



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

CONSTRUCCION Y PRUEBAS DEL PROTOTIPO VOL PARA EL
EXPERIMENTO ALICE DEL CERN

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE

F I S I C A

P R E S E N T A :

ANA DELIA BECERRIL REYES



DIRECTOR DE TESIS: DR. JOSE RUBEN ALFARO MOLINA



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR



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.



ACADEMIA NACIONAL DE
CIENCIAS DE
MATEMÁTICAS

DRA. MARÍA DE LOURDES ESTEVA PERALTA
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
 "Construcción y pruebas del prototipo VOL para el experimento ALICE del CERN"

realizado por Ana Delia Becerril Reyes con número de cuenta 9522649-5

quién cubrió los créditos de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
 Propietario

Propietario Dr. José Rubén Alfaro Molina

Propietario Dr. Jorge Gustavo Hirsch Ganievich

Propietario Dra. Beatriz Elizabeth Fuentes Madariaga

Suplente Dr. Ernesto José María de la Salette Belmont Moreno

Suplente Dra. Enriqueta Hernández Saldaña

Consejo Departamental de Física

Patricia Goldstein Menache
 DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
 Coordinadora de Licenciatura

Dedico este trabajo:

A Mis Padres,

Por darme la vida y la luz para guiarme en ella

A Mis Hermanos,

Por ser la mayor de mis alegrías

A Mis Abuelos: Marce, Delia y Rosalio,

Por ser mi mejor ejemplo de fortaleza y amor

A La Memoria De Guille,

Quien me enseñó a escuchar a mi corazón.

Agradecimientos

Quiero agradecer sinceramente a todas las personas que han compartido un pedacito de sus vidas conmigo y que han contribuido de alguna manera a que yo alcance esta meta tan importante en mi vida.

A mi familia entera le agradezco su apoyo, su confianza y su cariño.

Agradezco muy especialmente al Dr. Arturo Menchaca la oportunidad de colaborar en su grupo, todo el apoyo que me brindó y sobre todo la confianza que depositó en mí. Aprecio mucho el apoyo que me brindaron todos en el grupo durante mi estancia en el IFUNAM. Gracias por todo y perdón por tanta lata.

Al Dr. Rubén Alfaro por su infinita paciencia, por su dedicación, y por creer en mí. A Rubén muchas gracias por tantas pláticas constructivas, por sus valiosos consejos y por dejarme ser su amiga.

A mis sinodales: Dr. Jorge Hirsch, Dra. Beatriz Fuentes, Dr. Ernesto Belmont y Dra. Enriqueta Hernández, muchas gracias por dedicar una parte de su tiempo a leer y corregir esta tesis.

Al Dr. Guy Paic del ICN, cuya contribución al desarrollo de este proyecto ha sido muy importante y valiosa. Guy, gracias por compartir el secreto del té!

Al técnico Ricardo Ramírez Jiménez del taller mecánico del IFUNAM por su excelente trabajo en el maquinado de los centelladores y por su buena disposición en todo momento. Asimismo, agradezco el apoyo brindado por el Sr. Melitón Galindo en el aluminizado de las fibras WLS.

A todos los buenos profesores de la Facultad de Ciencias. A todos mis vecinos de pupitre y amigos de la FC.

A la Profesora Ana Bertha Nova, quien me lanzó al mundo de la física ... literalmente.

Al Dr. René Carrillo, por ser mi primer guía en estos caminos de la ciencia.

A mis amigos todos y especialmente a Karin, Merit, Claudia y Joseline. Gracias por multiplicar las alegrías y por aligerar las penas.

A Sergio, gracias por tu valiosa ayuda en los detalles finales de este trabajo, y gracias por cada paso juntos.

Agradezco también el apoyo recibido de los proyectos PAPIIT IN-101501 de la UNAM y CONACYT G39091-E.

CONTENIDO

	<u>Página</u>
INTRODUCCIÓN	1
CAPÍTULO 1	3
Marco Teórico	
1.1 Modelo Estándar.....	3
1.2 Cromodinámica Cuántica.....	5
1.3 Física de Iones Pesados Ultra-relativistas.....	6
1.4 LHC.....	8
1.4.1 Los Experimentos del LHC.....	10
1.5 ALICE.....	12
CAPÍTULO 2	16
Interacción De La Radiación Con La Materia	
2.1 Detectores de Radiación	16
2.2 Interacción de la Radiación con la Materia.....	16
2.3 Poder de Frenado.....	17
2.3.1 Cálculo Clásico de la Pérdida de Energía de la Radiación en Materia.....	18
2.3.2 Fórmula de Bethe – Bloch.....	20
2.3.3 Mínima ionización.....	21
2.4 Distribución estadística de la pérdida de energía (por ionización) de la radiación.....	22
CAPÍTULO 3	25
El Detector V0	
3.1 Funciones de V0.....	25
3.1.1 Disparador.....	25
3.1.2 Estimación del vértice.....	26
3.1.3 Pseudo-rapidez.....	28
3.1.4 Multiplicidad.....	29
3.1.5 Luminosidad.....	30
3.2 Propuesta de materiales.....	31
3.3 Localización y Rango de Operación.....	32

CAPÍTULO 4 **34**
Materiales

4.1	Contadores de Centelleo.....	34
4.1.1	Centelladores Inorgánicos.....	36
4.1.2	Centelladores Orgánicos.....	36
4.1.2.1	Cristales.....	38
4.1.2.2	Líquidos.....	39
4.1.2.3	Plásticos.....	39
4.2	Colección de Luz.....	41
4.2.1	Guías Corredoras de Frecuencia (WLS).....	41
4.2.2	Fibras Ópticas Claras.....	42
4.3	Tubos Foto-Multiplicadores (PMT).....	43
4.4	Electrónica Rápida.....	45
4.4.1	Características Básicas de los Pulsos.....	45
4.4.2	Pulsos lineales y lógicos.....	46
4.4.3	Preamplificador.....	47
4.4.4	Amplificador principal o de forma.....	47
4.4.5	Fan in/out.....	47
4.4.6	Discriminador.....	48
4.4.7	Unidad de Coincidencias.....	49
4.4.8	Retardador Lineal.....	50
4.4.9	Compuerta.....	50
4.4.10	Analizador Multicanal (ADC).....	50
4.4.11	Contador.....	51
4.4.12	Digitalizador de tiempo (TDC).....	51
4.5	Sistemas Electrónicos Estándares para el procesamiento de pulsos.....	52
4.5.1	Sistema NIM.....	52
4.5.2	Sistema CAMAC.....	52
4.6	Propiedades de los detectores de centelleo.....	52
4.6.1	Eficiencia del detector.....	53
4.6.2	Resolución en Energía.....	53
4.6.3	Resolución Temporal.....	54
4.7	Aplicaciones de los detectores de centelleo.....	55
4.7.1	Disparadores y calorímetros.....	55
4.7.2	Aplicaciones de tiempo.....	55

CAPÍTULO 5 **56**
Construcción De Los Prototipos De V0L

5.1	Consideraciones Generales.....	56
5.2	Propuesta de diseño.....	56
5.2.1	Técnica Megatile.....	57
5.3	Materiales.....	59
5.3.1	Plástico centellador.....	59
5.3.2	Pegamento epóxico.....	60
5.3.3	Fibras corredoras de frecuencia.....	61
5.3.4	Fibras claras.....	62

5.3.5 Superficies reflectoras.....	64
5.3.6 Tubos fotomultiplicadores.....	65
5.4 Prototipos de V0L.....	65
5.4.1 Prototipo A. Anillos 1 y 2.....	65
5.4.2 Prototipo B. Anillos 4 y 5.....	66
CAPÍTULO 6	69
Resultados	
6.1 Metas.....	69
6.2 Prototipo A.....	69
6.2.1 Arreglo experimental.....	69
6.2.2 Electrónica para la adquisición de datos.....	71
6.2.3 Calibración del detector.....	73
6.2.4 Resultados Prototipo A.....	74
6.2.4.1 Producción de luz.....	74
6.2.4.2 Resolución Temporal.....	77
6.2.5 Conclusiones Prototipo A.....	79
6.3 Prototipo B.....	80
6.3.1 Arreglo experimental.....	80
6.3.2 Resultados.....	81
6.3.2.1 Producción de luz.....	81
6.3.2.2 Resolución temporal.....	81
6.3.2.3 Correlación tiempo – carga.....	82
6.3.3 Simulación del funcionamiento del sistema V0.....	86
6.3.4 Conclusiones prototipo B.....	89
CAPÍTULO 7	90
Conclusiones	
APÉNDICE	93
Referencias	94

INTRODUCCIÓN

“El simple y puro deseo de conocimiento de la humanidad es justificación suficiente para continuar con nuestra búsqueda”.

Stephen Hawking.

