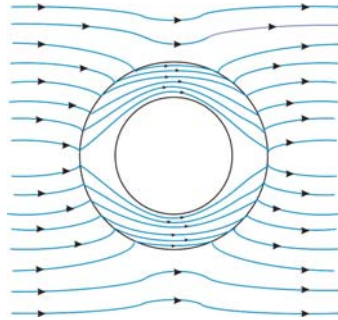


Figura 2.16: Efecto del blindaje al campo magnético

El factor de blindaje magnético S en un campo magnético se expresa como sigue [14]:

$$S = \frac{H_{ext}}{H_{int}} = \frac{3t\mu}{4r} \quad (2.20)$$

donde H_{int} y H_{ext} son los campos magnéticos dentro y fuera del blindaje respectivamente, t es el grosor del blindaje, r su radio y μ su permeabilidad. Cuando se tiene dos o más blindajes magnéticos con diferentes radios, el factor de blindaje resultante S^l será el producto de los factores de blindaje individuales:

$$S^l = S_1 \times S_2 \times S_3 \times \dots \times S_N \quad (2.21)$$

Cuando se utiliza un blindaje magnético, el campo magnético en el interior se reduce por un factor H_{ext}/S . Los blindajes que se utilizan son del orden de décimas o centésimas de milímetro.

Efectos de la radiación en los fotomultiplicadores

La exposición de los tubos fotomultiplicadores a la radiación afecta su desempeño. Por ejemplo la radiación deteriora los diferentes materiales que conforman al fotomultiplicador (envoltura de vidrio, metales, aislantes, etc).

La variación en la sensibilidad de un fotomultiplicador proviene principalmente de la pérdida de transmisión en la ventana del tubo [14]. La pérdida de transmisión ocurre principalmente en la región del ultravioleta. Esta pérdida de transmisión empieza a ocurrir alrededor de 1×10^4 roentgen para la ventana de borosilicato que utilizan los fotomultiplicadores de V0 (la dosis que recibirá el V0 en los anillos externos en 10 años está por debajo de éste valor). Se puede obtener recuperación en la transmisión hasta cierto grado si se almacenan los fotomultiplicadores, especialmente si esto se hace a altas temperaturas.

2.7.10. Tubos fotomultiplicadores para operación en campos magnéticos intensos

Como ya se indicó, los tubos fotomultiplicadores convencionales se ven afectados de manera importante por los campos magnéticos. Por ejemplo la sensibilidad se reduce un orden de magnitud en un campo magnético de 10 militeslas. Sin embargo en la física de altas energías puede ser

necesario utilizar fotomultiplicadores en presencia de campos magnéticos de hasta más de un tesla.

Las trayectorias de los electrones en los fotomultiplicadores convencionales son afectadas por los campos magnéticos. La ganancia de estos fotomultiplicadores disminuye bajo estas condiciones. Existen dos soluciones para este problema, una es guiar la luz producida fuera de la región donde existe un campo magnético, la otra es proteger al fotomultiplicador del campo magnético. El usar una guía de luz y el acoplarla a un fotomultiplicador causa pérdida de luz y afecta las características de la señal de luz. El uso de blindajes contra el campo magnético aumenta el costo del detector, además de que al tener más material se producen pérdidas de energía.

El uso de fotomultiplicadores con dinodos de rejillas delgadas (*Fine Mesh PMT's*) hace posible que utilizar estos dispositivos en presencia de campos magnéticos fuertes hasta de 1 Tesla [23]. El detector V0 utiliza fotomultiplicadores con este tipo de dinodos.

Después de haber revisado las características de los dos principales componentes de un detector de centello, es necesario conocer cómo se acoplan estos dos dispositivos, por que es muy importante coleccionar la mayor cantidad de fotones y transportarlos de manera eficiente hacia el fotocátodo.

2.8. Causas de pérdidas de luz en el detector

La pérdida de luz en un centellador puede provenir de dos fuentes, una es a través de las fronteras del centellador y la otra es por absorción dentro del material del centellador. Para detectores pequeños la absorción dentro del material es un efecto despreciable. Sin embargo, si las dimensiones del detector son tales que las trayectorias de los fotones dentro del material tienen longitudes comparables con el parámetro conocido como longitud de atenuación, entonces la absorción dejará de ser un efecto que se puede despreciar. La longitud de atenuación l se define como la longitud después de la cual la intensidad de la luz se reduce por un factor de e^{-1} . La intensidad de la luz como función de su trayectoria es:

$$L(x) = L_0 e^{-x/l} \tag{2.22}$$

donde x es la trayectoria recorrida por la luz y L_0 es la intensidad inicial de la luz. La longitud de atenuación típica es del orden de 1 metro, por lo que este factor es importante para detectores grandes.

Un factor más importante es el de pérdidas debidas a la transmisión a través de las fronteras del centellador. La luz emitida en cualquier punto del centellador viaja en todas direcciones y solo una fracción de ésta se dirige directamente hacia el fotomultiplicador, la fracción restante viaja hacia las fronteras del centellador, donde dependiendo de su ángulo de incidencia pueden suceder dos cosas. Para luz que incide en un ángulo mayor que el ángulo de Brewster θ_B , ocurre reflexión total interna y la luz es reflejada al material centellador. A ángulos menores que θ_B ocurre una reflexión parcial y una parte de la luz se pierde por transmisión. Esta pérdida reduce la eficiencia y la resolución en energía del detector.

El ángulo de Brewster se define en la ecuación 2.23, donde n_{cent} es el índice de refracción del centellador y n_{ext} el índice de refracción del medio que rodea al centellador.

$$\theta_B = \text{sen}^{-1}(n_{ext}/n_{cent}) \tag{2.23}$$

La solución más común a este problema es redirigir la luz que escapa por medio de reflexión interna y/o externa. De esta manera la luz que se transmitía hacia afuera del detector se dirige hacia el fotomultiplicador al realizar una o más reflexiones, por supuesto con cada reflexión ocurrirán

algún tipo de degradación, así que se deberá evitar que ocurran un número muy alto de reflexiones.

La superficie reflejante puede ser especular o difusa. Con una superficie especular las reflexiones son como las que se producirían en un espejo, ángulo de incidencia igual al ángulo de reflexión. Con un reflector difuso, las reflexiones son básicamente independientes del ángulo de incidencia y siguen la ley de Lambert del coseno:

$$\frac{dI}{d\theta} \propto \cos\theta \quad (2.24)$$

con I la intensidad de la luz reflejada y θ el ángulo de reflexión con respecto a la normal.

El reflector especular más utilizado son hojas de aluminio, en el caso de reflectores difusos se tiene el MgO , TiO_2 , Teflón y Tyvek. Los reflectores difusos se consideran ligeramente más eficientes de manera general, pero la diferencia es pequeña. En general se puede obtener una buena eficiencia con el reflector externo, pero los mejores resultados se obtienen también al maximizar la reflexión interna. Para esto el medio que rodea al centellador debe tener un índice de refracción lo menor posible para minimizar el ángulo de Brewster. El aire es el medio más conveniente para este fin.

Para el plástico utilizado en la construcción del detector V0, $n_{cent} = 1.58$ [24], lo que implica que el ángulo de Brewster es aproximadamente de 42° . Por tanto debe dejarse una capa de aire entre el reflector y el centellador. El material reflector que se utiliza en el detector V0A es Teflón, el cual se encuentra sobre una base de cartulina blanca con el fin de darle un mayor soporte mecánico. Además para separar a los diferentes sectores de manera óptica se utilizó una resina epóxica mezclada con TiO_2 .

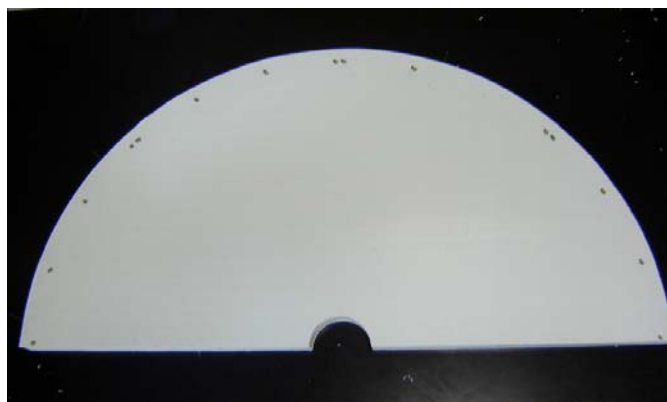


Figura 2.17: Material reflector del recubrimiento del V0A

2.8.1. Acomplamiento con el fotomultiplicador

En este tipo de detectores siempre se busca maximizar la transmisión de luz entre el centellador y el fotomultiplicador. El dejar aire resultaría en favorecer que parte de la luz quedara atrapada en el centellador. Por lo tanto el contacto óptico debe realizarse con un material cuyo índice de refracción sea tan cercano como sea posible al del centellador y la ventana del fotomultiplicador. Las sustancias más comunes para este propósito son grasa de silicón o grasa óptica. Para centelladores orgánicos el acomplamiento con silicón es muy bueno debido a que los índices de refracción de los tres elementos son muy parecidos.

2.8.2. Guías de luz

En algunos experimentos es muy complicado el poder acoplar directamente el fotomultiplicador a un centellador. Esto puede deberse a falta de espacio o por la forma particular del centellador. En tales situaciones la luz del centellador debe ser conducida al fotomultiplicador por medio de una guía de luz. Tales guías son normalmente construidas de plexiglás o lucita y funcionan en base al principio de reflexión total interna. La luz que entra por un lado es dirigida internamente al reflejarse dentro de la guía.

Además de los materiales mencionados anteriormente también se han utilizado fibras ópticas como guías de luz. En el detector V0A en particular se utilizan fibras ópticas corredoras de frecuencia (WLS) que permiten coleccionar la luz dentro del centellador y posteriormente dirigirla a los fotomultiplicadores. También existe un segundo problema relacionado a la no uniformidad en la respuesta en la amplitud del pulso generado en diferentes puntos del volumen del detector, esto se debe a que dependiendo del punto de emisión, diferentes fracciones de la luz producida alcanzaran el fotocátodo. Estas diferencias suelen ser normalmente despreciables en la mayoría de los centelladores, pero para detectores grandes con ciertas geometrías, estas no uniformidades pueden generar problemas importantes. Para incrementar la eficiencia en la captura de luz, existen diversos métodos.

En el caso del detector V0 se propusieron soluciones diferentes para la captura de luz en los subdetectores V0A y V0C; estas soluciones se muestran en la figura 2.18. En el detector V0C se utilizan fibras WLS colocadas a los extremos de cada sector. En el caso del detector V0A, se utiliza la técnica megatile que consiste en insertar a las fibras WLS dentro del material centellador, haciendo más eficiente la captura de luz.

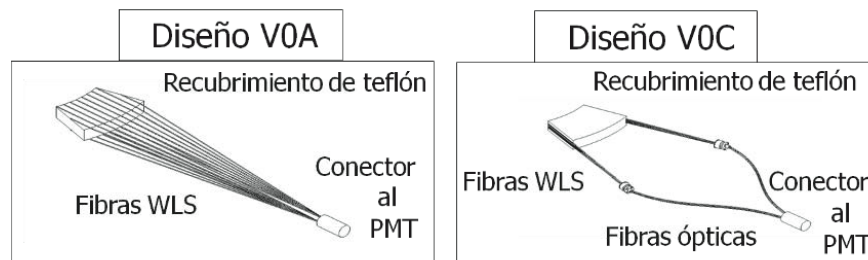


Figura 2.18: Colección de luz en los detectores V0A y V0C

Cuando el material centellador se acopla a un dispositivo amplificador tal como un tubo fotomultiplicador, estos centelleos pueden ser convertidos en señales eléctricas que pueden ser posteriormente analizadas electrónicamente para obtener información sobre la radiación incidente.

La siguiente etapa en un detector de centello después del fotomultiplicador suele ser un pre-amplificador, el cual integra la carga a la salida del fotomultiplicador, la amplifica y genera un pulso de voltaje. La amplitud de este voltaje es proporcional a la carga inicial en la entrada del fotomultiplicador.

El amplificador principal es un amplificador lineal o amplificador de forma. Su función es incrementar la ganancia de la señal del pre-amplificador de algunos cientos de milivolts a algunos volts para suministrar la entrada para las demás partes de la electrónica de la adquisición de datos. Los sistemas electrónicos utilizados para la adquisición de datos son cada vez más complejos debido a la cantidad de funciones que deben realizar además de la velocidad con la que deben funcionar. Es

por esto que se han diseñado estándares para controlar por medio de computadoras a los sistemas electrónicos de adquisición. El control electrónico de las señales del V0 se realizará con el estándar *VME* (ver la figura 2.19).

2.9. El sistema de control VME

Los experimentos en física de altas energías utilizan sistemas de adquisición de datos controlados por computadoras. Estos sistemas tienen muchas ventajas en la actualidad, como la posibilidad de realizar análisis preliminares en tiempo real, lo cual permite examinar eventos inmediatamente después de que se generan.

El instalar un sistema controlado por computadora requiere tener una interface entre los diferentes instrumentos y la computadora. Un experimento consiste de diferentes sistemas electrónicos como: *ADC* (Convertidor Analógico a Digital por sus siglas en inglés), *TDC* (Convertidor Tiempo a Digital) y unidades de memoria. Estos dispositivos deben estar conectados a una computadora para realizar la lectura de las señales de los mismos. En lugar de realizar la conexión de cada dispositivo a la computadora de manera individual, lo más eficiente es conectar a los diferentes componentes por medio de líneas de transmisión de datos compartidas [25]. Para resolver este problema se han desarrollado diferentes sistemas estandarizados. Sistemas de comunicación tales como *CAMAC*, *VME*, *MULTIBUS II* y *FASTBUS*, están formados por distintos módulos que se insertan en un armazón metálico (*crate*) que provee voltajes y la interface entre los diferentes módulos y la electrónica. Estos distintos estándares cuentan con características diferentes que se utilizan de acuerdo al sistema que se opera. Por ejemplo, si los dispositivos conectados tienen la misma velocidad de respuesta, se utilizan sistemas de control que tienen ciclos de transferencia de información llamados sincrónicos como *CAMAC*. Si los dispositivos conectados tienen diferentes velocidades se utilizan sistemas asincrónicos como *VME* y *FASTBUS*. El sistema *VME* tiene una velocidad de hasta 40 MBytes por segundo.

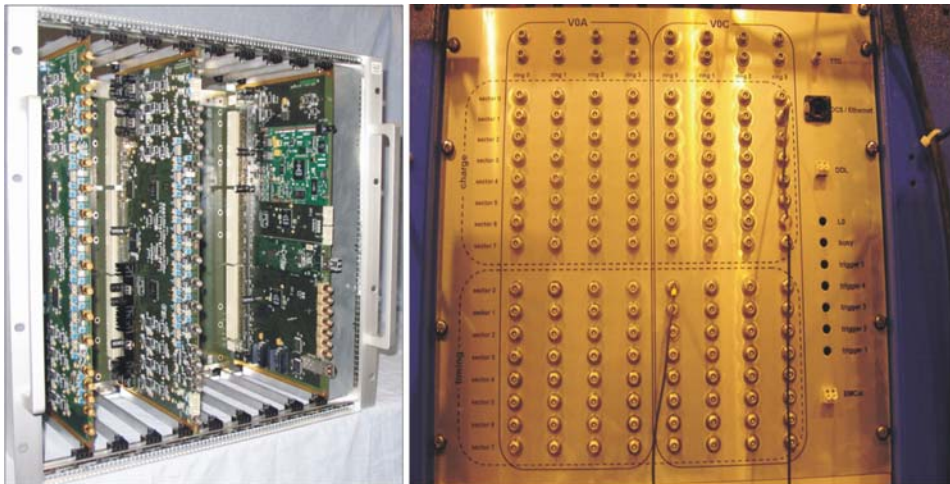


Figura 2.19: A la izquierda se muestra el *crate* del *VME* del detector V0. A la derecha el panel con los conectores de las señales de los detectores V0A y V0C.