Se calcula que durante los primeros microsegundos que siguieron al *Big Bang*, existieron temperaturas de alrededor de 10^{12} Kelvin y densidades extremas como las que existen en el centro de una estrella de neutrones ($\approx 10^{15}$ gm/cm³) [Page, 1998]. En tales condiciones los quarks y gluones son desconfiados y coexisten libremente en un estado de la materia llamado Plasma de Quarks y Gluones (QGP). La existencia de dicho estado y sus propiedades son una pieza clave en la cromodinámica cuántica (QCD) para la comprensión del confinamiento de los quarks y la restauración de la simetría chiral [ALICE PPR 2003].

Se piensa que este estado de la materia puede existir en el centro de algunas estrellas de neutrones, sin embargo, dada nuestra imposibilidad de estudiarlo *in situ*, es necesario crearlo artificialmente en el laboratorio. Para lograrlo, se producen colisiones de iones pesados a muy altas energías con la intención de que cuando éstos interactúen con parámetros de impacto pequeños, la energía de la colisión sea suficiente para deconfinar los quarks y así, observar al menos por una pequeña fracción de segundo, el QGP.

El Laboratorio Europeo para la Física de Partículas, CERN, es el mayor centro mundial de investigación en física de partículas, fue creado en 1954 y ha llegado a ser todo un ejemplo de colaboración internacional. Se encuentra en Ginebra, Suiza, y sus aceleradores de partículas atraviesan subterráneamente la frontera con Francia. Allí se lleva a cabo actualmente la construcción del Gran Colisionador de Hadrones (LHC). Este acelerador podrá producir colisiones de iones pesados a energías de hasta 1150 TeV, las cuales, se calcula que resultarán ideales para crear el QGP.

A Large Ion Collider Experiment, ALICE, es uno de los cuatro experimentos que se pondrán en marcha en el LHC. ALICE será optimizado para el estudio de las colisiones de iones pesados, siendo uno de sus objetivos estudiar el QGP mediante la detección de sus productos de decaimiento.

ALICE es uno de los experimentos que más expectativa ha creado a nivel mundial en el campo de la física de iones pesados ultra-relativistas. La relevancia científica de este proyecto ha propiciado la participación activa de México, involucrando a las dos Instituciones más importantes de investigación del país: la UNAM y el CINVESTAV.

Como parte de la contribución mexicana al proyecto ALICE del CERN, en el Instituto de Física de la UNAM se lleva a cabo la construcción del detector denominado V0L (Vertex Zero Left), ubicado a la izquierda del vértice de interacción. Éste, junto con otro similar ubicado del lado derecho (V0R), servirá para generar el disparo de nivel cero de ALICE. Además, este arreglo de detectores, llamado V0, deberá proveer un control de la luminosidad, una medida de la multiplicidad, y una señal de validación de la interacción a través de la estimación de la posición del vértice, así como de la centralidad.

El trabajo desarrollado en esta Tesis consiste principalmente en la descripción del diseño y la construcción de los primeros prototipos del detector V0L; así como en el estudio de su respuesta al paso de partículas de mínima ionización. Este trabajo está dividido en 7 capítulos. El Capítulo 1 es una perspectiva general de ALICE y la física que se quiere estudiar con este experimento, así como una introducción al sistema V0.

En el Capítulo 2 se hace una revisión de algunos conceptos básicos en cuanto a la interacción de la radiación con la materia y los principios de operación de los detectores de radiación.

En el Capítulo 3 se hace una descripción más detallada de V0L, se discuten las funciones que éste deberá desempeñar, y se presenta el diseño propuesto por el IFUNAM para construir el detector.

En el Capítulo 4 se incluyen características importantes de los materiales que serán utilizados en la construcción del detector, como son: plásticos centelladores, fibras ópticas claras y corredoras de frecuencia, tubos fotomultiplicadores y electrónica rápida.

En el Capítulo 5 se detalla la construcción de los dos primeros prototipos del detector V0L, mismos que han sido probados en el acelerador PS del CERN.

En el Capítulo 6 se describen los experimentos llevados a cabo en el CERN con los prototipos de V0L. Se describe el proceso de análisis de los datos obtenidos, se presentan los resultados y se hace una breve discusión de los mismos.

Finalmente, en el Capítulo 7 se presentan las conclusiones y algunas observaciones derivadas de este trabajo.

CAPÍTULO 1

Marco Teórico

La noción de que toda la materia está formada a partir de un conjunto de constituyentes elementales data de hace más de 25 siglos, nace con los filósofos griegos y sobrevive a la historia para lograr un progreso importante a lo largo de los últimos dos siglos. Actualmente, se sabe que los átomos están constituidos por electrones y un núcleo; y que éste a su vez está formado por nucleones; además, existen evidencias de que los nucleones aún presentan una estructura más fundamental: quarks.

La teoría que describe los fenómenos conocidos asociados al mundo de las partículas elementales y sus interacciones es el Modelo Estándar, el cual, considera la existencia de 12 partículas fundamentales de materia y 4 portadores de fuerza.

1.1 Modelo Estándar

Según el Modelo Estándar, toda la materia conocida está constituida de partículas de espín semientero llamadas fermiones, clasificadas en dos grupos de acuerdo a las interacciones que experimentan: leptones y quarks. Aquellos fermiones que no sufren la interacción fuerte conforman el grupo de los leptones. El resto de fermiones fundamentales se denominan quarks. Tanto unos como otros se agrupan en tres familias (también llamadas generaciones).

Existen seis quarks, agrupados en tres pares de acuerdo a su masa y carga: up/down, charm/strange, y top/bottom. También existen seis leptones, tres con carga y masa: el electrón, el muón y el tau; y tres sin carga y con una masa muy pequeña: el neutrino del electrón, el neutrino del muón y el neutrino del tauón.

Toda la materia estable observada directamente en el Universo está formada por la generación up/down y e/ν_e , que son las partículas elementales más ligeras¹. Esta es la llamada primera generación de materia. La segunda y tercera generaciones de materia están constituidas por partículas más pesadas; ambas generaciones son inestables, por lo que las partículas que las conforman decaen rápidamente en partículas de la primera generación [CERN Intranet, Standard Model, 2003]. En la tabla 1.1 se presentan las partículas fundamentales del Modelo Estándar agrupadas en las generaciones mencionadas.

¹ El Modelo Estándar también considera la existencia de materia oscura no bariónica, la cual, hasta ahora no ha sido detectada, pero cuya existencia se infiere a partir de los efectos gravitatorios observados en diversos sistemas estelares y del cálculo de la masa total del universo. Se considera que aproximadamente un 90% de la materia del universo debe existir en forma de materia oscura. [Shaaban, 2002].

Generaciones	Leptones		Quarks	
	Nombre	Símbolo	Nombre	Símbolo
Primera	electrón	e	up	u
	neutrino e	ν_e	down	d
Segunda	muón	μ	charm	c
	neutrino μ	ν_μ	strange	s
Tercera	tau	τ	top	t
	neutrino τ	ν_τ	bottom	b

Tabla I.1 Las partículas fundamentales del Modelo Estándar.

Por otro lado, el Modelo Estándar considera la existencia de tres interacciones fundamentales entre los fermiones:

- La fuerza electromagnética, que actúa entre todas las partículas con carga eléctrica.
- La fuerza nuclear débil, responsable, por ejemplo, de la desintegración β .
- La fuerza nuclear fuerte, que actúa entre quarks y es la responsable de que éstos permanezcan unidos formando nucleones, así como de que los nucleones formen núcleos atómicos.

La fuerza gravitatoria aún no está considerada dentro del Modelo Estándar.

Las interacciones se manifiestan a través del intercambio de partículas de espín entero llamadas bosones, los cuales transportan cantidades discretas de energía de una partícula a otra. Cada fuerza tiene sus bosones característicos: el fotón para la fuerza electromagnética, los bosones W y Z para la fuerza débil y el gluón para la fuerza fuerte.

Las dos primeras interacciones (electromagnética y débil) están unificadas en la fuerza electrodébil y actualmente se realizan trabajos encaminados a la unificación de las tres fuerzas en un esquema llamado Teoría de la Gran Unificación.

El Modelo Estándar de partículas es sumamente importante para la cosmología, pues explica la evolución del universo temprano mediante la expansión y el enfriamiento, pasando por varias transiciones de fase. Por ejemplo, predice que aproximadamente 10^{-34} segundos después del Big Bang la temperatura era de unos 10^{15} GeV, que es la energía de la gran unificación, esta es la época inflacionaria dominada por los quarks y antiquarks. A los 10^{-12} segundos la temperatura del universo había disminuido hasta los 10^3 GeV, que corresponde a la energía de la transición de fase electrodébil, es decir, a la diferenciación entre la interacción electromagnética y la débil, a los 10^{-8} segundos se produce el confinamiento de los quarks creándose los protones y neutrones (barionización), también desaparecen los antiquarks y los positrones. Finalmente, al alcanzar los 10^2 segundos, el universo quedó constituido principalmente por protones, neutrones, electrones, neutrinos, antineutrinos y fotones [Hacyan, 1994].

Se considera que algunas características globales del universo, como la asimetría bariónica o las estructuras a gran escala como la distribución de las galaxias, se encuentran ligadas a las propiedades específicas de tales transiciones de fase [ALICE PPR 2003].

1.2 Cromodinámica Cuántica (QCD)

En el Modelo Estándar, la teoría de campos que describe la interacción fuerte entre quarks mediante el intercambio de gluones es la Cromodinámica Cuántica. Esta teoría establece que los nucleones –y más generalmente, todas las partículas elementales sensibles a la interacción fuerte (también llamadas hadrones) – son estados ligados de quarks [Guernane, 2001]. Los hadrones se dividen en dos clases: los bariones formados de tres o cinco² quarks y los mesones formados de un par quark-antiquark. Estos estados ligados deben ser neutros ante la carga asociada a la interacción fuerte (denominada carga de color) lo que impone condiciones restrictivas a los sistemas ligados que pueden formarse.

Los quarks están confinados dentro de los hadrones por un potencial $V_0(r)$ que aumenta linealmente con la distancia r entre los quarks. Por lo tanto, sería necesaria una cantidad infinita de energía para aislar un quark, lo cual hace imposible descomponer un hadrón en sus quarks constituyentes [Guernane, 2001]. Sin embargo, la QCD predice que a una cierta temperatura crítica de $T_c \approx 170$ MeV, que corresponde a una densidad de energía (crítica) de $\varepsilon_c \approx 1$ GeV/fm³, la materia nuclear ordinaria puede sufrir una transición de fase hacia una materia de quarks libres, llamada plasma de quarks y gluones (**Quark Gluon Plasma**) [ALICE PPR 2003] (ver figura 1.1). La teoría predice que el universo temprano existió en este estado hasta que, aproximadamente 10 microsegundos después del Big Bang, ocurrió una transición de fase que propició la formación de los primeros núcleos atómicos ordinarios.

Puede observarse en la figura 1.1 que la densidad bariónica del QGP es comparable a la que existe en el interior de una estrella de neutrones, por lo que el estudio del QGP aportará (entre muchas otras cosas) información acerca de la ecuación de estado de sistemas como éste.

² Los bariones formados de cinco quarks (qqqqq) son llamados pentaquarks y recientemente se han encontrado evidencias experimentales de estas configuraciones exóticas, por ejemplo uudds (originalmente llamado Z^+ y luego renombrado Θ^+), el cual tiene una extrañeza de $S=+1$. [Alt, 2003].

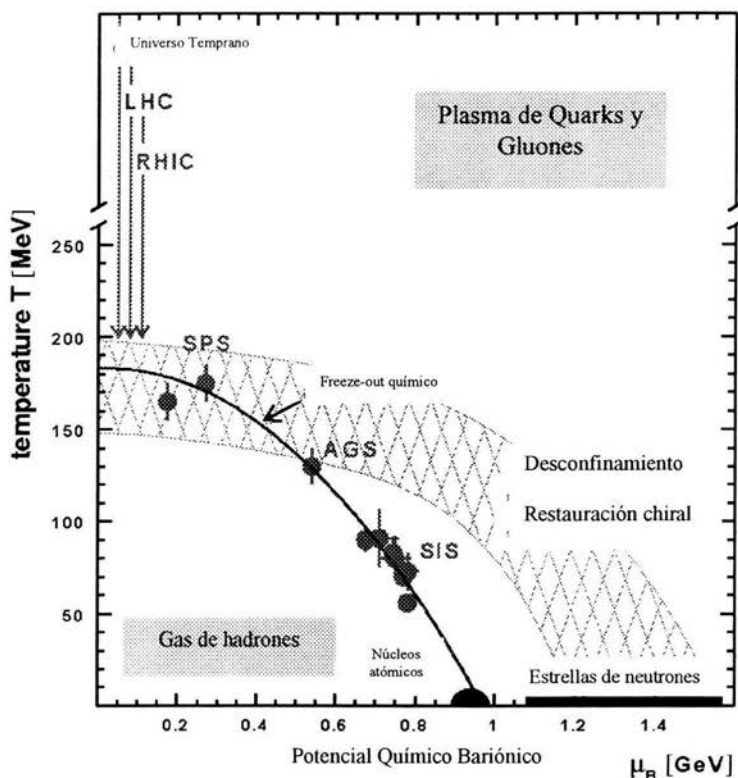


Fig. 1.1 Diagrama de fase de la materia hadrónica. Se indican los puntos de densidad y temperatura que han sido alcanzados por los diversos aceleradores de partículas.

1.3 Física de Iones Pesados Ultra-relativistas

El surgimiento y desarrollo del Modelo Estándar como teoría de las partículas elementales y sus interacciones fundamentales ha sido producto de los estudios tanto teóricos como experimentales llevados a cabo dentro del campo de la física conocido como Física de Altas Energías. Por otra parte, la Física de Iones Pesados Ultra-relativistas ($E/A > 1$ TeV) tiene por objetivo la aplicación y extensión del Modelo Estándar a sistemas complejos en evolución dinámica. Esta área de la física pretende explicar los fenómenos colectivos y las propiedades macroscópicas de la materia con base en las leyes microscópicas de la física de partículas elementales. Uno de estos fenómenos colectivos predichos por el Modelo Estándar es la transición de fase de la QCD mencionada anteriormente.

La única manera de estudiar la teoría fundamental de las interacciones fuertes en el límite de alta densidad y observar directamente los parámetros de la transición de fase predicha es mediante colisiones de iones pesados acelerados a velocidades muy cercanas a la de la luz (ultra-relativistas), en las cuales se pueden conseguir densidades de energía suficientes para alcanzar (o inclusive exceder) la densidad de energía crítica ϵ_c , haciendo posible la transición de fase de la QCD, la única predicha por el Modelo Estándar que se puede alcanzar en el laboratorio [ALICE PPR 2003].

En la figura 1.2 se ilustra una colisión central de dos iones pesados. En 1.2.a ambos núcleos se aproximan, deformándose en la dirección de su velocidad debido a los efectos relativistas, en 1.2.b. los núcleos chocan³ comprimiendo la materia nuclear y creando una región de alta densidad y temperatura (1.2.c) en la que se inicia la formación de un QGP. Alrededor de 8×10^{-23} segundos después, este plasma tendrá que expandirse, enfriarse y emitir una gran cantidad de partículas (1.2.d). Con el fin de identificar las propiedades termodinámicas y los productos de decaimiento de esta materia de quarks al cabo de su expansión, es necesario colocar detectores de partículas alrededor de dichas colisiones para identificar y caracterizar a la mayoría de las partículas producidas.

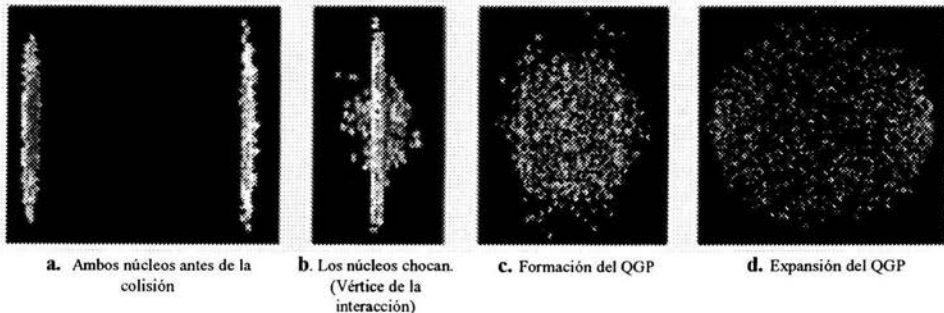


Fig. 1.2. Representación de una colisión central de iones pesados (por ejemplo Plomo).

Para producir y estudiar estas colisiones, es necesario contar con laboratorios equipados con potentes aceleradores de partículas. A lo largo de las últimas décadas se han llevado a cabo experimentos de colisiones de iones ligeros, desde protones hasta ^{32}S , en el SPS (Super Proton Synchrotron) del CERN y en el AGS (Alternating Gradient Synchrotron) del Brookhaven National Laboratory, gracias a los cuales se ha vislumbrado la viabilidad de experimentos núcleo – núcleo a más altas energías. Dichos experimentos han mostrado que es posible alcanzar densidades de energía altas en estas reacciones y han producido algunas evidencias de la aparición de nuevos fenómenos colectivos que parecen coincidir con la formación de un plasma de quarks y gluones. Uno de estos experimentos es el NA49 del CERN, en el que se estudian colisiones de núcleos de plomo a energías de hasta 159 GeV [QM99 Proceedings].

³ El punto del espacio en el cual los núcleos chocan es llamado vértice de la interacción (véase sección 3.1.2).