Capítulo 3

Construcción del detector V0A

3.1. Construcción

El diseño del detector ha sufrido diversos cambios desde su planeación original. Esto ha sido resultado tanto de las pruebas que se han realizado con los diferentes prototipos con el fin tanto de encontrar los materiales más adecuados, como del estudio para encontrar la combinación apropiada de materiales, es decir, qué fibras utilizar y con qué plástico centellador para obtener la mayor cantidad de luz posible y tener la mejor resolución temporal [26] [27]. También hubo cambios debido a nuevas propuestas en el diseño por parte del grupo de la *UNAM* y porque se ha modificado la posición de detector dentro del experimento *ALICE*.

Un ejemplo de estos cambios es que al inicio se planeaba realizar el transporte de la luz producida dentro del centellador por medio de fibras corredoras de frecuencia acopladas a fibras ópticas claras, debido a la distancia donde se planeaban colocar los tubos fotomultiplicadores (a 15 metros del centellador). Posteriormente se decidió que los fotomultiplicadores serían colocados cerca del detector dentro del electroimán de *ALICE*. Otro de los cambios fue la variación en el grosor del centellador, siendo el valor final 2.5 cm.

3.1.1. Plástico centellador

Como se mencionó anteriormente, el detector V0A es un disco de material centellador de 2.5 cm de grosor. Se decidió utilizar el plástico fabricado por Bicron *BC404* debido a su característica de tener un tiempo de decaimiento rápido y su producción de luz. Los radios que segmentan al detector en cuatro anillos son los siguientes: 4.2 cm, 7.6 cm, 13.8 cm, 22.7 cm y 41.3 cm. Estos anillos, siguiendo la convención del experimento, se refieren como anillos cero, uno, dos y tres. El disco también tiene una división en sectores angulares de 45 grados. El orificio interior de radio 4.2 cm es para permitir el paso de la tubería del haz. El detector está dividido en dos partes, de manera que se pudiera montar sobre la línea del haz (ver la figura 3.1).

El diseño del detector está basado en la técnica *Megatile*, que consiste en construir un arreglo de detectores de centelleo coplanares en una sola pieza de centellador, en el cual cada elemento o subdetector es construido en base al grabado de surcos en la superficie del plástico. Como un primer paso se ranuran en el plástico los sectores y anillos hasta aproximadamente la mitad de su profundidad con una fresadora numérica (ver la figura 3.2). Estas ranuras se llenan con una resina epóxica mezclada con TiO_2 . Esta resina cumple con dos funciones: provee soporte mecánico así como un aislamiento óptico por medio de una pared reflectora difusa entre los diferentes sectores. Una vez que la resina epóxica seca, se ranura el otro lado del centellador y se rellena del mismo modo.

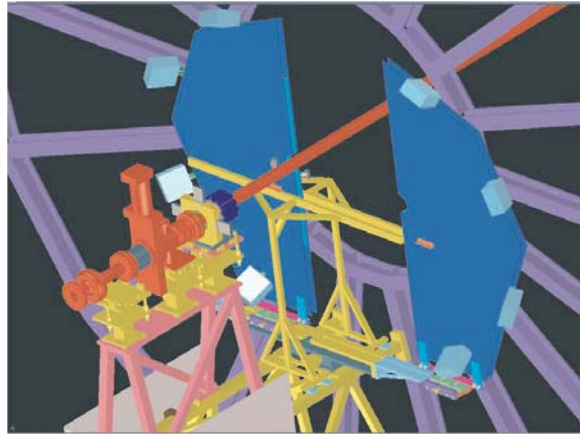


Figura 3.1: Montaje del detector sobre la línea del haz

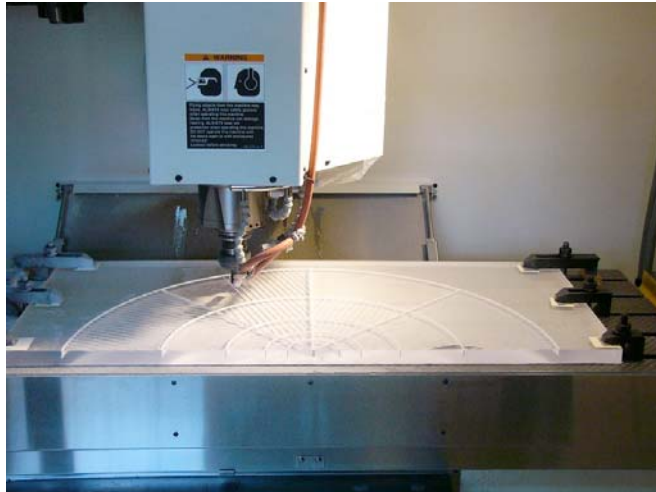


Figura 3.2: Maquinado del detector

El epoxy que utilizamos fue el cemento óptico Bicon *BC – 600*. Después de mezclarlo con el TiO_2 se sometió brevemente al vacío con el fin de eliminar el aire en la mezcla que podría producir burbujas al momento de solidificarse.

Posteriormente y con el fin de colectar la luz producida, se hicieron ranuras a lo largo de cada elemento de detección o celda, dentro del cual se colocarán posteriormente fibras corredoras de frecuencia. Se decidió perforar canales para las fibras en ambos lados del centellador para maximizar el número de fibras corredoras de frecuencia por cada celda. Al tener las fibras totalmente dentro del centellador, se maximiza la superficie que estas presentan al plástico haciendo más eficiente la colección de luz. Estas ranuras se hacen a 3 mm de profundidad y con una separación entre fibras de 6 mm. Las ranuras se hicieron utilizando un par de cortadores, el primero hace un canal angosto que mantiene atrapadas a las fibras dentro del centellador y posteriormente se utiliza un segundo cortador de forma circular que permitirá que se puedan insertar las fibras dentro del plástico (figura 3.3). Entre las fibras y el plástico centellador se permite una capa de aire y se decidió no utilizar

grasa óptica para el acoplamiento.

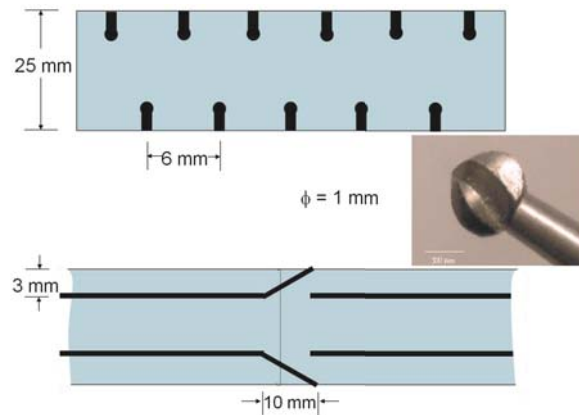


Figura 3.3: El cortador utilizado y las ranuras en el plástico centellador. Se muestran los cortes paralelo y perpendicular a las fibras indicando la posición de las fibras.

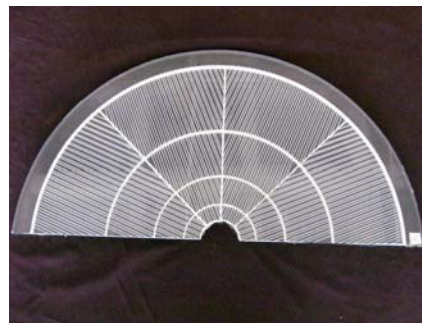


Figura 3.4: El plástico después de aislar ópticamente las diferentes celdas.

La técnica Megatile permite tener un diseño compacto y mecánicamente confiable debido a que el detector es una sola pieza (figura 3.4).

3.1.2. Fibras corredoras de frecuencia

Las fibras corredoras de frecuencia se eligieron en base a los siguientes criterios: que su espectro de absorción coincidiera con el espectro de emisión del plástico centellador y a su vez que el espectro de emisión de las fibras coincidiera con el intervalo de respuesta del fotomultiplicador (figuras 3.5 y 3.6). Otra característica de las fibras es que contarán con un tiempo de decaimiento rápido, pues de otro modo no se aprovecharían la característica de un decaimiento rápido por parte del plástico centellador. Se decidió utilizar las fibras corredoras de frecuencia de un milímetro de diámetro *WLS BC9929AMC*.

Las fibras fueron cortadas con longitudes adecuadas acorde a la posición que tendrían dentro del detector y a la posición en la cual estarían acopladas por medio de conectores a los fotomultiplicadores. Las fibras que se insertaron dentro del plástico centellador deben transportar la luz de manera eficiente hacia los fotomultiplicadores. Por tanto, el extremo de las fibras que está dentro del plástico debe reflejar la luz colectada hacia el extremo que está acoplado con el fotomultiplicador. Es por esto que fue necesario depositar una película delgada de aluminio en uno de los

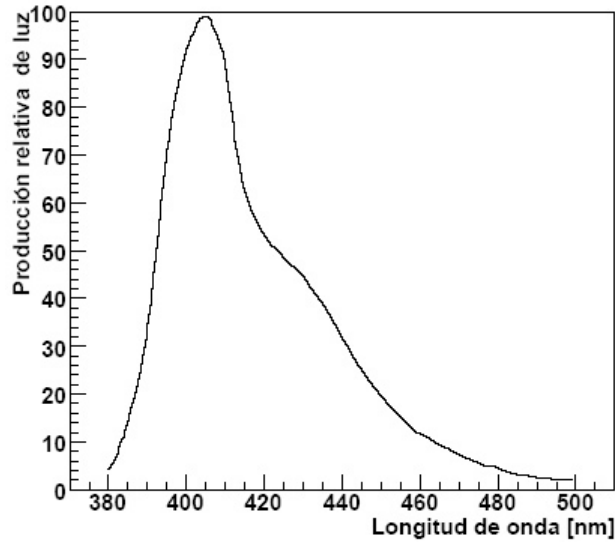


Figura 3.5: Espectro de emisión del plástico centellador.

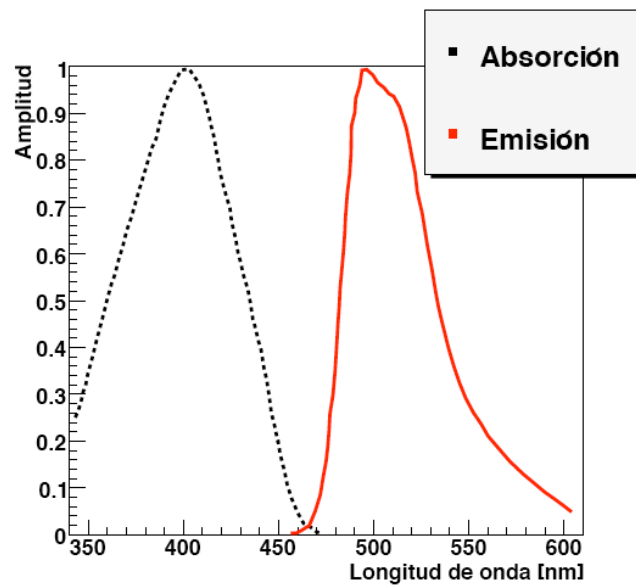


Figura 3.6: Espectro de absorción y de emisión de las fibras corredoras de frecuencia.

extremos de las fibras. También se depositó otra película delgada de cuarzo sobre el aluminio para proteger el extremo de la fibra (figura 3.7).

3.1.3. Superficie reflectora del centellador

Como se mencionó antes (veáse 2.8) para evitar que la luz producida en el plástico escape cubrimos ambas caras con una superficie reflectora. También durante la prueba de los prototipos se estudió qué material reflector era el más adecuado para recubrir al centellador, se estudió el

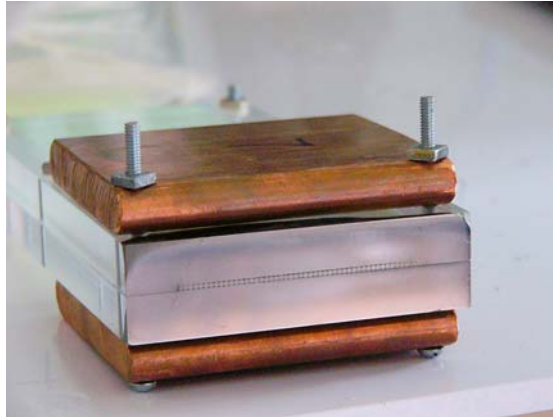


Figura 3.7: Aluminizado en uno de los extremos de las fibras.

Tyvek, papel aluminio y teflón, siendo este último material el elegido [26] [27]. Una publicación reciente también muestra que el teflón es una buena elección [28]. Para darle soporte mecánico al teflón, éste se colocó sobre un cartón blanco.

Una vez colocadas las fibras dentro del centellador y su cubierta, se cubrieron con *termofit*¹ para protegerlas, después se agruparon acorde a los sectores de donde provenían y se colocaron dentro de cilindros de nylamid que se utilizaron para acoplar a las fibras con el fotomultiplicador. Las fibras fueron pegadas al cilindro de nylamid utilizando resina epóxica. Una vez que secó la resina, se pulió el extremo del conector de manera que las fibras quedaran perpendiculares a la ventana del fotomultiplicador y la luz que transportan se transmita de manera más eficiente (figura 3.8).

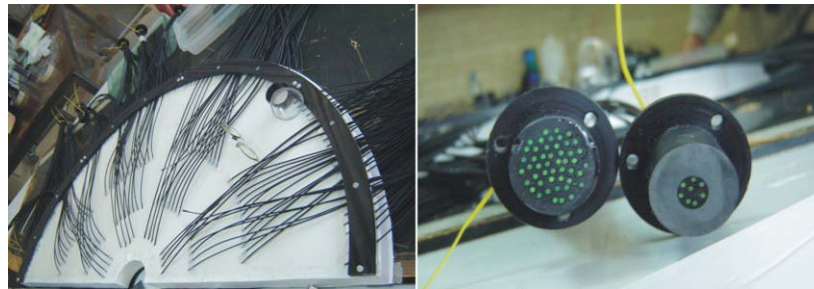


Figura 3.8: A la izquierda una mitad del detector ensamblada. En la derecha se observa el conector para las fibras y el fotomultiplicador.

3.1.4. Soporte mecánico del detector

El soporte mecánico del detector está dado por un marco de aluminio con ranuras que permiten la salida de los grupos de fibras que corresponden a cada celda. El marco de aluminio tiene unas tapas fabricadas con resinas epóxicas altamente livianas y resistentes, de la compañía *Euro-Composites*.

¹El *termofit* suele utilizarse en electrónica para aislar conexiones. En nuestro caso lo utilizamos porque uno de los calibres del *termofit* era ligeramente más grande que las fibras y nos permitía protegerlas.

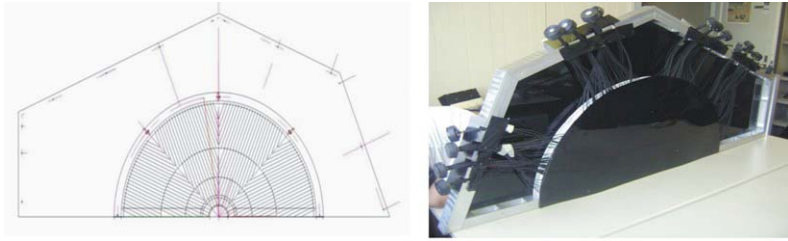


Figura 3.9: Diseño del soporte mecánico del detector y fotografía del montaje.

3.2. Caracterización de los fotomultiplicadores

Los fotomultiplicadores utilizados en el detector corresponden a los del tipo rejilla (veáse 2.7.4) del fabricante Hamamatsu, el modelo utilizado es el *H6153 – 70*. Durante el periodo de pruebas se estudiaron fotomultiplicadores de este tipo provenientes de dos compañías, siendo elegidos los fotomultiplicadores del fabricante Hamamatsu.

3.2.1. Pruebas con rayos cósmicos en el IF-UNAM

El último prototipo del detector fue el llamado sector cero (ver la figura 3.10), el cual fue probado en el *CERN* en el verano de 2006 con el fin de realizar estudios sobre la resolución temporal con un detector que es básicamente la octava parte del detector final. Este diseño también fue validado por simulaciones [29]. Utilizamos al sector cero para caracterizar a los fotomultiplicadores debido a que en la prueba realizada a este prototipo en el *CERN* en 2006, pudimos comprobar que con este detector era posible obtener la resolución temporal requerida por la colaboración y por tanto los resultados que obtuviéramos con esta calibración serían comparables a los que se obtendrían con el detector final. La caracterización que se describe a continuación fue llevada a cabo en su totalidad en el IF-UNAM. Esta sección se incluye como antecedente de la caracterización realizada en el CERN que se describe en el capítulo cuatro. Para una descripción más detallada de la calibración de los fotomultiplicadores utilizando rayos cósmicos, se puede consultar la referencia [31]. La aportación de este trabajo se centra en la construcción del detector y la prueba realizada en el CERN, incluyendo los análisis de los datos.

La prueba en el IF-UNAM consistió en utilizar rayos cósmicos para obtener las curvas características de la ganancia y resolución temporal de todos nuestros fotomultiplicadores acoplados al sector cero. Para tener un mayor control de la caracterización, todos los fotomultiplicadores fueron calibrados utilizando la misma celda del sector cero. Debido a que la prueba se realizó con rayos cósmicos, se eligió utilizar una celda con una superficie intermedia. Las pruebas se realizaron en la celda correspondiente al anillo dos. Se tomaron datos para cinco voltajes (1350, 1600, 1800, 2000 y 2200 Volts) con cinco mil eventos para cada voltaje en cada una de las pruebas que se describen a continuación.

3.2.2. Caracterización de la ganancia de los fotomultiplicadores

La elección sobre cuál de los fotomultiplicadores se colocaría en cada sector del detector V0A se basó en las características de su curva de ganancia. Los fotomultiplicadores que tenían mayor ganancia se utilizaran para la lectura de el anillo cero, el anillo uno tendrá los fotomultiplicadores con ganancia menor que los del cero y así sucesivamente.

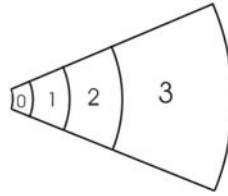


Figura 3.10: Estructura del prototipo llamado Sector Cero. Los números indican los diferentes anillos.

Para realizar la caracterización de la ganancia se instaló en el laboratorio el dispositivo que se muestra en la figura 3.11.



Figura 3.11: Foto del dispositivo en el IF-UNAM.

En la figura 3.12 se muestra la lógica del set-up dividida en dos partes: la generación de la ventana de integración del QDC y el proceso de la señal generada por el anillo dos del sector cero.

Se utilizaron dos centelladores pequeños para generar la señal de disparo sobre la superficie del anillo dos del sector cero, es decir, la señal de coincidencia de los centelladores pequeños se utilizó para generar la ventana de integración del *ADC*. Por otro lado, la señal del fotomultiplicador a caracterizar se envía al *ADC* en donde se integra para obtener la carga colectada en cada evento.

Como resultado de estas mediciones, obtuvimos resultados como los que se muestran a continuación.

En la figura 3.13 se observa un espectro característico del *ADC*. Como sabemos, la ganancia es una función exponencial del voltaje aplicado (véase 2.7.8). Esto se muestra para los diferentes voltajes utilizados.

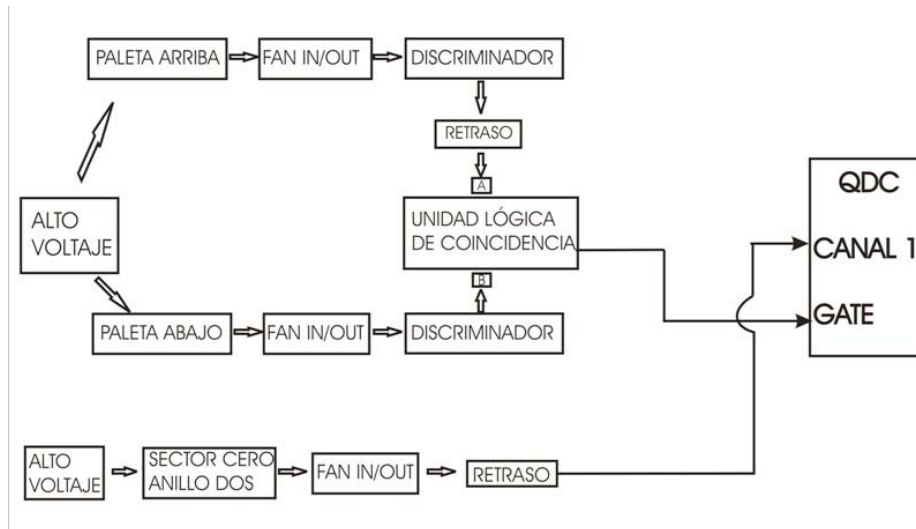


Figura 3.12: Diagrama de bloques de la lógica: Generación del gate de integración y el de señal del V0.

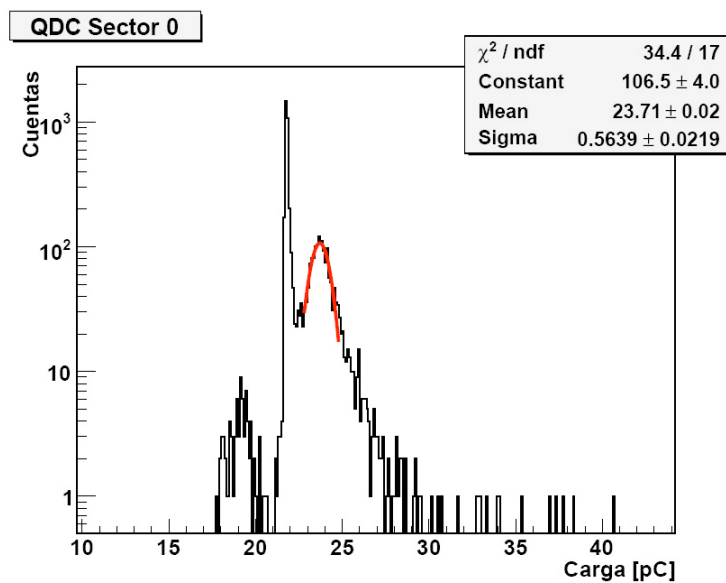


Figura 3.13: Ejemplo de un espectro del ADC, en este caso para 1800 Volts en el fotomultiplicador WA-9870.

3.2.3. Caracterización de la resolución temporal de los fotomultiplicadores

La característica más importante del detector V0A es su resolución temporal. Por esto consideramos necesario realizar una medida de la resolución temporal que obteníamos con cada fotomultiplicador en nuestro prototipo. Para realizar las mediciones de la resolución temporal del sistema centellador-fotomultiplicador se instrumentó el detector como se muestra en la figura 3.15.

La resolución en la medición de un intervalo temporal se realiza con el mismo arreglo

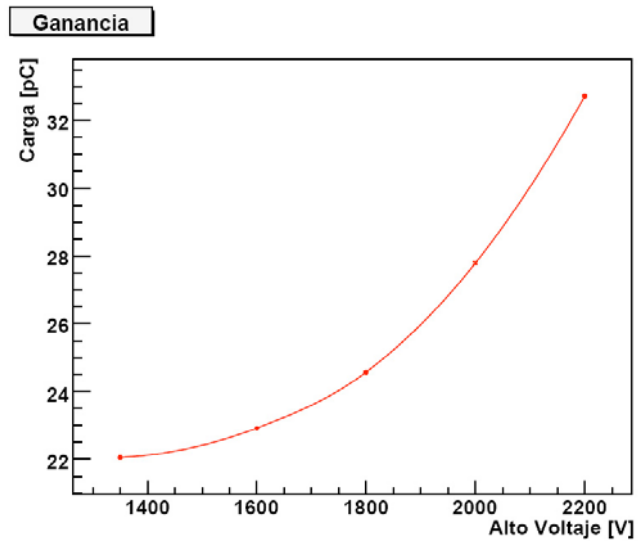


Figura 3.14: Ejemplo de la variación de la ganancia en un fotomultiplicador como función del alto voltaje. Las barras de error están asociadas a la incertidumbre para determinar la media en el ajuste. El error asociado al voltaje también se muestra.

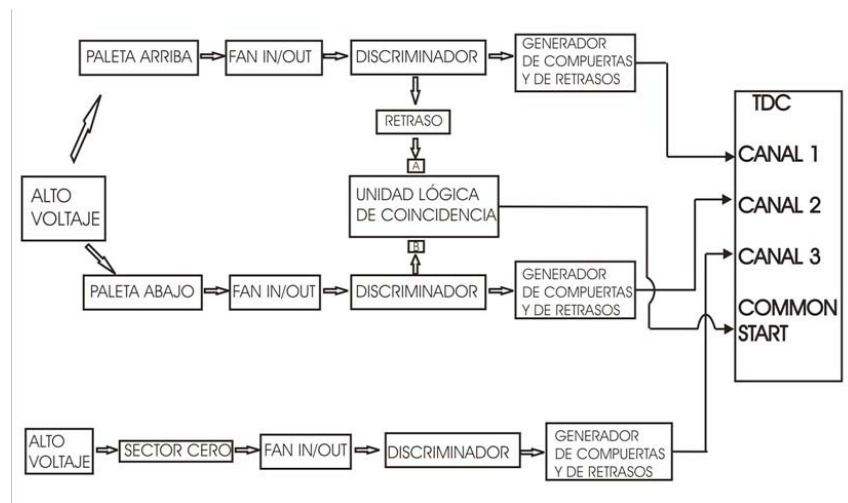


Figura 3.15: Diagrama de bloques de la lógica del para generar la señal de *start* y de *stop* en las mediciones de tiempo.

experimental mostrado en la figura 3.11. Como en el caso anterior, se utilizan dos contadores pequeños para generar la señal de disparo del sistema. Se utiliza una señal de coincidencia entre los detectores pequeños para generar la señal de inicio del *TDC*. El pulso del fotomultiplicador se discrimina y se utiliza para detener el *TDC*. La sigma del espectro resultante del *TDC* es una medida de la resolución temporal del sistema.

Como resultado de estas mediciones obtuvimos espectros como el que se muestra en la figura 3.16, donde también se muestra el ajuste gaussiano con el que caracterizamos a la distribución.

En la figura 3.17 se muestra cómo la resolución temporal es una función del alto voltaje. Las

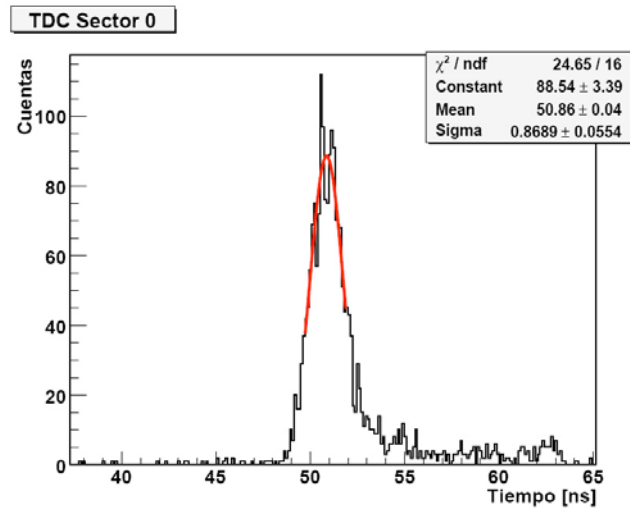


Figura 3.16: Ejemplo de un espectro del TDC, en este caso para 1600 Volts en el fotomultiplicador WA-9870.

barras de error están asociadas a la incertidumbre al realizar un ajuste gaussiano al espectro, también se muestra el error asociado al voltaje.

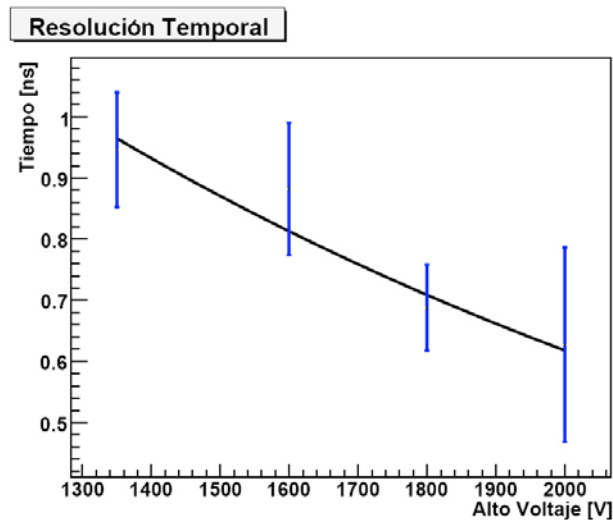


Figura 3.17: Ejemplo de la resolución temporal de un fotomultiplicador como función del alto voltaje.

3.2.4. *Time Walk*

Otra característica importante que pudimos medir con este mismo arreglo experimental es el llamado *time walk*. Esta fluctuación en el tiempo se debe principalmente al tiempo de tránsito de los electrones dentro del fotomultiplicador. Como es de esperarse, cuando la diferencia de potencial es mayor, los electrones viajan más rápidamente y la señal se forma en un tiempo más corto como consecuencia. Por ejemplo se puede comparar el centroide del espectro mostrado en la

Capítulo 3. Construcción del detector V0A

3.2 Caracterización de los fotomultiplicadores

figura 3.16 con el de la figura 3.18 (uno centrado en 52.14 ns y el otro en 50.86 ns respectivamente).

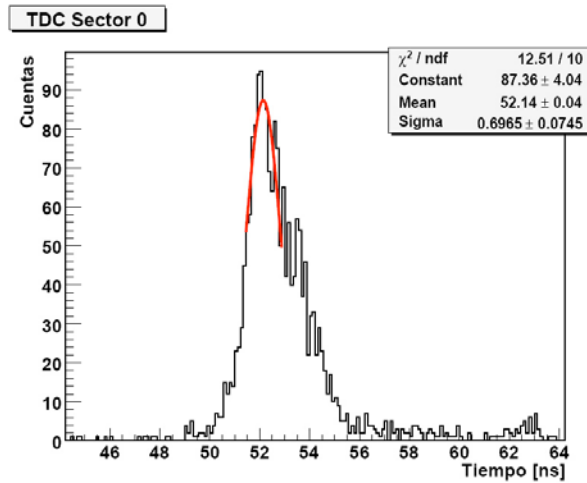


Figura 3.18: Espectro característico del TDC para el PMT WA9870 a 1800 Volts.

Este efecto es muy importante a considerar, puesto que se espera operar con distintas ganancias cuando se utilicen haces de protones que cuando se utilicen haces de iones pesados. Esta diferencia en ganancia tiene como consecuencia el utilizar voltajes distintos, por lo cual será necesario considerar el *time walk* observado al momento de utilizar los valores de tiempo medidos tanto por el V0A como por el V0C. Como se puede ver en la figura 3.19, esta diferencia en tiempo puede llegar a ser hasta de 6 ns.

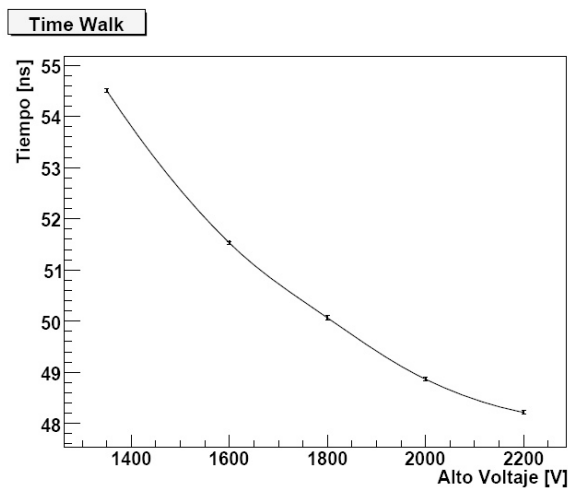


Figura 3.19: Time Walk.

Capítulo 4

Caracterización del detector con haz

La prueba con haz realizada en el *CERN* (ver la figura 4.1) es la primera que se realiza en su totalidad por un equipo Mexicano, es decir, no se utilizó ayuda externa para la instalación del detector, la electrónica asociada a la toma de datos y la preparación de la interface entre el sistema de adquisición de datos y la computadora de análisis. Para esto primero fue necesario ensamblar las partes del detector que fueron transportadas desde México como equipaje de mano. Se puso en marcha el sistema de adquisición de datos y la electrónica necesaria para realizar el experimento. La calibración se realizó en el área experimental Este del *CERN* del 13 al 20 de junio de 2007.