Un ejemplo de estas evidencias es que en las colisiones estudiadas en experimentos previos se han creado partículas compuestas de quarks charm y antiquarks, llamadas J/ψ (léase Jota-psi). Se ha encontrado que el número de partículas J/ψ producidas tiende a aumentar con las masas de los núcleos involucrados en la colisión; sin embargo, cuando colisionan núcleos de plomo ocurre algo dramáticamente diferente. En uno de los experimentos del CERN (NA50) se ha encontrado que la producción de J/ψ cae abruptamente en colisiones centrales de plomo comparadas con colisiones de núcleos más ligeros, o con colisiones periféricas de plomo-plomo. Al parecer, en las colisiones centrales de plomo la probabilidad de producir un estado deconfinado es la más alta, lo cual hace más difícil que un quark charm y un antiquark queden ligados y por lo tanto no se detectan partículas J/ψ [Schutz, 2003]. Algunos teóricos consideran que este déficit puede deberse a que muchas J/ψ se están absorbiendo en un ambiente nuclear más caliente de lo normal, que pudo significar la presencia de un QGP en al menos una parte de la región de interacción (Blaizot, 1996).

Una pista más de que un QGP se haya formado brevemente ha venido de estudiar el número de partículas producidas que contienen quarks strange. Al día de hoy los resultados de los experimentos indican que el número de partículas con quarks strange se incrementa conforme la temperatura de las colisiones aumenta, pero aún no es posible considerar esto como una evidencia conclusiva de la formación de un QGP. Se calcula que el número de quarks strange en un QGP será grande aún cuando éstos son pesados y normalmente difíciles de producir. A medida que el QGP se expanda y se enfríe, los quarks libres y los gluones se agruparán de nuevo para formar partículas compuestas [Schutz, 2003].

En cada uno de estos eventos se crean varios miles de partículas cargadas (sección 1.5). Por lo tanto, los detectores deben tener una gran resolución espacial para separar las trayectorias de cada una de ellas. Para determinar el momento de todas las partículas cargadas producidas en una colisión frontal Pb-Pb será necesario determinar su poder de ionización y medir sus tiempos de vuelo. Las partículas extrañas neutras también se pueden identificar (como lambdas, antilambdas, K_0 , phi) mediante su decaimiento secundario en partículas cargadas.

Actualmente se encuentra en operación el acelerador RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider at BNL) que está produciendo (entre otras) colisiones de iones de oro cuyos resultados están siendo de suma importancia para simular las colisiones de iones de plomo que se realizarán en el acelerador LHC. México forma parte de la colaboración de ALICE, que construye uno de los cuatro experimentos que funcionarán en el LHC.

1.4 LHC

Existen dos tipos de aceleradores: lineales y circulares; y el CERN cuenta con ambos. Los aceleradores utilizan potentes campos eléctricos para aumentar la energía del haz de partículas, y campos magnéticos para mantener el haz estrechamente enfocado, así como para guiarlo en el interior de los anillos de los aceleradores circulares.

Los aceleradores lineales aumentan la energía del haz en toda la longitud del acelerador. Cuanto más largo es el acelerador, mayor es la energía final. Por otro lado, en los aceleradores circulares las partículas dan varias vueltas a lo largo del anillo, aumentando su energía en cada una de ellas. Algunos aceleradores circulares cuentan con dos líneas de transporte de haz, y por lo tanto, pueden acelerar simultáneamente dos haces de partículas en direcciones opuestas para luego hacerlos coincidir en algún punto y producir así colisiones altamente energéticas; estos aceleradores son conocidos como colisionadores.

El Gran Colisionador de Hadrones, LHC, es un acelerador de partículas actualmente en construcción en el CERN. Su puesta en servicio se prevé para el 2007, y podrá producir colisiones protón-protón a una energía de 14 TeV y de iones de plomo a una energía de hasta 1150 TeV. A partir de los resultados de varios experimentos previos, se calcula que todos los parámetros relevantes a la formación del QGP serán más favorables: la densidad de energía, el tamaño y el tiempo de vida del sistema, así como los tiempos de relajación, los cuales, serán por lo menos un orden de magnitud mayores a los obtenidos en colisiones Pb-Pb en el SPS [ALICE Experiment, 1995].

El LHC se instalará en el mismo túnel que ocupaba el Gran Colisionador de Electrones y Positrones LEP del CERN. El túnel tiene un diámetro de 27 kilómetros y se encuentra a 40 metros de profundidad. Los haces de partículas serán preparados en la cadena de los aceleradores actuales del CERN antes de ser inyectados en el LHC (fig. 1.3).

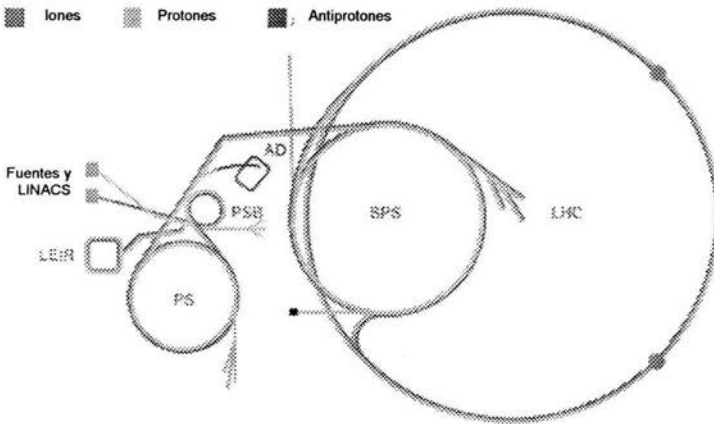


Fig. 1.3. El complejo de aceleradores del CERN es una sucesión de estas máquinas con energías cada vez mayores. Cada acelerador inyecta el haz de partículas en el siguiente, y así la energía del haz aumenta progresivamente.

1.4.1 LOS EXPERIMENTOS DEL LHC

A lo largo del acelerador, en cuatro puntos, los haces de iones del LHC se harán coincidir produciendo colisiones núcleo-núcleo. Los cuatro experimentos, ALICE, ATLAS, CMS y LHCb rodearán los puntos donde se producirán estas colisiones para observar y registrar lo que ahí ocurra (fig. 1.4). En cada colisión (también llamada evento), el objetivo principal es contar, trazar y caracterizar todas las diferentes partículas que se produjeron para así reconstruir por completo el proceso.

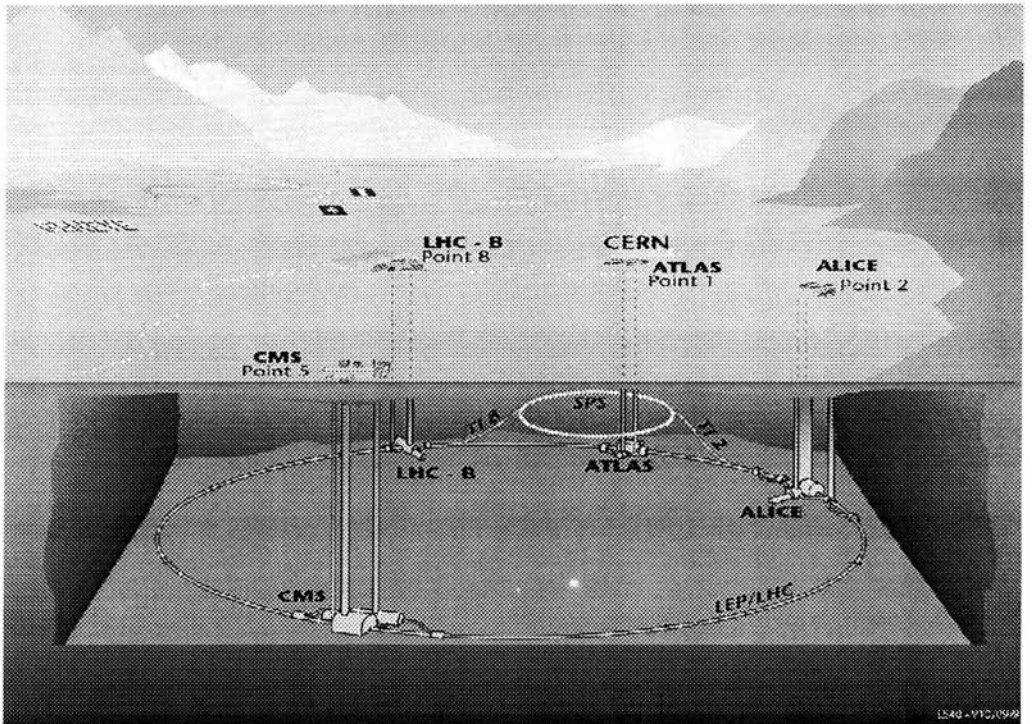


Fig. 1.4 Vista general de los experimentos del LHC

La estructura básica de estos experimentos es muy parecida (fig. 1.5); están constituidos por varias capas de detectores especializados en la medición de algunas propiedades específicas de las partículas producidas en la colisión. Las colisiones se producen en el centro del experimento y conforme las partículas se alejan de la región de interacción, cada una de las diferentes capas reconoce y mide propiedades específicas de las partículas que se crean. La sola trayectoria de una partícula puede proporcionarnos mucha información útil, por ejemplo, si el detector se encuentra dentro de un campo magnético la carga de la

partícula será evidente, ya que las partículas cargadas positivamente se desviarán hacia una dirección y aquellas con carga negativa se desviarán en la dirección contraria. Asimismo, el momento de una partícula se puede determinar con relativa facilidad pues las partículas con momentos muy grandes viajan a lo largo de líneas prácticamente rectas, mientras que las de momentos pequeños describen espirales.