4.1. El área experimental Este del CERN

El área Este es una zona experimental del acelerador *PS* (ver la figura 4.2). Contiene cinco líneas de haz: *T7*, *T8*, *T9*, *T10* y *T11*. Las líneas *T9*, *T10* y *T11* comparten el mismo blanco, que para producir hadrones normalmente se trata de un blanco de Aluminio (ver la figura 4.3).

Estas líneas de haz cubren un rango de momento de partículas desde un mínimo de 1 GeV/c hasta diferentes máximos. La línea de haz asignada para las pruebas de detectores de *ALICE* es la correspondiente a *T10*. El momento máximo de las partículas en el área *T10* es de 7 GeV/c.

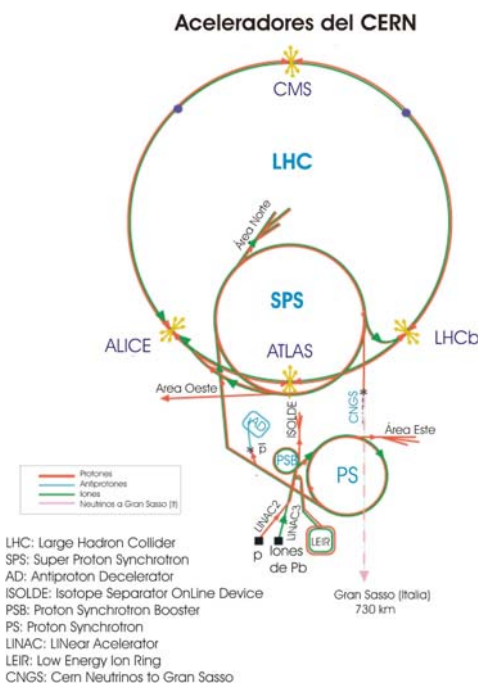


Figura 4.1: El conjunto de aceleradores del CERN.

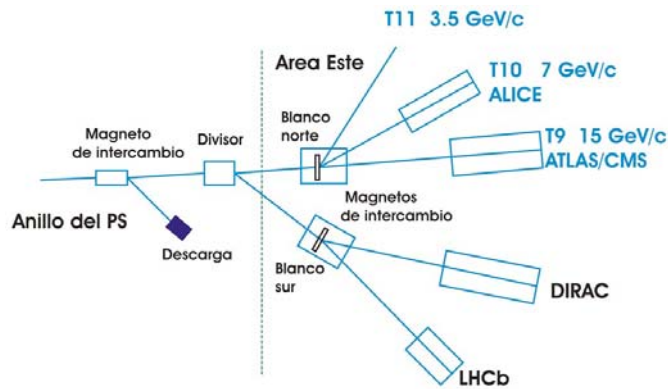


Figura 4.2: Las diferentes áreas experimentales en el área Este.

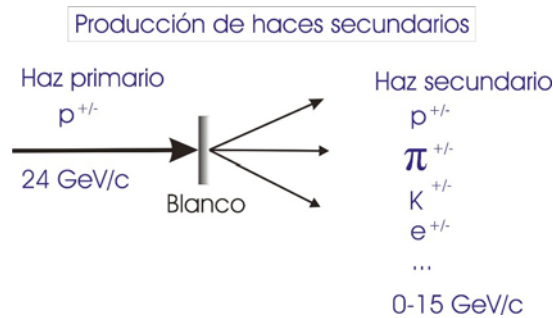


Figura 4.3: Esquema de la producción de haces secundarios.

4.1.1. Elección del haz para la prueba

Para realizar las pruebas se nos permitió elegir entre utilizar un haz de partículas negativas o positivas con un momento de 6 GeV/c. Si se elegían partículas positivas se tendría un haz compuesto de kaones y piones positivos, protones y positrones. En el caso de un haz negativo, este estaría compuesto de electrones, muones, piones y kaones negativos.

Un factor a considerar en la elección sobre la carga de las partículas es qué dispersión en el tiempo tendrían debido a sus diferencias en el tiempo de vuelo tomando en cuenta que la distancia entre la primera y la última de las paletas utilizadas para generar la señal de disparo era de aproximadamente cuatro metros. La dispersión en el tiempo de vuelo se calcula de la siguiente manera.

Partiendo de la ecuación de Einstein para la energía:

$$E = mc^2 \quad (4.1)$$

Y la expresión del momento relativista:

$$p = \gamma m_0 v \quad (4.2)$$

Se pueden combinar para obtener la expresión:

$$p^2 c^2 = \frac{m_0^2 v^2 c^2}{1 - v^2/c^2} = \frac{m_0(v^2/c^2)c^4}{1 - v^2/c^2} \quad (4.3)$$

y sumando y sustrayendo un término se puede obtener:

$$\begin{aligned} p^2 c^2 &= \frac{m_0^2 c^4 (v^2/c^2 - 1)}{1 - v^2/c^2} + \frac{m_0^2 c^4}{1 - v^2/c^2} = -m_0^2 c^4 + (m_0 c^2)^2 = -(m_0 c^2)^2 + E^2 \\ &\rightarrow E = \sqrt{p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2} \end{aligned} \quad (4.4)$$

La expresión (4.1) para la energía también puede escribirse como:

$$E = \gamma m_0 c^2 \quad (4.5)$$

Combinando (4.4) y (4.5)

$$\gamma m_0 c^2 = \sqrt{p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2} \rightarrow \gamma = \sqrt{(pc/m_0 c^2)^2 + 1} \quad (4.6)$$

por otro lado, como:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \rightarrow \beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2} = v/c \rightarrow v = c\sqrt{1 - 1/\gamma^2} \quad (4.7)$$

combinando (4.6) y (4.7) se obtiene para la velocidad:

$$\begin{aligned} v &= c\sqrt{1 - \frac{1}{(pc/m_0 c^2)^2 + 1}} = c\sqrt{1 - \frac{(m_0 c^2)^2}{(pc)^2 + (m_0 c^2)^2}} = c\sqrt{\frac{(pc)^2}{(pc)^2 + (m_0 c^2)^2}} \\ &\rightarrow v = \frac{pc^2}{\sqrt{(pc)^2 + (m_0 c^2)^2}} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Finalmente con $t = d/v$ se tiene que para el tiempo:

$$t = \frac{d\sqrt{(pc)^2 + (m_0 c^2)^2}}{pc^2} \quad (4.9)$$

Utilizando $p = 6000 \text{ MeV}/c$ y las masas de cada partícula, y con la distancia entre las paletas $d = 4 \text{ m}$ se obtiene los siguientes valores para el tiempo de vuelo.

Partículas Positivas	Masa [MeV/c^2]	Tiempo de vuelo [ns]
e^+	0.51099	13.342
k^+	493.67	13.388
π^+	139.57	13.346
p	938.27	13.504
Partículas Negativas	Masa [MeV/c^2]	Tiempo de vuelo [ns]
e^-	0.51099	13.342
k^-	493.67	13.388
π^-	139.57	13.346
μ^-	105.65	13.344

Tabla 4.1: Masa y tiempo de vuelo para las partículas en los diferentes haces.

En la tabla 4.1 se puede ver que la mayor diferencia de tiempos para partículas positivas será entre el positrón y el protón. Esta diferencia o dispersión en tiempo será de 162 ps y para el caso de partículas negativas será de 46 ps. Es por esta razón que se decidió utilizar el haz de partículas negativas.

4.2. Arreglo experimental

Como se mencionó en el capítulo anterior, los fotomultiplicadores fueron catalogados acorde a su ganancia, con los que tienen una mayor ganancia en las celdas del anillo cero. Los fotomultiplicadores fueron colocados en sus posiciones finales dentro de la estructura de soporte, lo cual permitió tomar en cuenta en la toma de datos las probables pérdidas en la transmisión de la luz dentro de las fibras debidas a la curvatura de las mismas al acoplarse con los fotomultiplicadores que estarán fijos a 30 grados de la horizontal, esto último con el fin de minimizar los efectos del campo magnético presente dentro del experimento.

Las mediciones se realizaron utilizando tres detectores de centelleo para generar la señal de disparo debida al haz de hadrones negativos con un momento de 6 GeV/c. Se decidió utilizar un tercer centellador (paleta 3 en la figura 4.4), con una superficie pequeña de alrededor de 16 cm², con el propósito de restringir la región sobre la cual se realizaban las mediciones.

Para realizar la toma de datos de una manera más eficiente se tomó la decisión de colocar los dos hemisiclos del detector uno detrás del otro para poder tomar datos de manera simultanea en dos celdas del detector. Para poder tomar datos en diferentes puntos sobre la superficie del detector utilizamos una estructura mecánica que permitía desplazar al detector a diferentes posiciones en los ejes x & y utilizando una computadora. Las figuras 4.4 y 4.5 muestran el arreglo experimental.

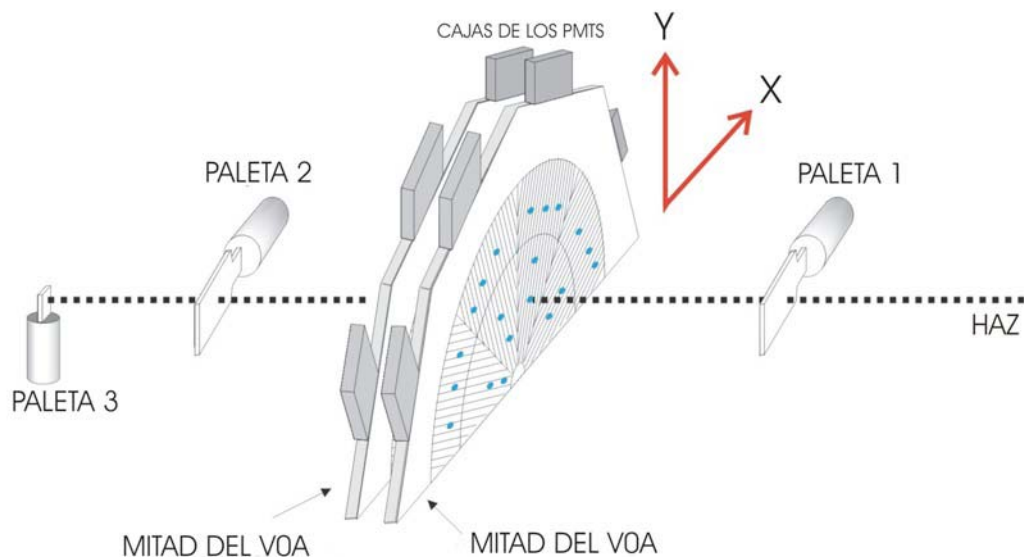


Figura 4.4: Diagrama del dispositivo experimental. Se utilizó la coincidencia en los tres centelladores para generar la señal de disparo en el detector. El haz viajaba de derecha a izquierda.



Figura 4.5: El detector en el área experimental T10.

4.3. Esquema de la electrónica utilizada en la toma de datos

4.3.1. Generación de la ventana de integración y de la señal de *start*

La figura 4.6 muestra el diagrama de bloques de la lógica utilizada para generar tanto la ventana de integración del *QDC* utilizada en las mediciones de la ganancia, como la señal de *start* utilizada en las mediciones de tiempo.

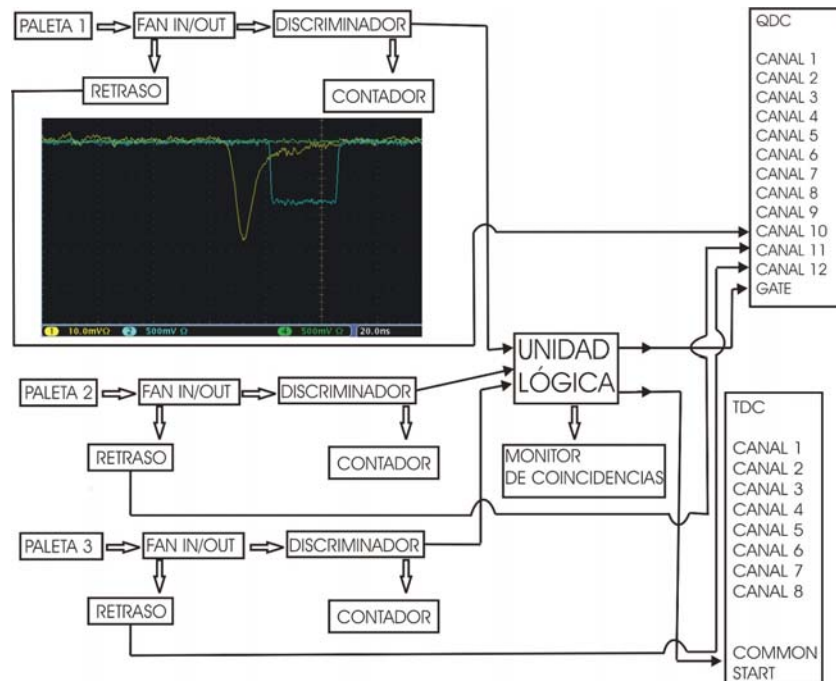


Figura 4.6: Diagrama de bloques de la lógica: Generación del gate de integración y de la seal de *start* del TDC. El recuadro es una imagen tomada con un osciloscopio de una señal (en amarillo) y la salida del discriminador (en azul).

La ventana de integración del *QDC* se generó de la siguiente manera: se pidió la triple coincidencia de los tres centelladores señalados como Paleta1, Paleta2 y Paleta3. El centellador indicado

como Paleta3 era el que gobernaba la coincidencia (ver figura 4.7). Elegimos al más pequeño de los centelladores para gobernar la coincidencia puesto que éste nos permitía definir una superficie pequeña sobre el detector V0A y también porque era el centellador que tenía una mejor resolución temporal.

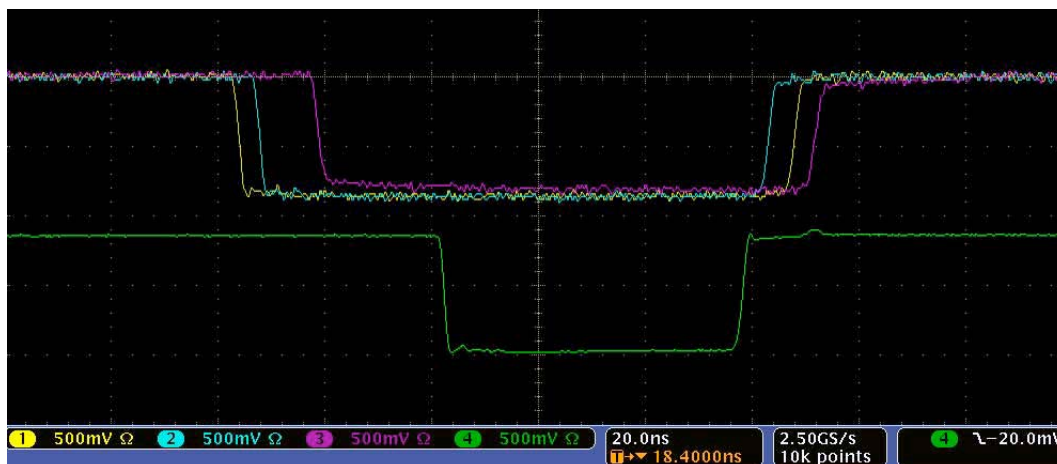


Figura 4.7: Imagen tomada con el osciloscopio donde se muestra el funcionamiento del módulo lógico. En amarillo y azul se muestran la señal de las paletas 1 y 2 después de pasar por el discriminador. En morado se muestra la señal de la paleta3 después de pasar por el discriminador. Como la señal correspondiente a la paleta3 es la última en llegar al módulo lógico es la que gobierna la coincidencia. Este módulo espera una coincidencia de 20 ns de todas las señales de entrada para generar su señal de salida (en verde en la parte inferior de la imagen) y termina cuando alguna de las señales deja de estar presente.

La misma coincidencia que se obtenía a la salida de la unidad lógica fue utilizada para generar la señal del *Common Start* del TDC. Como se puede observar en la figura 4.6, mediamos el conteo en cada uno de las paletas para poder enfocar el haz. Para esto último también utilizamos un detector centellador sensible a la posición, para más detalles consultar la referencia [30].

4.3.2. Señal para la medición de la ganancia

La figura 4.8 muestra el proceso de una señal producida en una celda del V0A con el fin de obtener la información de la ganancia.

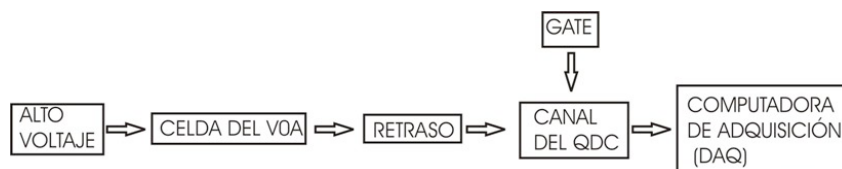


Figura 4.8: Diagrama de bloques del proceso de la señal del V0A para medir la carga.

La señal producida en los fotomultiplicadores del V0A era enviada directamente a un canal del QDC, donde era digitalizada para posteriormente ser enviada a la computadora de adquisición de

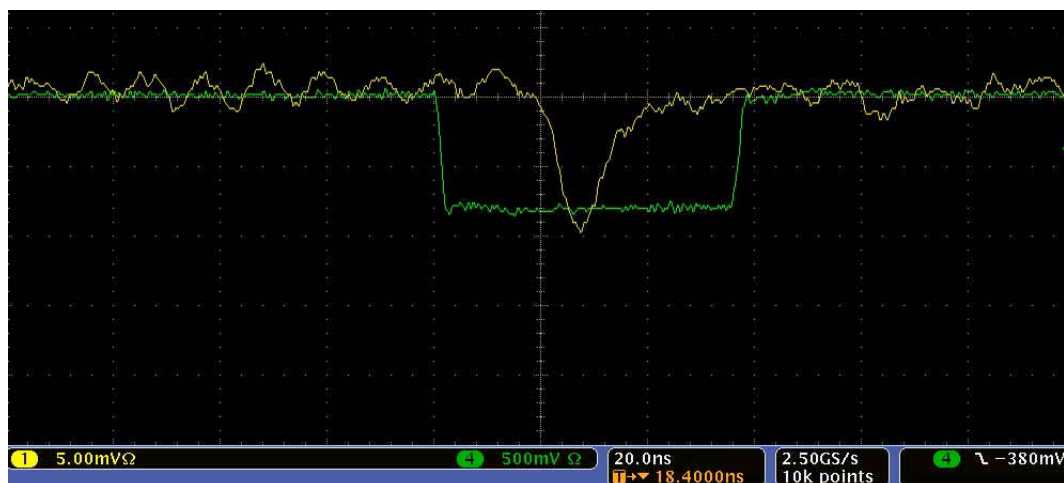


Figura 4.9: Imagen tomada con el osciloscopio donde se muestra la ventana de integración (*gate* en la figura 4.8) en verde y una señal proveniente de una celda del detector V0A(en amarillo).

datos. El retraso fue utilizado para lograr que la señal del V0A estuviera dentro de la ventana de integración del QDC (ver 4.9). En la imagen 4.10 se muestra un espectro característico obtenido en la medición de la carga.

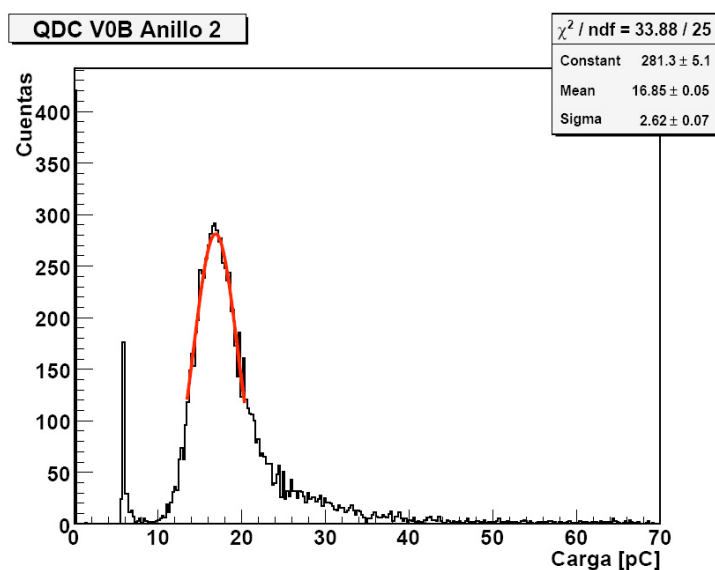


Figura 4.10: Espectro del QDC ajustado por una Gaussiana.

El valor del centroide obtenido en esta medición es directamente proporcional a la carga colectada o ganancia.

4.3.3. Señal para la medición de tiempos

El siguiente esquema (figura 4.11) muestra el proceso de una señal producida en una celda del V0A pero en este caso con el fin de obtener la información del tiempo. También se muestra un

espectro característico obtenido en la medición de tiempos.



Figura 4.11: Diagrama de bloques del proceso de la señal del V0A para medir tiempos.

La señal producida en los fotomultiplicadores del V0A fue digitalizada en un discriminador, para posteriormente ser utilizada como la señal de *stop* en un canal del TDC. Posteriormente la diferencia temporal entre la señal de *start* y de *stop* es digitalizada en el TDC y enviada a la computadora de adquisición de datos. El retraso en este caso era utilizado para que la señal del V0A llegara siempre después que la señal de disparo o *start*.

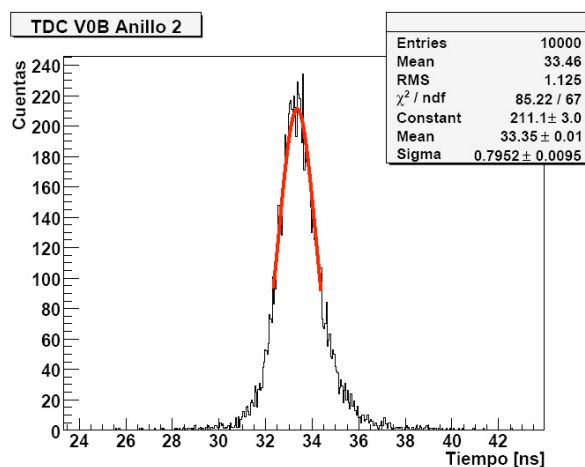


Figura 4.12: Espectro del TDC ajustado por una Gaussiana.

El valor del centroide obtenido en esta medición es directamente proporcional a la diferencia temporal entre la señal de disparo y el tiempo en que se produjo la señal en las celdas del V0A. El ancho de la distribución es un parámetro importante, pues caracteriza la resolución temporal del detector V0A.

Corrección por *jitter*

Como se estudió en la sección de fotomultiplicadores (véase la página 39) la resolución temporal del fotomultiplicador se ve afectada por diversos factores. Nosotros sólo estamos interesados en conocer la resolución temporal asociada al detector V0A. Sin embargo, en los valores de tiempo

que medimos tenemos un error sistemático asociado a los demás elementos necesarios en nuestras mediciones. Estos elementos son los detectores centelladores utilizados para generar la señal de disparo en nuestra toma de datos. Este error, llamado *jitter*, es debido a los detectores de centelleo externos, y al ser independiente de la resolución propia de las diferentes celdas del V0A, puede ser corregido al restar en cuadratura su valor del valor de la resolución medida en el experimento.

Para encontrar el valor de este error, es necesario obtener el valor de la resolución, o ancho de la distribución, asociado al detector que gobierna la coincidencia. Este se obtiene al estudiar la señal en el *TDC* debida al centellador más pequeño, el cual fue elegido para gobernar la coincidencia. Esta distribución asociada al detector que gobierna la coincidencia se muestra en la figura 4.13, donde haciendo un ajuste de Gauss a la distribución se pudo obtener la resolución del mismo.

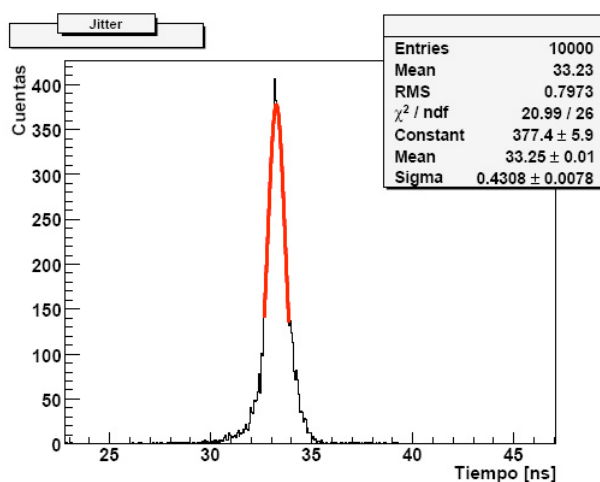


Figura 4.13: Espectro del TDC del centellador que gobierna la coincidencia, ajustado por una Gaussiana.

Por tanto, en las mediciones de tiempo, la resolución intrínseca a nuestro detector es calculada de la siguiente manera:

$$\sigma_i = \sqrt{\sigma_m^2 - \sigma_j^2} \quad (4.10)$$

donde σ_i es la resolución intrínseca, σ_m es la resolución medida en el experimento y σ_j es el *jitter*. En lo sucesivo, cuando me refiera a la resolución temporal me estaré refiriendo a la resolución intrínseca de cada celda, con el valor corregido por el *jitter*.

4.4. Caracterización global de cada celda del V0A

Se tomaron datos en el centro de cada celda (ver figura 4.14) para estudiar el comportamiento de sus características como función del alto voltaje, estas pruebas se describen a continuación.

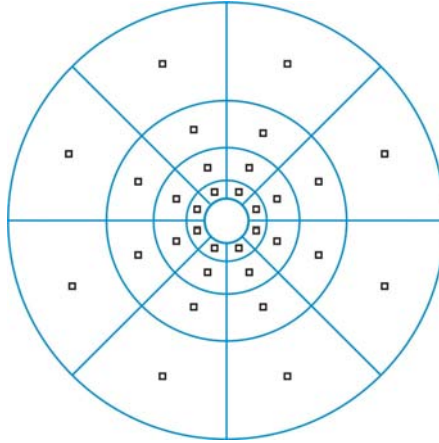


Figura 4.14: Esquema del detector mostrando los centros de cada celda.

4.4.1. Ganancia

Una característica importante a conocer es la ganancia de los fotomultiplicadores como función del alto voltaje. Esto se muestra en la figura 4.15, donde cada línea representa los datos obtenidos para cada fotomultiplicador. Como se puede observar tenemos diferentes comportamientos para la ganancia en cada uno de ellos.

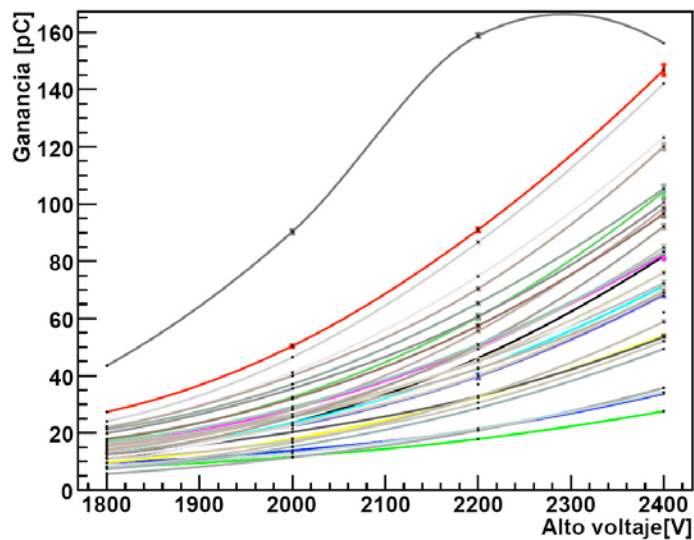


Figura 4.15: Ganancia en los fotomultiplicadores como función del alto voltaje.

4.4.2. Resolución temporal

La característica más importante del detector es la resolución temporal. Por tanto es importante conocer el comportamiento que tiene la resolución temporal como función del alto voltaje. Se tomaron datos a 1800, 2000, 2200 y 2400 Volts.

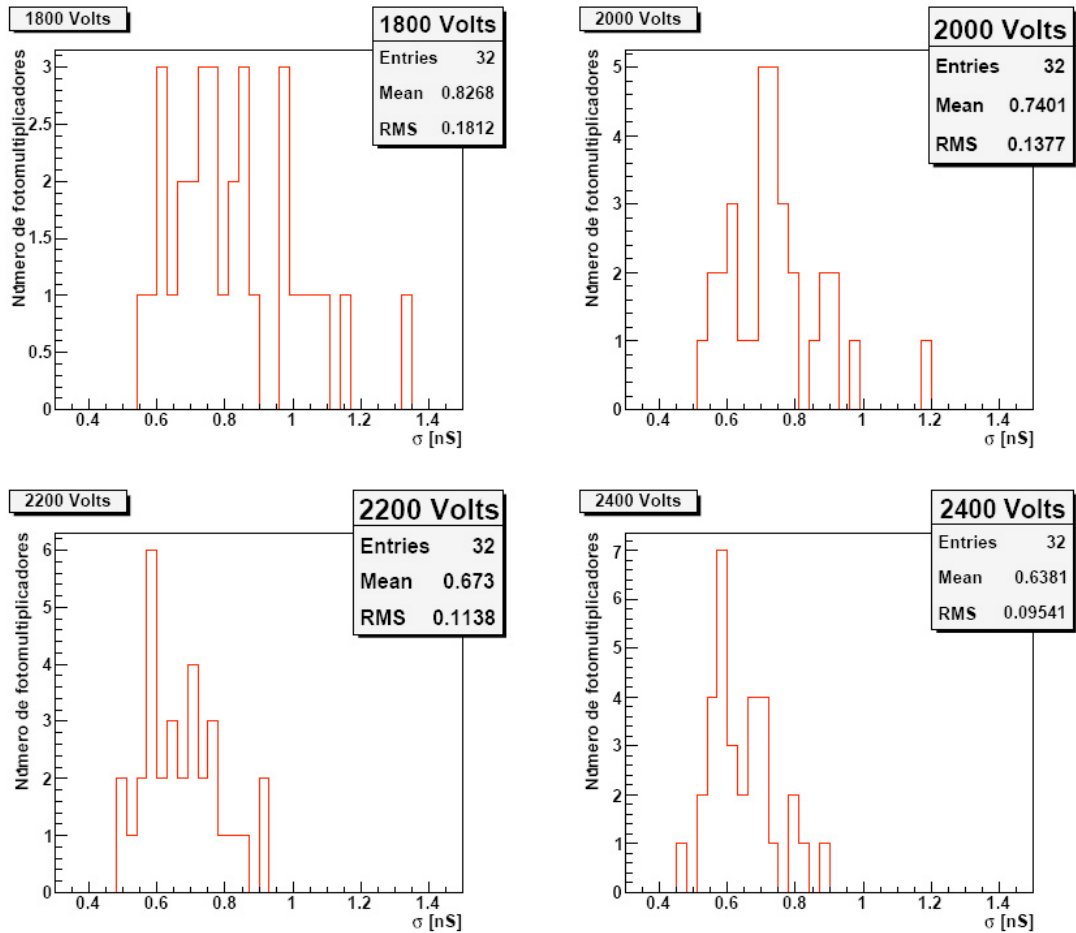


Figura 4.16: Histogramas de la resolución temporal en los fotomultiplicadores.

Como se puede ver en la figura 4.16, para nuestro valor más bajo del voltaje, varios de nuestros fotomultiplicadores tienen una resolución temporal mayor a un nanosegundo y conforme se aumenta el alto voltaje, el número de fotomultiplicadores con una mala resolución temporal disminuye, como es de esperarse. En la esquina inferior derecha, al voltaje más alto, todos los fotomultiplicadores tienen una resolución temporal menor a novecientos picosegundos y el promedio de la resolución es de 638 picosegundos.