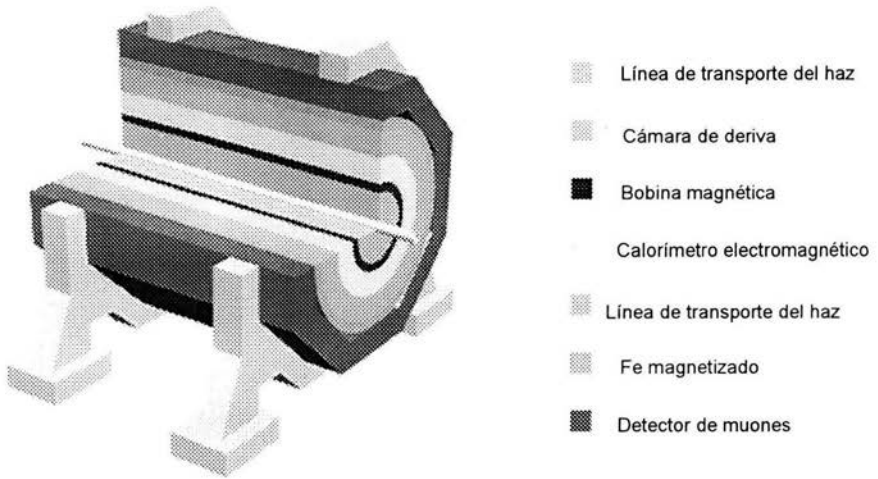


Fig. 1.5. Esquema de los componentes básicos de un detector del LHC.

La determinación de la trayectoria de una partícula cargada se hace en varias etapas a lo largo del detector: en la parte más cercana al haz se encuentran dispositivos encargados de determinar la trayectoria de las partículas con una precisión de micras (Inner Tracking System). Posteriormente, otros detectores, menos precisos pero más extensos, se encargan de trazar la trayectoria de las partículas mientras se alejan del punto de colisión (Time Projection Chamber).

Posteriormente se colocan calorímetros, los cuales están hechos de materiales densos capaces de detener y absorber completamente la mayoría de las partículas, proporcionando así una medida de su energía. Los muones y los neutrinos son por lo general las únicas partículas capaces de escapar de un calorímetro, debido a que su capacidad de ionización es pequeña (véase sección 2.3.2).

Los muones son muy difíciles de detener, pero al menos pueden ser identificados. Para ello existen detectores especiales localizados afuera del calorímetro, los cuales, al ser atravesados por los muones registran las trazas de sus trayectorias (Espectrómetro de

muones). Los neutrinos, por el contrario, escapan sin dejar huella alguna, pasan a través de todos los detectores sin ser detectados, pero su presencia puede inferirse a partir del cálculo de las energías inicial y final del evento.

Finalmente, cada partícula puede ser completamente caracterizada al reunir la información proporcionada por cada detector acerca de su trayectoria. Al reconstruir todas las trayectorias producidas en la colisión es posible reconstruir el evento completo con gran precisión.

Los cuatro experimentos del LHC trabajarán esencialmente de la manera anteriormente descrita, y cada uno de ellos está siendo optimizado para conseguir un objetivo diferente. Entre las metas principales del LHC podemos nombrar: la detección del bosón de Higgs, la observación de las partículas supersimétricas predichas en la teoría SUSY, resolver el enigma de la aparente falta de antimateria en el Universo y la búsqueda del QGP.

1.5 ALICE

La colaboración de ALICE (A Large Ion Collider Experiment) está construyendo un detector dedicado a estudiar la física de las colisiones de iones pesados a energías máximas en el centro de masa de 5.5 TeV por cada par de nucleones (Fig. 1.6). Se calcula que en estas colisiones se producirán densidades de energía y temperatura propicias para la formación de un QGP. El objetivo de ALICE es estudiar las propiedades de este QGP, su evolución dinámica, los fenómenos asociados con la transición de fase de re-hadronización y finalmente la evolución del estado hadrónico final hasta alcanzar el freeze-out⁴. Para ello es necesario estudiar la mayor cantidad de observables posible, las cuales nos dan información acerca de las condiciones iniciales y de la evolución temporal y espacial de la colisión.

ALICE será sensible a la mayoría de las observables conocidas (incluyendo hadrones, electrones, muones y fotones). Con ALICE se quiere medir el contenido de sabor y la distribución en el espacio fase de un gran número de partículas. El experimento está diseñado para trabajar con las más altas multiplicidades (sección 3.1.5) anticipadas para reacciones Pb-Pb (≈ 8000) [ALICE Experiment, 1995].

Además de las colisiones de iones pesados, ALICE también estudiará colisiones de iones más ligeros, lo cual es una manera de variar la densidad de energía, y de protones (en modo p-p y p-núcleo) los cuales proporcionarán datos de referencia para las colisiones núcleo-núcleo.

⁴ Freeze out es el nombre que se le da a una situación en la que han ocurrido suficientes cambios del medio de tal forma que se da por terminado un proceso.

1.5.1 Los detectores de ALICE

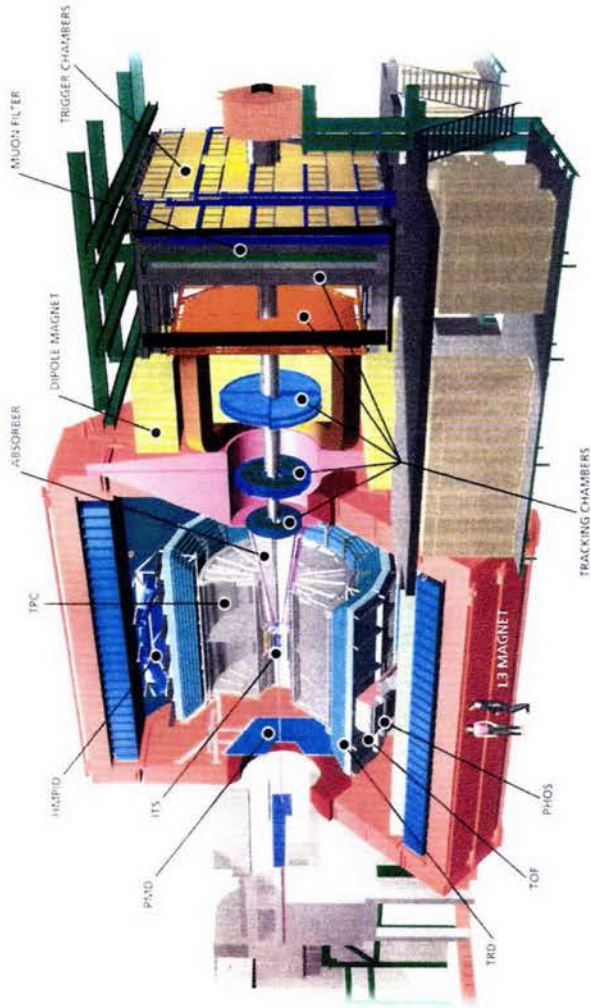


Fig. 1.4 ALICE

ALICE será instalado dentro del imán L3 del LHC (Punto 2 en Fig. 1.4). A continuación se describen algunos de los detectores que forman parte de este experimento.

Sistema Interior de Rastreo (*Inner Tracking System*)

El Sistema Interior de Rastreo (ITS) constará de 6 capas cilíndricas de rejillas de silicio. Éstas rodearán el punto de colisión y medirán las propiedades de las partículas resultantes de las colisiones, identificando sus posiciones con precisión de micras. El ITS buscará principalmente partículas que contengan quarks strange y charm identificando los puntos en los que éstos decaen.

Cámara de Deriva (*Time Projection Chamber*)

El rastreo de las partículas continuará afuera del ITS en un detector llamado *Time Projection Chamber* (TPC). La TPC estará llena de gas con un campo eléctrico aplicado a través de él. Cuando las partículas cargadas atraviesen la TPC, liberarán electrones de los átomos del gas y éstos serán arrastrados por el campo eléctrico. La TPC detectará la llegada de los electrones al final de la cámara y así reconstruirá la trayectoria de las partículas cargadas iniciales.

Espectrómetro de Fotones (*Photon Spectrometer*)

El espectrómetro de fotones (PHOS) está diseñado para medir la temperatura de las colisiones mediante la detección de los fotones que emergen de ellas. Estará hecho de cristales de tungstenato de plomo (PbWO_4). Cuando fotones de alta energía golpean el tungstenato de plomo, éste centellea y su luz puede medirse. El tungstenato de plomo es extremadamente denso, lo que significa que detendrá a la mayoría de los fotones que lleguen a él proporcionando así una medida de su energía total.