La figura 4.17 muestra la resolución temporal para cada fotomultiplicador, cada línea representa un fotomultiplicador, como función del alto voltaje. Para valores del alto voltaje alrededor de 2200 Volts la mayoría de los fotomultiplicadores cumplen con los requisitos de una resolución temporal mejor que un nanosegundo.

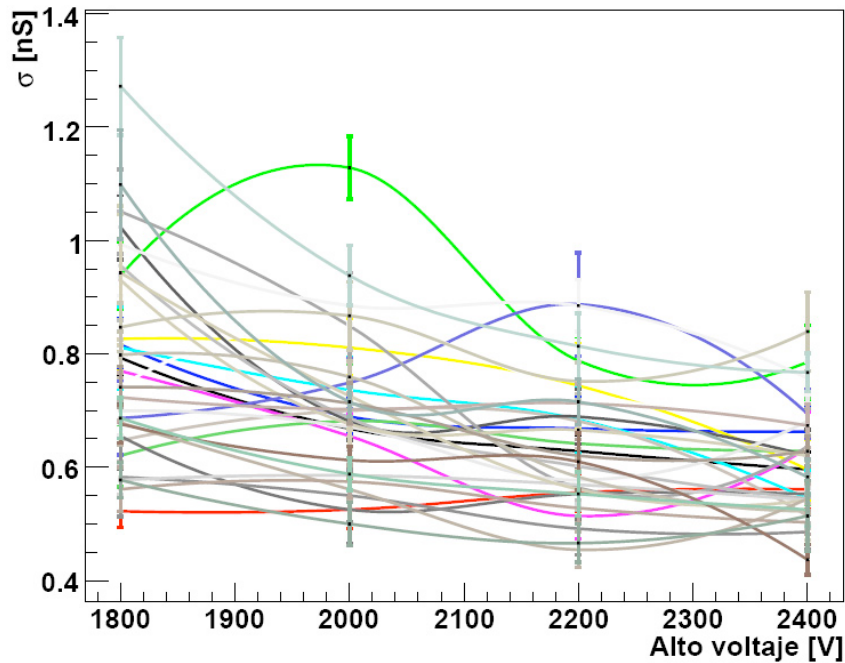


Figura 4.17: Resolución temporal para cada fotomultiplicador como función del alto voltaje.

4.4.3. Correlación entre la resolución temporal y la ganancia

La figura 4.18 resume la información mostrada anteriormente. El eje x es la ganancia en pico Coulomb y el eje y es la resolución temporal en nanosegundos. Cada color representa los datos tomados para un alto voltaje con todos los fotomultiplicadores, es decir, hay 32 puntos de cada color.

Como se puede ver en la figura 4.18, para el alto voltaje de 1800 Volts varias de las celdas no muestran una resolución temporal adecuada. Es para voltajes mayores a 2000 Volts que en promedio la mayor parte de las celdas tienen una resolución menor a un nanosegundo.

Cabe aclarar que el voltaje será ajustado para cada celda, pero es importante tomar en cuenta para el diseño de la electrónica de la toma de datos que la ganancia en cualquier caso para cada partícula de mínima ionización (MIP) será mayor a 20 pC.

4.4.4. *Time walk*

Como se mencionó en el capítulo anterior (ver 3.2.4), otra característica importante para tomar en cuenta durante la operación del detector es el efecto conocido del *Time Walk*. Este efecto se puede observar en la figura 4.19, donde cada línea representa el ajuste de los datos de un fotomultiplicador.

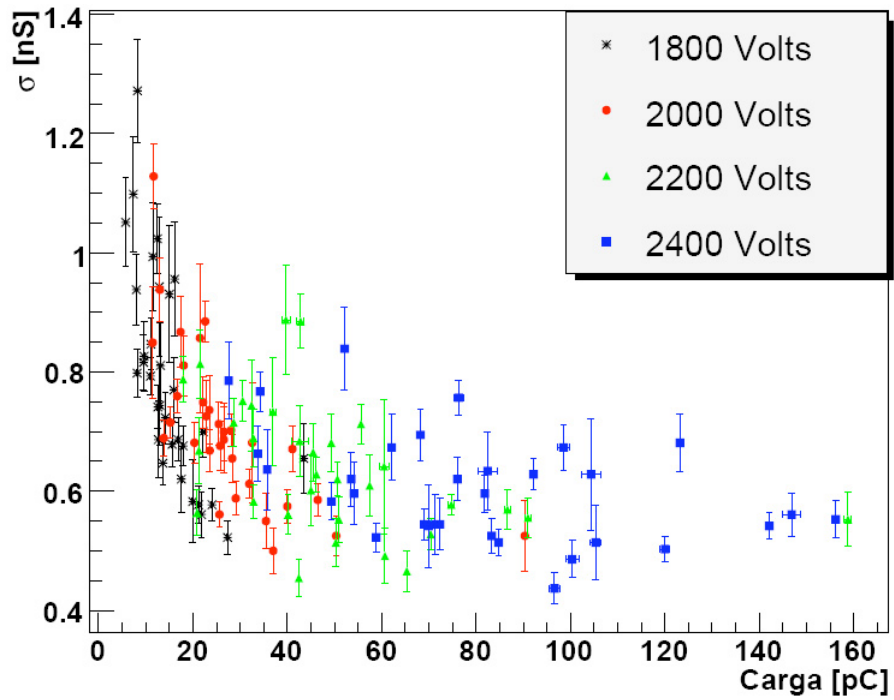


Figura 4.18: Correlación entre la resolución temporal y la ganancia.

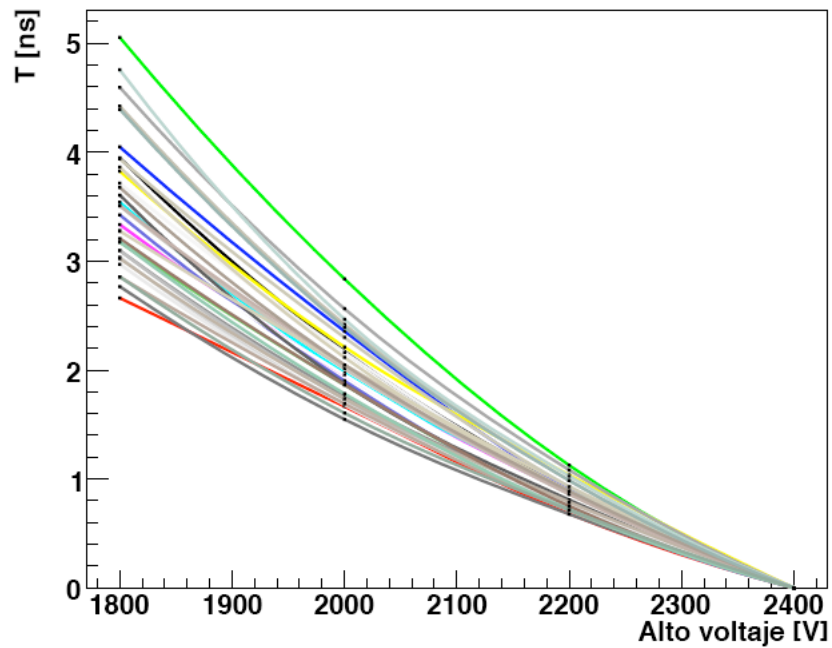


Figura 4.19: Time Walk como función del alto voltaje.

Como se puede ver en la figura 4.19, el *Time Walk* puede llegar a ser incluso mayor a cinco nanosegundos para uno de nuestros fotomultiplicadores, en el rango de voltajes estudiados.

Capítulo 5

Resultados y conclusiones

5.1. Uniformidad en la respuesta del detector

Para estudiar la uniformidad en la resolución temporal del detector sobre toda su superficie se realizaron medidas en distintos puntos sobre la superficie de cada celda, utilizando una ganancia estándar de 25 pC por cada partícula de mínima ionización (*MIP*). Para realizar este muestreo se decidió tomar un número diferente de puntos tomando en cuenta la superficie de cada celda y el tamaño del haz (~ 3 cm en el eje x y 2 cm en el eje y [30]) (tabla 5.1).

Anillo	Número de puntos muestreados por anillo
0	1
1	4
2	8
3	10

Tabla 5.1: Número de regiones muestreadas en cada celda del anillo correspondiente.

Los puntos estudiados en cada celda se muestran en la figura 5.1.

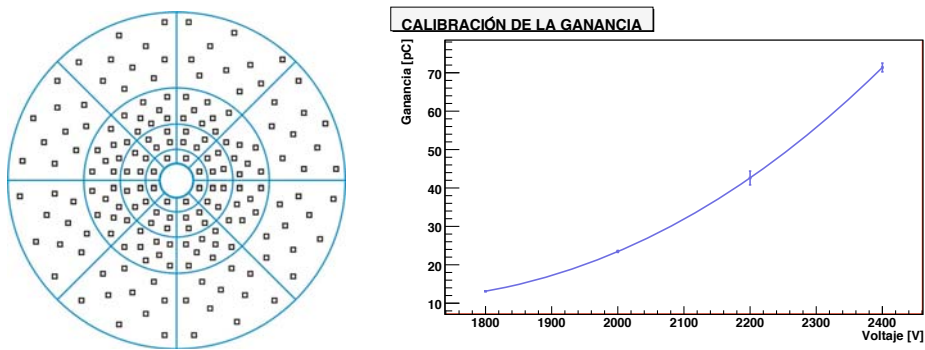


Figura 5.1: Distribución de puntos para el estudio de la uniformidad de la resolución temporal sobre la superficie del detector V0A. A la derecha se muestra un ejemplo del ajuste exponencial utilizado para caracterizar la ganancia en cada fotomultiplicador.

La figura 5.2 muestra los voltajes aplicados en los fotomultiplicadores para poder obtener una ganancia de 25 pC/*MIP* y la resolución temporal asociada a esta ganancia. Se utilizó un ajuste exponencial como el mostrado en la figura 5.1 para determinar el voltaje al que obtendríamos 25

pC en cada PMT.

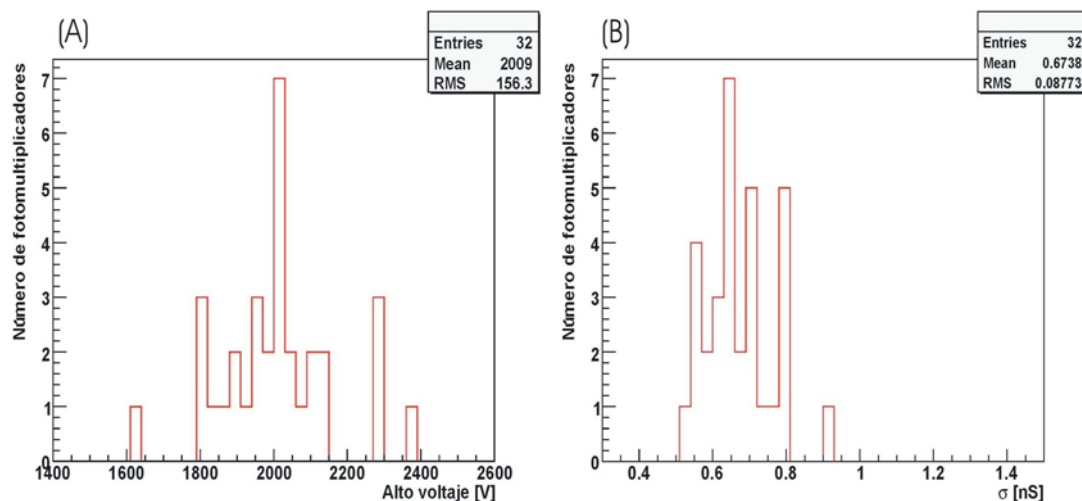


Figura 5.2: Histogramas de los voltajes aplicados para obtener una ganancia de 25 pC y la resolución temporal asociada.

Como se puede observar en la figura 5.2(A), existe un amplio intervalo (de 1600 V a 2400 V) de voltajes de operación de los fotomultiplicadores para obtener la ganancia deseada, lo que se refleja en un amplio rango de resolución temporal para cada celda ver figura 5.2(B) (de 500 a 900 picosegundos). Esta variación de resoluciones en función del voltaje, es debida principalmente al PMT. Durante la prueba con rayos cósmicos se estudió la resolución temporal para cada PMT bajo las mismas condiciones (centellador y fibras), encontrándose que el cambio de PMT podía mejorar o empeorar la resolución para una misma celda.

Aunque en todos los casos tenemos una resolución temporal por debajo de un nanosegundo, una sugerencia como resultado de este trabajo sería, que en el caso de colisiones protón-protón se olvidara la uniformidad de ganancia y se ajustaran los voltajes para obtener una uniformidad en la resolución temporal (ver la figura 4.16). En este caso, el detector V0A servirá principalmente como un filtro de ruido y la multiplicidad no será alta (~ 4 MIP por celda), por lo tanto no se saturará el PMT. En el caso de Pb-Pb, ya que la luminosidad del haz disminuye, la resolución temporal del V0A deja de ser un parámetro crítico y por lo tanto es más importante tener un voltaje de operación que nos permita manejar multiplicidades altas (hasta 100 MIP por celda).

La figura 5.3 muestra los resultados obtenidos para la resolución temporal durante la calibración utilizando una ganancia de 25 pC por MIP. Los números mostrados sobre el disco indican la resolución encontrada dada en picosegundos.

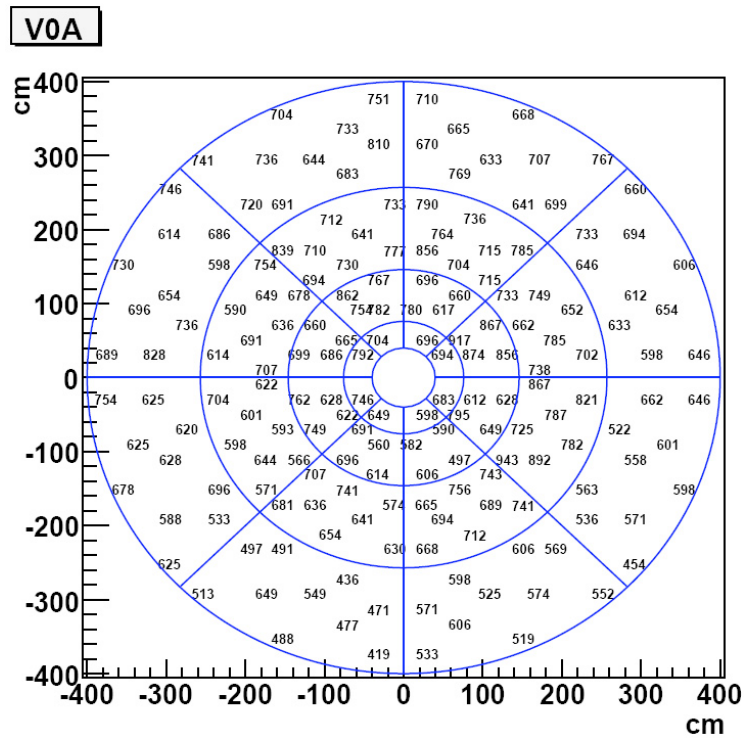


Figura 5.3: Resultado del estudio de la uniformidad de la resolución temporal sobre la superficie del detector. Los tiempos están indicados en picosegundos.

La resolución promedio así como la desviación estandar asociada se muestran para cada celda en la figura 5.4. Los valores del anillo cero no muestran la desviación debido a que se tomaron datos en un sólo punto sobre la superficie de cada celda.