Identificación de Partículas

Una de las tareas más importantes de ALICE es identificar la masa de las partículas emitidas. Mientras que las partículas de baja energía se pueden identificar por su pérdida de energía, las de alta energía se detectan midiendo el tiempo que toma una partícula para ir del punto de colisión hasta el barril de este detector (sección 2.3), que se encuentra a 3.5 m del mismo. Para detectar la llegada de las partículas se utilizarán contadores de placas paralelas, 160,000 de ellos distribuidos en 150 metros cuadrados. Usando la información de rastreo de otros detectores se podrá identificar cada trayectoria que llegue a los contadores.

A energías más altas, cuando el flujo de partículas es bajo, existe otro detector más pequeño (de 14 m²) llamado HMPID para la identificación de la masa de las partículas. Este detector está basado en la detección de los llamados fotones Cherenkov emitidos por las partículas en un medio dieléctrico.

Espectrómetro de Muones

Una de las tareas de este detector será identificar los mesones J/Ψ y Y , mismos que decaen en pares de muones, por lo que, dos muones que emerjan del mismo lugar indicarán un posible decaimiento J/Ψ . Este detector consiste en un absorbedor frontal situado a la derecha del vértice de interacción para detener los hadrones y los fotones; y posteriormente cuenta con diez cámaras *multipads* de rastreo de alta resolución para la detección de los muones.

Sin embargo, la detección de estos pares de muones (bi-muones) estará contaminada por el ruido causado por las interacciones del haz con el gas residual en la línea de transporte (que se encuentra a ultra-alto vacío). El nivel de este ruido es varios órdenes de magnitud superior a la señal en modo p-p, que se tomará como referencia para el estudio de las colisiones p-núcleo y núcleo-núcleo. Con el fin de validar la señal de disparo de bi-muones en las colisiones p-p, la colaboración de ALICE ha decidido (Nov. 2000) equipar al espectrómetro de muones con un contador de disparo de nivel cero (V0).

V0

El detector V0 forma parte del sistema de detectores frontales de ALICE y está compuesto de dos arreglos de contadores de centelleo axialmente simétricos (V0L y V0R) localizados a cada lado del vértice de interacción. V0 tiene como función generar una señal rápida de validación del disparo del espectrómetro de muones en modo p-p, esto a través de la estimación de la posición del vértice, así como de la centralidad.

La construcción del detector V0L se está llevando a cabo en el Instituto de Física de la UNAM, mientras que la construcción de V0R está a cargo del Institut de Physique Nucléaire de Lyon, en Francia.

En el Capítulo 3 se describirán con más detalle las funciones de V0, así como su diseño. Para ello, es necesario revisar antes algunos conceptos básicos sobre las formas en que la radiación interactúa con la materia, a fin de entender los principios de operación de los detectores de radiación. Esta revisión se lleva a cabo en el siguiente capítulo.

CAPÍTULO 2

Interacción De La Radiación Con La Materia

El conocimiento de los diferentes mecanismos de interacción de la radiación con la materia y los efectos producidos por los mismos es esencial para diseñar y construir detectores de partículas eficientes. A lo largo de las siguientes secciones se revisarán algunos de estos conceptos básicos.

2.1 Detectores de radiación

Un detector de radiación es un dispositivo capaz de convertir la energía depositada por la radiación incidente en él en alguna otra forma de energía más accesible a la percepción humana. Los principios básicos de operación de la mayoría de los detectores de radiación tienen las siguientes características en común: la radiación penetra en el detector, interactúa con los átomos de su material (cediéndoles su energía parcial o totalmente), y libera una gran cantidad de electrones de sus órbitas atómicas. Estos electrones son colectados para formar un pulso de voltaje o corriente para su análisis posterior mediante circuitos electrónicos. La elección del material a usar en un detector de radiación determinado depende del tipo de radiación que se quiera detectar y de la información acerca de esa radiación que sea de interés. Por ejemplo, se pueden construir detectores especializados en medir la energía de la radiación incidente, el tiempo al cual fue emitida, su espín o polarización, su trayectoria, etc.

2.2 Interacción de la radiación con la materia

La radiación interactúa con la materia mediante colisiones elásticas y/o inelásticas con los electrones y núcleos atómicos del medio absorbedor, perdiendo así su energía conforme atraviesa el material.

Existen varios mecanismos de transferencia de energía de la radiación a la materia. Estos dependen de los tipos de partículas que participan en las colisiones, por lo que una manera práctica de catalogar la radiación es la siguiente:

Radiación de partículas cargadas:	electrones rápidos partículas cargadas pesadas.
Radiación no cargada:	radiación electromagnética neutrones.

La manera en que los diferentes tipos de radiación transfieren su energía al medio depende principalmente de la carga, la masa, y de forma muy importante de la energía inicial con la que la radiación incide en el medio.

Para los propósitos del presente trabajo, el mecanismo de transferencia de energía más importante es la ionización (ver sección 2.3.3). Por lo tanto, a lo largo de las secciones siguientes nos concentraremos en el estudio de este proceso.

Las partículas cargadas (como los electrones, protones y partículas α) que tienen suficiente energía cinética para producir ionización por colisiones al penetrar la materia se conocen como radiación directamente ionizante. Por otra parte, si la energía cedida por la partícula incidente no es suficiente para expulsar un electrón del átomo pero es suficiente para llevar a los electrones a niveles de energía más altos, el proceso es llamado excitación.

Las partículas neutras (como los neutrones y fotones) se conocen como radiación indirectamente ionizante, ya que al interactuar con la materia liberan radiación directamente ionizante. Por ejemplo, cuando la radiación electromagnética (rayos X o γ) pasa a través de un medio, puede interactuar con los átomos del mismo transfiriéndoles su energía. Los mecanismos de transferencia de energía involucran la emisión de electrones atómicos del medio absorbedor, siendo los principales el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares. Los electrones emitidos pueden a su vez transferir su energía produciendo ionización y/o excitación de los átomos a lo largo de su trayectoria [Khan, 1994].

2.3 Poder de Frenado

El poder lineal de frenado S para partículas cargadas en un absorbedor determinado se define como la pérdida diferencial de energía para esa partícula dentro del material, dividido por la longitud diferencial correspondiente:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (2.1)$$

Esta cantidad, calculada a lo largo de la trayectoria de la partícula, es llamada también pérdida específica de energía. S aumenta conforme disminuye la velocidad de la partícula, lo cual es intuitivamente lógico.

Revisemos primero el cálculo clásico del poder de frenado debido a ionización (Sección 2.3.1) y posteriormente la fórmula de Bethe – Block, que considera los efectos cuánticos y calcula la pérdida media de energía debida a ionización en un medio material (Sección 2.3.2).

2.3.1 Cálculo clásico del poder de frenado debido a ionización

Consideremos una partícula pesada con carga Ze , masa M y velocidad v que atraviesa un medio material y supongamos que hay un electrón atómico a una distancia b (parámetro de impacto) de la trayectoria de la partícula (fig. 2.1). Podemos asumir que el electrón inicialmente se encuentra en reposo y libre, y que solo se mueve ligeramente durante la interacción con la partícula pesada, de tal forma que el campo eléctrico sobre el electrón es el mismo que tenía inicialmente.

Podemos suponer también que la partícula incidente no se desvía de su trayectoria inicial al interactuar con el electrón, gracias a que su masa es mucho mayor que la del electrón.

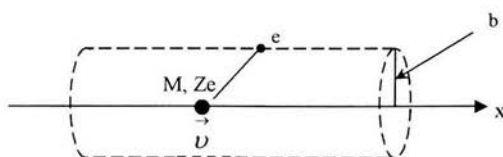


Fig. 2.1 Colisión de una partícula cargada pesada con un electrón atómico.