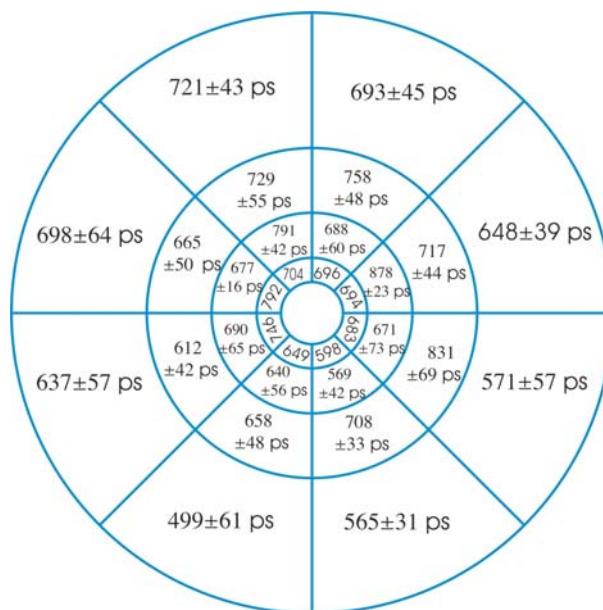


Figura 5.4: Valores promedio de la resolución en cada celda del detector.

Capítulo 5. Resultados y conclusiones

5.1 Uniformidad en la respuesta del detector

Para darnos una idea de la configuración del detector, en la figura 5.5 se muestra la numeración de cada celda. La figura 5.5 está asociada a las tablas 5.2 y 5.3, que nos muestran el número de serie de cada fotomultiplicador.

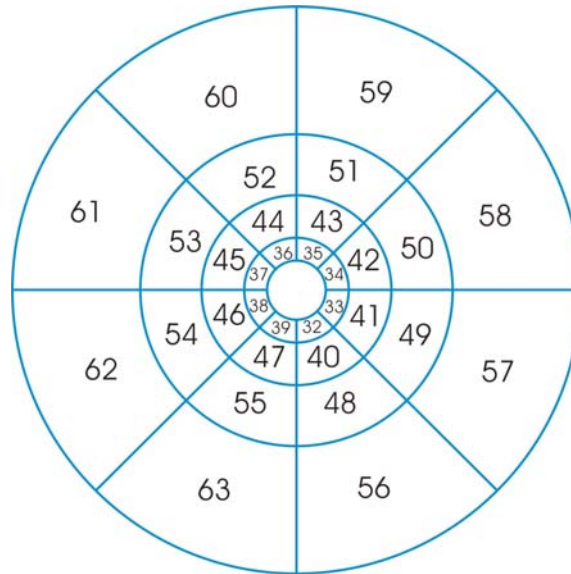


Figura 5.5: Numeración de las celdas del detector V0A.

CELDA EN V0A	FOTOMULTIPLICADOR
32	WA9777
33	WA9778
34	WA9806
35	WA9704
36	WA9805
37	WA9790
38	WA9773
39	WA9865
40	WA9791
41	WA9804
42	WA9901
43	WA9803
44	WA9780
45	WA9787
46	WA9779
47	WA9802
48	WA9785
49	WA9897
50	WA9800
51	WA9868

Tabla 5.2: Fotomultiplicadores en cada celda del V0A.

CELDA EN V0A	FOTOMULTIPLICADOR
52	WA9713
53	WA9774
54	WA9770
55	WA9764
56	WA9771
57	WA9788
58	WA9799
59	WA9754
60	WA9703
61	WA9724
62	WA9712
63	WA9772

Tabla 5.3: Fotomultiplicadores en cada celda del V0A.

Las figuras 5.4, 5.5 y las tablas 5.2 y 5.3 son muy útiles, ya que a partir de ellas es posible diagnosticar posibles problemas en el detector. Observando las figuras 5.4 y 5.5 se puede observar que la celda 42 tiene una resolución temporal deficiente respecto al resto (878 picosegundos), utilizando la tabla 5.2 se puede identificar que esta celda corresponde al fotomultiplicador con número de serie *WA9901*. Revisando los datos correspondientes a este PMT, nos dimos cuenta que en este caso no se necesita aplicar un voltaje mayor para obtener una buena resolución temporal, ya que tanto en las pruebas con cósmicos como en la calibración con haz observamos una saturación a alrededor de 800 picosegundos (ver la figura 5.6).

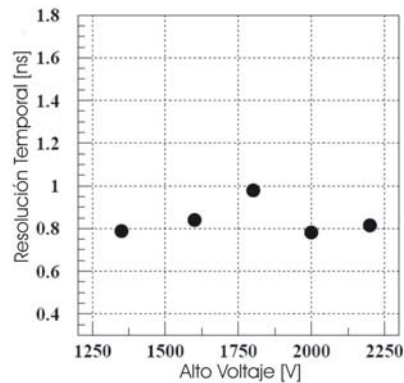


Figura 5.6: Resolución temporal del PMT *WA9901*, utilizando datos obtenidos durante la calibración con rayos cósmicos.

Para resolver este problema podemos utilizar uno de los tres fotomultiplicadores de repuesto que también calibramos durante la prueba con haz. Este mismo problema ocurre con el fotomultiplicador *WA9897* de la celda 49, el cual también presenta una resolución temporal mayor a 800 picosegundos.

5.2. Conclusiones

Se construyó el detector V0A utilizando una técnica novedosa, pues se trata de la primera vez en que un detector cuya función es la de ser un *trigger* es construido con la técnica *megatile*.

La calibración realizada en el CERN mostró que el detector tiene el desempeño requerido por la colaboración. El máximo de la variación en la superficie de una celda es del 12% aunque cabe mencionar que el valor promedio de esta celda es del orden de 500 ps, por lo que el resultado es satisfactorio (ver tabla 5.4).

CELDA EN V0A	RESOLUCIÓN [ps]	VARIACIÓN [%]
32	598	-
33	683	-
34	694	-
35	696	-
36	704	-
37	792	-
38	746	-
39	649	-
40	569	7
41	671	11
42	878	3
43	688	9
44	791	5
45	677	2
46	690	9
47	640	9
48	708	5
49	831	8
50	717	6
51	758	6
52	729	8
53	665	8
54	612	7
55	658	7
56	565	5
57	571	10
58	648	6
59	693	6
60	721	6
61	698	9
62	637	9
63	499	12

Tabla 5.4: Resolución temporal en cada celda del detector y la variación en la resolución temporal medida en la superficie de cada celda.

Con el análisis que se presenta en este trabajo, fue posible identificar que dos celdas del detector no tendrán un funcionamiento óptimo si se operan con las características utilizadas

durante la prueba con haz, por lo que será necesario reemplazar los fotomultiplicadores asociados a esas celdas o modificar sus condiciones de operación.

Las curvas características de la resolución temporal, la ganancia y el *timewalk* obtenidas para cada fotomultiplicador serán útiles para definir los parámetros de operación de los mismos durante las pruebas que se realizarán una vez que el detector esté instalado en el experimento. El estudio de la ganancia como función del alto voltaje es también importante debido a que cuando se opera al detector dentro del campo magnético del electroimán de *ALICE*, se espera que la señal producida por el fotomultiplicador pueda ser atenuada hasta en un 20% [23], ya que los PMT serán colocados a 30 grados respecto al eje del haz.

El detector *V0A* será instalado en febrero de 2008 y se espera que opere por lo menos por diez años. El detector estará funcionando completamente en septiembre del 2008, que es cuando se esperan las primeras colisiones protón-protón en el acelerador *LHC*.

Apéndice A

Pseudorapidez

En el estudio de reacciones de iones pesados se utilizan variables cinemáticas que tienen propiedades simples bajo transformaciones del sistema de referencia (lo cual no ocurre con variables como la energía y el momento). Entre estas variables se encuentran las variables de cono de luz (x_+ y x_-), la variable de escalamiento de Feynman (x_F), la rapidez (y) y la pseudorapidez (η).

En el límite no relativista la rapidez de una partícula que se mueve a lo largo de la dirección longitudinal es aproximadamente igual a la beta de la partícula. La rapidez depende del sistema de referencia, pero la relación es simple. La rapidez de una partícula en un sistema de referencia se relaciona con la rapidez en otro sistema de referencia de Lorentz por medio de una constante aditiva.

Para caracterizar la rapidez de una partícula es necesario medir dos cantidades relacionadas a una partícula, tales como su energía y su momento longitudinal. Esta se define como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (\text{A.1})$$

Sin embargo, en muchos experimentos sólo es posible medir el ángulo que forma una partícula detectada con el eje del haz. En tal caso es conveniente utilizar a la variable llamada pseudorapidez (η) para caracterizar a la partícula detectada. La pseudorapidez de una partícula se define como:

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) \quad (\text{A.2})$$

donde θ es el ángulo entre el momento de la partícula \mathbf{p} y el eje del haz. En términos del momento, la pseudorapidez se puede escribir como:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} \quad (\text{A.3})$$

Al comparar las definiciones de la rapidez (A.1) y la pseudorapidez (A.3) se observa que estas coinciden para valores del momento grande, es decir cuando $|\mathbf{p}| \approx E$.

Para realizar el cambio de variables de $(y, \mathbf{p}_t) \rightarrow (\eta, \mathbf{p}_t)$, a partir de (A.1)

$$e^\eta = \sqrt{\frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z}} \quad (\text{A.4})$$

y

$$e^{-\eta} = \sqrt{\frac{|\mathbf{p}| - p_z}{|\mathbf{p}| + p_z}} \quad (\text{A.5})$$

Sumando las ecuaciones (A.4) y (A.5)

$$e^{\eta} + e^{-\eta} = 2\cosh(\eta) = \sqrt{\frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z}} + \sqrt{\frac{|\mathbf{p}| - p_z}{|\mathbf{p}| + p_z}} = \frac{2|\mathbf{p}|}{\sqrt{|\mathbf{p}|^2 - p_z^2}} \quad (\text{A.6})$$

y con la magnitud del momento transverso dada por:

$$p_t = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 - p_z^2} \quad (\text{A.7})$$

$$\cosh(\eta) = \frac{|\mathbf{p}|}{p_t} \rightarrow |\mathbf{p}| = p_t \cosh(\eta) \quad (\text{A.8})$$

Del mismo modo, pero ahora restando las ecuaciones (A.4) y (A.5) se obtiene:

$$p_z = p_t \sinh(\eta) \quad (\text{A.9})$$

Utilizando estos resultados y la relación $E^2 - |\mathbf{p}|^2 = m_0^2$, con m_0 la masa en reposo de la partícula, se puede expresar la rapidez en términos de la pseudorapidez:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{p_t^2 \cosh^2(\eta) + m^2} + p_t \sinh(\eta)}{\sqrt{p_t^2 \cosh^2(\eta) + m^2} - p_t \sinh(\eta)} \quad (\text{A.10})$$

Apéndice B

Requerimiento en la resolución del detector V0A

Además de estudiar cuáles serán los tiempos en los que se observarán señales en los detectores $V0A$ y $V0C$ en una interacción, es importante conocer qué sucederá con los intervalos temporales subsiguientes. Para esto existen cuatro posibilidades. Todos estos casos se estudiarán para las interacciones que sucederán con mayor frecuencia, es decir durante el modo protón-protón cuando los paquetes dentro del haz tendrán una separación temporal de 25 ns .

B.1. Interacción haz con haz seguida de otra interacción del mismo tipo

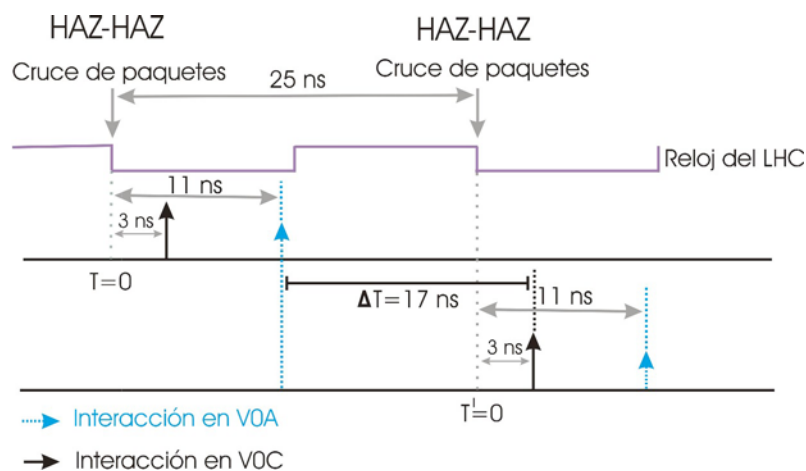


Figura B.1: CASO 1.

El caso de una interacción válida seguida de otra del mismo tipo se muestra en la figura B.1. Las líneas azules punteadas representan a interacciones detectadas en el $V0A$ y las líneas negras punteadas a interacciones con el detector $V0C$. Como se puede ver, en cualquier interacción válida, el detector $V0C$ producirá una señal 3 ns medidos a partir de la señal del cruce de paquetes dada por el reloj del LHC. El detector $V0A$ producirá a su vez una señal 11 ns después de la misma señal del

Apéndice B. Requerimiento en la resolución del detector V0A

B.2 Interacción haz con haz seguida por una interacción con gas residual en RB26

acelerador. La siguiente interacción, que en este caso también es válida, ocurrirá del mismo modo.

Observando el diagrama se concluye que la separación temporal entre la última señal del evento anterior (correspondiente a la del detector *V0A*) y la primera del siguiente evento (correspondiente a la del detector *V0C*) será de 17 ns , por lo que en este caso es fácil discriminar los eventos.

B.2. Interacción haz con haz seguida por una interacción con gas residual en RB26

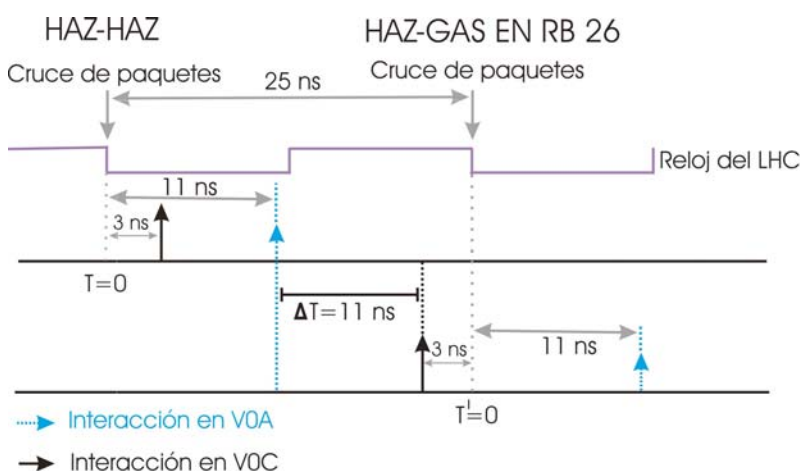


Figura B.2: CASO 2.

El siguiente caso es el de una interacción válida seguida por una interacción del haz con gas residual en *RB26*, es decir, del lado donde se encuentra el detector *V0C*. Esto se muestra en la figura B.2. En el caso de una interacción con gas residual en *RB26*, la señal se producirá en el detector *V0C* 3 ns antes de que llegue la señal del reloj del LHC, el detector *V0A* producirá su señal 11 ns después de la señal del acelerador.

Observando el diagrama se concluye que la separación temporal entre la última señal del evento anterior (correspondiente a la del detector *V0A*) y la primera del siguiente evento (correspondiente a la del detector *V0C*) será en esta caso de 11 ns , por lo que en este caso también es fácil discriminar los eventos.

B.3. Interacción con gas residual en RB26 seguida por una interacción de haz con haz

El caso es el de una interacción con gas residual en *RB26* seguida por una interacción válida; se muestra en la figura B.3. Como se mencionó antes, en el caso de una interacción con gas residual en *RB26*, la señal se producirá en el detector *V0C* 3 ns antes de que llegue la señal del reloj del LHC, el detector *V0A* producirá su señal 11 ns después de la señal del acelerador.