Por lo tanto, es posible calcular la energía cedida al electrón considerando el impulso I que recibe en la colisión con la partícula cargada:

$$I = \int F dt = e \int E_{\perp} dt = e \int E_{\perp} \frac{dt}{dx} dx = e \int E_{\perp} \frac{dx}{v}, \quad (2.2)$$

Únicamente consideramos E_{\perp} , pues $\int E_{\parallel} = 0$ suponiendo infinitamente larga la trayectoria de la partícula. Calculamos entonces la integral $\int E_{\perp} dx$ utilizando la Ley de Gauss sobre un cilindro de longitud infinita con centro en la trayectoria de la partícula y que pasa a través de la posición del electrón. Por lo tanto,

$$\int E_{\perp} 2\pi b dx = 4\pi Ze \Rightarrow \int E_{\perp} dx = \frac{2Ze}{b} \quad (2.3)$$

de forma que

$$I = \frac{2Ze^2}{bv} \quad (2.4)$$

y la energía que adquiere el electrón es

$$\Delta E(b) = \frac{I^2}{2m_e} = \frac{2Z^2e^4}{m_e v^2 b^2}. \quad (2.5)$$

Por lo tanto, podemos ahora calcular la energía cedida a todos los electrones que se encuentran a una distancia entre b y $b+db$ en un espesor dx de material. Considerando una densidad de electrones N_e tenemos:

$$-dE(b) = \Delta E(b)N_e dV = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \frac{db}{b} dx, \quad (2.6)$$

$$\text{pues } dV = 2\pi b db dx. \quad (2.7)$$

Ahora, para hallar la energía total depositada es necesario integrar esta cantidad dentro de los límites apropiados. Nótese que sería erróneo integrar desde 0 hasta ∞ , porque para $b=0$ la ecuación (2.5) indica una transferencia de energía infinita, por lo tanto, (2.5) no es válida para b pequeñas. Por otro lado, si $b \rightarrow \infty$, entonces la colisión no cumple con nuestra suposición de realizarse en un periodo de tiempo corto, y la aproximación del impulso no sería válida. Por lo tanto, debemos encontrar límites de integración entre los cuales (2.5) es válida. Entonces,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (2.8)$$

Para encontrar el límite inferior b_{min} recordemos que, clásicamente, la transferencia máxima de energía ocurre en colisiones centrales, en cuyo caso nuestro electrón obtiene una energía de $\frac{1}{2}m_e(2v)^2$. Usando los resultados de la relatividad especial esto se vuelve

$$2\gamma^2 m_e v^2, \quad (2.9)$$

$$\text{donde } \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \text{ y } \beta = v/c. \quad (2.10)$$

Entonces, sustituyendo en (2.5) tenemos:

$$\frac{2Z^2 e^4}{m_e v^2 b_{min}^2} = 2\gamma^2 m_e v^2 \Rightarrow b_{min} = \frac{Ze^2}{\gamma m_e v^2}. \quad (2.11)$$

Para encontrar $b_{m\acute{a}x}$ es necesario considerar que el electr3n en realidad no se encuentra libre, sino ligado a un 3tomo con una frecuencia orbital ν . Por lo tanto, para que el electr3n pueda absorber energ3a, la perturbaci3n causada por la part3cula incidente debe ocurrir en un intervalo de tiempo corto comparado con el periodo del electr3n amarrado $\tau = 1/\nu$, ya que de no ser as3 la perturbaci3n ser3a adiab3tica y no habr3a transferencia de energ3a. Para las colisiones aqu3 consideradas el tiempo t3pico de interacci3n es $t \approx b/\nu$, que considerando los efectos relativistas queda

$$t \Rightarrow \frac{t}{\gamma} = \frac{b}{\gamma\nu}, \quad (2.12)$$

de manera que

$$\frac{b}{\gamma\nu} \leq \tau = \frac{1}{\nu}. \quad (2.13)$$

Donde ν se toma como la frecuencia promedio de todos los estados electr3nicos ligados, ya que puede haber diversos estados con diferentes frecuencias. Por lo tanto, el l3mite superior de integraci3n $b_{m\acute{a}x}$ ser3

$$b_{m\acute{a}x} = \frac{\gamma\nu}{\nu}. \quad (2.14)$$

Entonces substituyendo (2.11) y (2.14) en (2.8) obtenemos

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e \nu^2} N_e \ln \frac{\gamma^2 m_e \nu^3}{Ze^2 \bar{\nu}}. \quad (2.15)$$

La ecuaci3n (2.15) es la llamada f3rmula cl3sica de Bohr y proporciona una buena descripci3n de la p3rdida de energ3a para part3culas pesadas. Sin embargo, para el caso de part3culas ligeras es necesario considerar algunos efectos cu3nticos.

2.3.2 F3rmula de Bethe - Bloch

El c3lculo completo utilizando la mec3nica cu3ntica fue desarrollado por Bethe, Bloch y otros autores [Leo, 1994]. En este c3lculo la transferencia de energ3a est3 parametrizada en t3rminos del momento de transferencia en lugar de utilizar el par3metro de impacto. Es un caso m3s real ya que el momento de transferencia es una cantidad medible, caso contrario al par3metro de impacto. Si consideramos la energ3a espec3fica depositada por un ion de carga Ze , que atraviesa un material centellador de densidad de material ρ_{sc} , n3mero at3mico medio $\langle Z_{sc} \rangle$, n3mero m3sico medio $\langle A_{sc} \rangle$ y energ3a de excitaci3n media $\langle I_{sc} \rangle$, entonces obtenemos la bien conocida ecuaci3n de Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi r_e^2 m_e c^2 N_A \rho_{sc} \frac{\langle Z_{sc} \rangle Z^2}{\langle A_{sc} \rangle \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 T_{m\acute{a}x}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right]. \quad (2.16)$$

donde

r_e : radio clásico del electrón = 2.817×10^{-13} cm

m_e : masa del electrón

N_A : Número de Avogadro

$T_{m\acute{a}x}$: máxima transferencia de energía en una sola colisión

y

$$T_{m\acute{a}x} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2 \frac{m_e}{M} \sqrt{1 + \beta^2 \gamma^2} + \frac{m_e^2}{M^2}} \quad (2.17)$$

la energía máxima que puede cedérsele a un electrón, y M es la masa en reposo de la partícula incidente.

2.3.3 Mínima Ionización

De la fórmula de Bethe - Bloch puede verse que la pérdida de energía por ionización es proporcional a la densidad de electrones en el medio (dada por $\rho_{sc} Z_{sc} N_A / A_{sc}$) y al cuadrado de la carga de la partícula, y que depende principalmente de la velocidad de la partícula. $-dE/dx$ decrece como $1/\beta^2$ conforme aumenta la velocidad hasta alcanzar un mínimo cuando $\beta\gamma$ vale entre 3 y 4, luego comienza a aumentar logarítmicamente hasta llegar a un valor constante (la meseta de Fermi) [CERN Intranet].

Cuando una partícula deposita este valor constante de energía en un material se dice que causa mínima ionización, la cual es del orden de algunos miles de ionizaciones por g/cm^2 en la mayoría de los materiales, casi independientemente de la masa de la partícula. Una partícula que causa una mínima ionización es denominada partícula de mínima ionización (PMI). Los rayos cósmicos son un ejemplo de éstas. El valor numérico de la ionización mínima es $dE/\rho dx \approx 2 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$. En la figura 2.2 se muestra la pérdida de energía para varias partículas ionizantes. Obsérvese que a altas energías ($\geq 10^5 \text{ MeV}$) todas las curvas tienden al valor constante de $\approx 2 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$ ¹.

En el caso de las colisiones de iones pesados ultra-relativistas, todas las partículas producidas en una colisión escapan del vértice con energías mayores a su masa en reposo

¹ En las colisiones del LHC se producirán partículas ligeras como p, d, π , μ , K, por lo que consideraremos PMIs a las partículas que depositen $2 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ a su paso por la materia.

i.e. produciendo ionización mínima en los detectores de ALICE. Por lo tanto, el diseño del detector V0 está basado en la detección de PMIs.

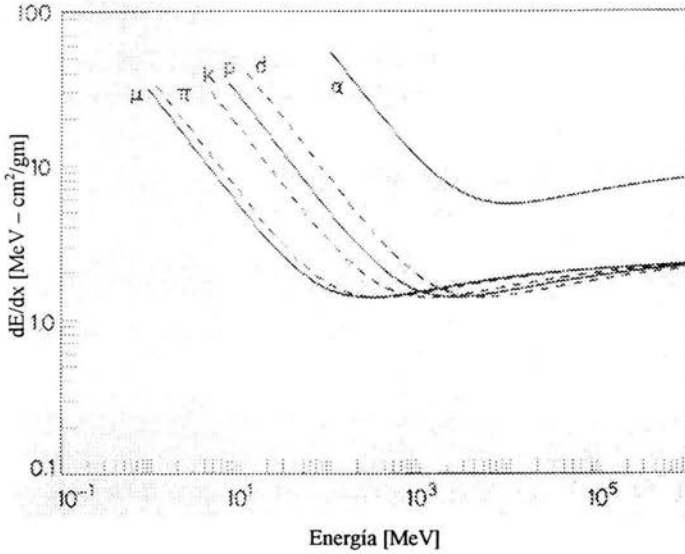


Fig. 2.2 Pérdida de energía dE/dx como función de la energía para varias partículas.

2.4 Distribución estadística de la pérdida de energía (por ionización) de la radiación.

La pérdida de energía por ionización se distribuye estadísticamente alrededor de su valor medio. La distribución es aproximadamente gaussiana para absorbedores gruesos, pero conforme disminuye el espesor va desarrollando una asimetría y se observa una cola en la región de altas energías. Para absorbedores muy delgados se convierte en una distribución de Landau.