A partir del diagrama se concluye que la separación temporal entre la última señal del evento anterior (correspondiente a la del detector *V0A*) y la primera del siguiente evento (correspondiente

Apéndice B. Requerimiento en la resolución del detector V0A
B.4 Interacción con gas residual en RB24 seguida por una interacción de haz con haz

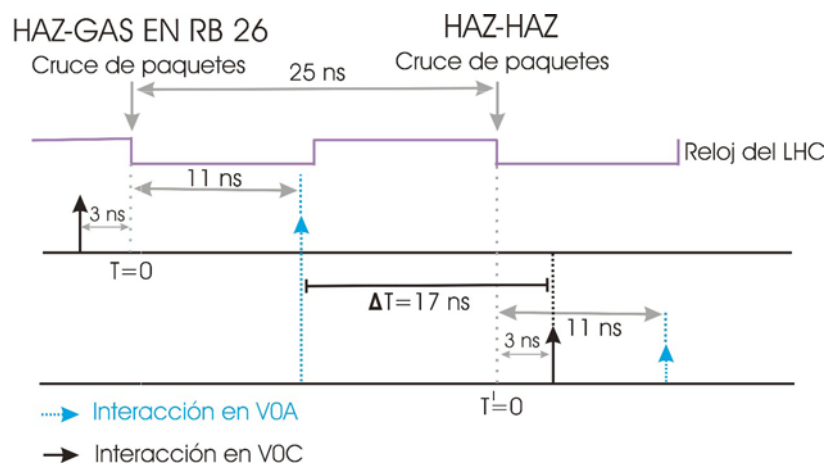


Figura B.3: CASO 3.

a la del detector *V0C*) será en esta caso de 17 ns, por lo que en este caso también es fácil discriminar los eventos.

B.4. Interacción con gas residual en RB24 seguida por una interacción de haz con haz

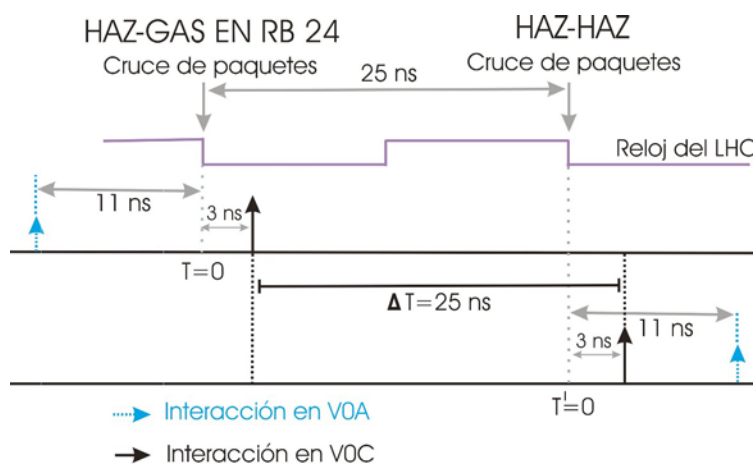


Figura B.4: CASO 4.

Ahora el caso de una interacción con gas residual en *RB24*, es decir, del lado donde se encuentra el detector *V0A*, seguida por una interacción válida se muestra en la figura B.4. En el caso de una interacción con gas residual en *RB24*, la señal se producirá en el detector *V0A* 11 ns antes de que llegue la señal del reloj del LHC, el detector *V0C* producirá su señal 3 ns después de la señal del acelerador.

A partir del diagrama se concluye que la separación temporal entre la última señal del evento anterior (correspondiente a la del detector *V0C*) y la primera del siguiente evento (correspondiente

también al detector *V0C*) será en este caso de 25 ns , por lo que en este caso también es fácil discriminar los eventos.

B.5. Interacción de haz con haz seguida de una interacción con gas residual en RB24

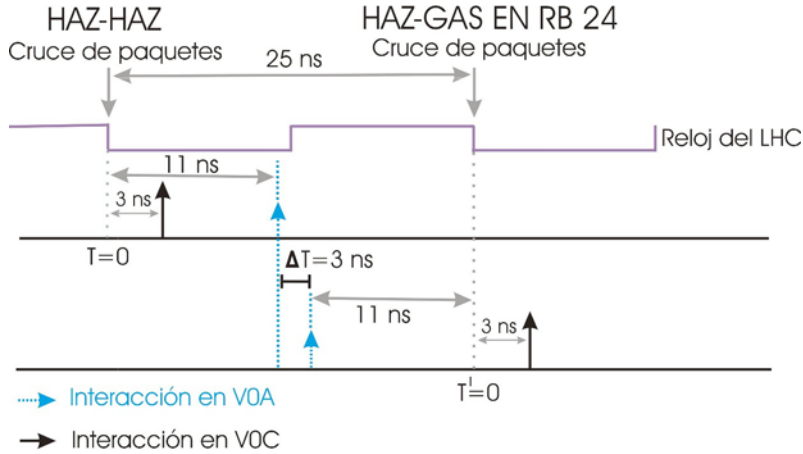


Figura B.5: CASO 5.

Finalmente el caso de una interacción válida seguida por una interacción del haz con gas residual en *RB24*. Esta se muestra en la figura B.5.

Este es el caso donde la resolución temporal será más importante. A partir del diagrama se concluye que la separación temporal entre la última señal del evento anterior (correspondiente a la del detector *V0A*) y la primera del siguiente evento (correspondiente también al detector *V0A*) será en este caso de 3 ns . Este intervalo de tiempo es del mismo orden de magnitud que la resolución temporal de un detector de centelleo normal. A continuación se muestran los espectros de tiempo que se obtienen si la resolución temporal del detector *V0A* es de 1 nanosegundo .

La figura B.6 muestra cómo se verían los histogramas de los valores de tiempo de vuelo en el detector *V0A* para el caso de que se tuviera primero una interacción válida (centrada en 11 ns a partir de la primera señal de cruce de paquetes del LHC) seguida por una interacción con gas residual en *RB24* (centrada en 14 ns). Como se observa de la figura B.6, existe una superposición de eventos de los cuales no se podría saber si provienen de la interacción válida o de la interacción con gas residual. La manera de minimizar el número de eventos de los cuales no se podría determinar su origen es teniendo una mejor resolución temporal que 1 nanosegundo .

En la figura B.7 se muestran los mismos histogramas del tiempo de vuelo pero ahora tomando en cuenta una resolución temporal promedio de 650 picosegundos , valor tomado en base a los resultados obtenidos durante las pruebas al detector *V0A*.

Comparando las figuras B.6 y B.7 se observa que al mejorar la resolución temporal se puede discriminar mejor entre dos eventos.

Apéndice B. Requerimiento en la resolución del detector V0A
B.5 Interacción de haz con haz seguida de una interacción con gas residual en RB24

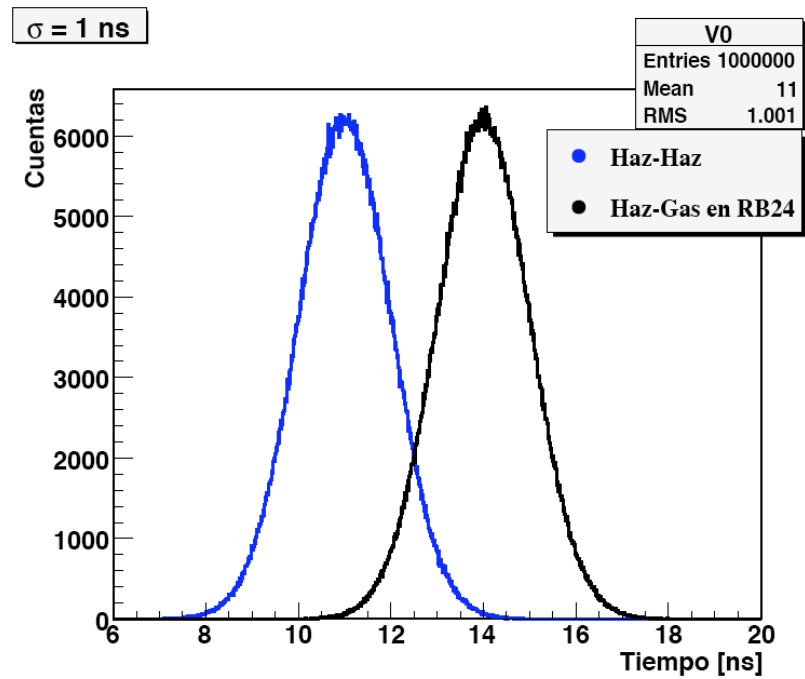


Figura B.6: Espectros de tiempo si la resolución es de 1 nanosegundo.

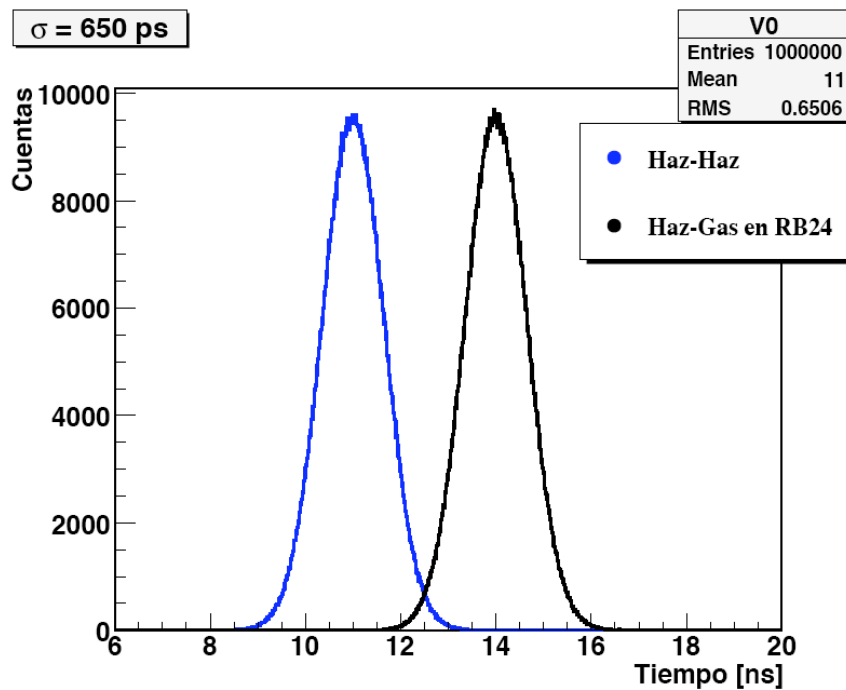


Figura B.7: Espectros de tiempo si la resolución es de 650 picosegundos.

Bibliografía

- [1] *ALICE Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC* CERN/LHCC/95-71, LHCC/P3, 15 December 1995.
- [2] *Alice Experiment: Public Pages* <http://aliceinfo.cern.ch/Public/index.html>.
- [3] Cheuk-Yin Wong *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions* Word Scientific Publishing Co.Pte.Ltd 1994.
- [4] ALICE Collaboration F Carminati, P Foka, P Giubellino, A Morsch, G Paic, J-P Revol, K Šafařík, Y Schutz and U A Wiedemann (editors) *ALICE: Physics Performance Report, Volume I* J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30(2004) 1517-1763.
- [5] ALICE Collaboration B Alessandro, F Antinori, J A Belikov, C Blume, A Dainese, P Foka, P Giubellino, B Hippolyte, C Kuhn, G Martínez, M Monteno, A Morsch, T K Nayak, J Nystrand, M López Noriega, G Paic, J Pluta, L Ramello, J-P Revol, K Šafařík, J Schukraft, Y Schutz, E Scomparin, R Snellings, O Villalobos Baillie and E Vercellin (editors) *ALICE: Physics Performance Report, Volume II* J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 32(2006) 1295-2040.
- [6] Gerardo Herrera Corral (for the ALICE Collaboration) *The ALICE Experiment at the LHC and the V0 System* Instrumentation in elementary particle physics. First ICFA Instrumentation School at the ICFA Instrumentation Center in Morelia. Morelia, Michoacan, México, 18-29 November 2002. AIP Conference.
- [7] C.F.G. Delaney and E.C. Finch *Radiation Detectors Physical Principles and Applications* Clarendon Press-Oxford 1992.
- [8] Nobelprize.org <http://nobelprize.org>
- [9] *Review of Particle Physics* Journal of Physics G: Nucl. Part. Phys. 33(2006) 1.
- [10] *Measuring Radiation: An introductory Discussion* Saint-Gobain Ceramics & Plastics, Inc. 2004.
- [11] William R.Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments A How-to Approach* Second Revised Edition Springer-Verlag 1994.
- [12] E. Cuautle, G. Paic, R.Alfaro *Rejection of beam gas interactions in pp collisions and timing requirements* ALICE-INT-2004-021 version 1.0 .
- [13] *Scintillation Products, Product Comparisons* Saint-Gobain Ceramics & Plastics, Inc. 2003.
- [14] *Photomultiplier Tubes, Basics and Applications* Third Edition, Hamamatsu Photonics K.K., February 2006.
- [15] *Charged Particle Detection Detector Applications Information Note* Saint-Gobain Ceramics & Plastics, Inc. 2004.

- [16] *Handling and Cleaning Plastic Scintillators* Saint-Gobain Ceramics & Plastics, Inc. 2005.
- [17] Zhao Li, Wu Chong, Heng Yuekun, Zhao Xiaojian, Shi Feng, Sun Zhijia, Wu Jinjie, An Zhenghua, Zhao Yuda, Zhang Ziping, Wang Yifang *Properties of plastic scintillators after irradiation* Nucl. Instr. and Meth. A 552 (2005) 449-455.
- [18] Margarida Mizue Hamada, Paulo Roberto Rela, Fábio Eduardo da Costa, Carlos Henrique de Mesquita *Radiation damage studies on the optical and mechanical properties of plastic scintillators* Nucl. Instr. and Meth. A 422 (1999) 148-154.
- [19] K.F. Johnson and H.L. Whitaker *Temperature treatment of plastic scintillator affects radiation hardness* Nucl. Instr. and Meth. A301 (1991) 372-375.
- [20] Carl Zorn, Margaret Bowen, Stan Majewski, James Walker, Randolph Wojcik, Charles Hurlbut, Wayne Moser *A Pilot Study Of The Radiation Resistance Of Selected Plastic Scintillators* Nucl. Instr. and Meth. A276 (1989) 58-68.
- [21] G.I. Britvich, A.I. Peresyppkin, V.I. Rykalin, V.G. Vasil'chenko, L.D. Korniylovskaya, S.A. Malinovskaya, V.T. Skripkina, V.M. Shershukov, E.G. Yushko, A.V. Kulichenko, A.I. Pyshchev *Radiation damage studies on polystyrene-based scintillators* Nucl. Instr. and Meth. A326 (1993) 483-488.
- [22] John David Jackson *Classical Electrodynamics* Second Edition John Wiley & Sons 1975.
- [23] *Fine Mesh PMT Series for High Magnetic Field Environments PMTS for the Operation in High Magnetic Fields Over 1 Tesla* Hamamatsu Photonics K.K., Electron Tube Center <http://www.hamamatsu.com>
- [24] *BC-400, BC-404, BC-408, BC-412, BC-416 Premium Plastic Scintillators* Saint-Gobain Ceramics & Plastics, Inc. 2005.
- [25] R. K. Bock, H. Grote, D. Notz, edited by M. Regler *Data analysis techniques for high-energy physics experiments* Cambridge University Press 1990.
- [26] Ana Delia Becerril Reyes *Construcción y pruebas del prototipo V0L para el experimento ALICE del CERN* Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM 2004.
- [27] *ALICE Technical Design Report on Forward Detectors: FMD, T0 and V0* CERN-LHCC-2004-025, ALICE-TDR-011, 10 September 2004.
- [28] Chong Wu, Yuekun Heng, Yuda Zhao, Xiaojian Zhao, Zhijia Sun, Jinjie Wu, Zhenghua An, Li Zhao, Linli Jiang, Fengmei Wang, Shengtian Xue, Yifang Wang *The timing properties of a plastic time-of-flight scintillator from a beam test* Nucl. Instr. and Meth. A555 (2005) 142-147.
- [29] J.R. Alfaro Molina, E. Belmont Moreno, E. Cuautle, I. Domínguez, A. Gago, G. Herrera Corral, A. Flores, V. Grabski, M.I. Martínez, A. Martínez Dávalos, A. Menchaca Rocha, L.M. Montaña Zetina, L. Nellen, C.E. Prez, A. Sandoval. *Simulation of the V0A Detector* ALICE Internal Note, ALICE-INT-2006-018 version 1.0, 14 September 2006.
- [30] Mario Vázquez Michaca *Construcción de un DESEPO para calibrar el detector V0A* Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM 2008.
- [31] Laura Helena González Trueba *Construcción y caracterización con rayos cósmicos del detector V0A para el experimento ALICE* Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM 2008.