La distribución Gaussiana es continua y simétrica, cuya densidad está dada por:

$$P(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (2.18)$$

Donde μ y σ^2 corresponden a la media y a la varianza de la distribución respectivamente. La forma de esta distribución se muestra en la figura 2.3 para varios valores de σ , también llamada desviación estándar. Es clara la importancia de σ como una medida del ancho de la distribución. La desviación estándar corresponde a la mitad del ancho del pico al 60% (aproximadamente) de la máxima altura del mismo. En algunas aplicaciones se utiliza el ancho a la mitad de la altura máxima del pico (FWHM) en lugar de la sigma, cuyo valor es:

$$FWHM = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} = 2.35\sigma \tag{2.19}$$

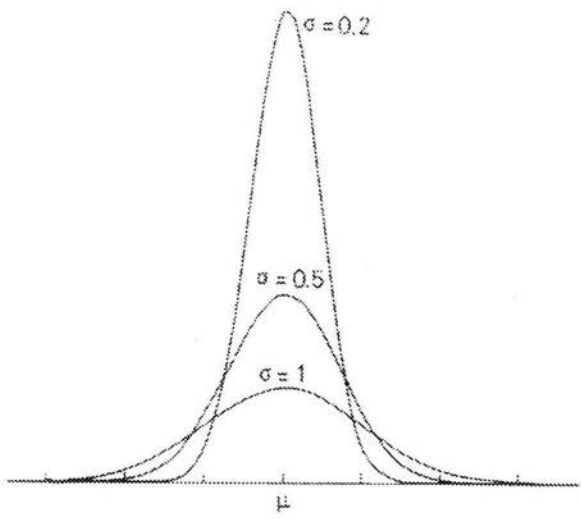


Fig. 2.3 Forma de la distribución Gaussiana para varios valores de la desviación estándar, σ , la cual determina el ancho de la distribución.

En este trabajo se utilizará σ para medir el ancho de las distribuciones de los datos reportados (Capítulo 6).

Finalmente, es importante resaltar el significado de la integral bajo la curva Gaussiana entre intervalos enteros de σ (véase fig. 2.4), los cuales son relevantes en la interpretación de errores de medición. Si una medida se reporta como $x \pm \sigma$, esto significa que su valor verdadero tiene una probabilidad del $\approx 68\%$ de encontrarse entre los límites $x - \sigma$ y $x + \sigma$. Esta probabilidad es del 95% para x entre $x - 2\sigma$ y $x + 2\sigma$; para $x \pm 3\sigma$ es del 99.7%.

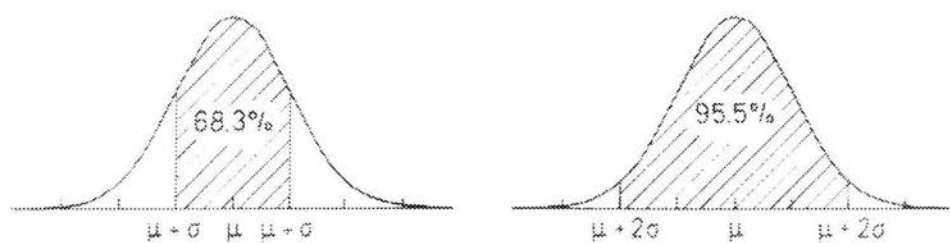


Fig. 2.4 Área bajo una distribución Gaussiana entre los límites $\mu \pm 1\sigma$ y $\mu \pm 2\sigma$.

CAPITULO 3

El detector V0

V0 es un detector compuesto de dos arreglos de contadores de centelleo, llamados V0L y V0R, situados a cada lado del vértice de interacción de ALICE. V0 deberá llevar a cabo múltiples tareas; debe proveer [ALICE PPR 2003]:

- Una señal de validación para el disparo del espectrómetro de bi-muones, como filtro para la gran cantidad de ruido esperada principalmente en el caso de colisiones p-p. Esto deberá llevarse a cabo mediante la estimación del vértice.
- Un disparador de umbral (minimum bias) para los detectores centrales.
- Un disparador de centralidad para el caso de reacciones Pb-Pb.
- Un indicador de la multiplicidad.
- Un indicador de la luminosidad.

En esta tesis no se evaluará el desempeño del detector en cuanto a todos estos puntos. Lo que se presenta aquí son aspectos fundamentalmente instrumentales del trabajo que sobre el diseño se ha hecho y que se espera contribuya a la elección del diseño final del detector.

A continuación explicaremos en qué consisten las funciones que V0 deberá desempeñar, y posteriormente se presentará el modelo de construcción del mismo.

3.1 Funciones de V0

3.1.1 Disparador

Todo experimento necesita una señal para indicar cuando la correlación espacial y temporal de las señales de un detector ha determinado que un evento potencialmente interesante pudo haber ocurrido; es a esto a lo que llamamos disparador. El disparador puede buscar, por ejemplo, características de un cierto tipo de partícula o la detección de una cierta cantidad de energía en un calorímetro. El sistema de disparo debe señalar eficientemente la ocurrencia de los eventos de interés, aún cuando éstos se encuentren acompañados de un gran fondo de reacciones más comunes (ruido).

El sistema V0 debe proveer un disparo de umbral y un disparo de centralidad basados en una primera estimación de la multiplicidad de la colisión (ver sección 3.1.5).

3.1.2 Estimación del vértice

En el estudio de cada colisión resulta fundamental la identificación de las trayectorias de las partículas que emergen de la misma, por lo que la determinación del punto en el espacio en el cual los iones interaccionan es de gran importancia. Llamamos a este punto vértice de la interacción. En la figura 3.1 se ilustra la evolución espacial y temporal de una colisión ultra-relativista de núcleos de plomo, a la derecha del diagrama se observan ambos núcleos para $(t < 0)$ deformados en la dirección de su movimiento, en $t=0$ los iones se encuentran en el vértice y comienza la formación del QGP. Luego, por conservación de momento, las partículas formadas se alejan del vértice causando la expansión, i.e. enfriamiento del plasma hasta llegar al *freeze-out* y posteriormente a la re-hadronización de la materia.

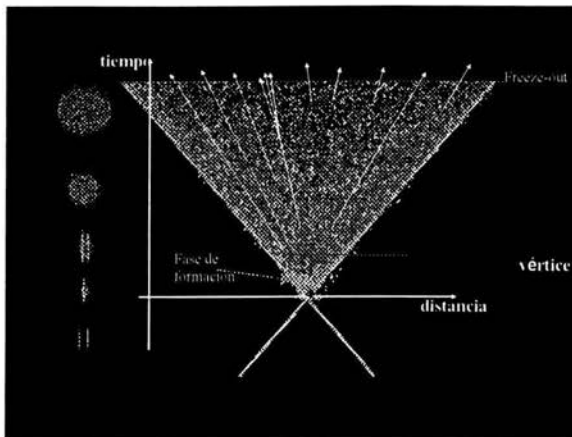


Fig. 3.1 Vértice de la interacción.

El nombre de V0 (Vertex Zero) proviene del hecho de que este sistema de detectores será el primero en estimar la posición del vértice de la interacción, lo cual permitirá la validación de esta última. Esto se llevará a cabo mediante la medición de la diferencia en los tiempos de llegada de las partículas a V0L y V0R. Este punto se ilustra en la figura 3.2 para una interacción válida para el experimento, pues ha ocurrido una colisión núcleo-núcleo dentro del espacio destinado para ello en el detector. Por lo tanto, considerando que las partículas salen de la región de interacción con velocidades muy cercanas a la de la luz, la señal de V0L deberá llegar al sistema de adquisición aproximadamente 9 ns después la señal de V0R (debido a sus respectivas posiciones con respecto al vértice).

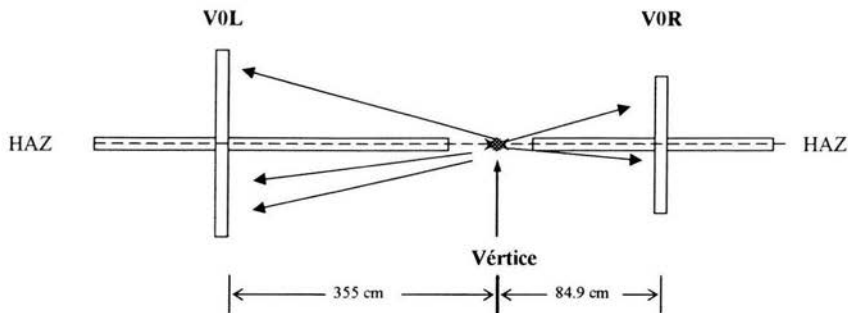


Fig. 3.2 Interacción válida. El tiempo relativo entre las señales es de aproximadamente $9 \text{ ns} = (355.5 - 84.9) \text{ [cm]} / 30 \text{ [cm ns}^{-1}\text{]}$.¹

En la figura 3.3 se muestra el caso de una interacción no-válida (o ruido) para los propósitos de ALICE, pues ha ocurrido una colisión (accidental) de uno de los haces con alguna partícula remanente en la línea del haz. Estos casos serán discriminados, utilizando el hecho de que el tiempo relativo entre la llegada de las señales de ambos detectores será mayor de 9 ns.

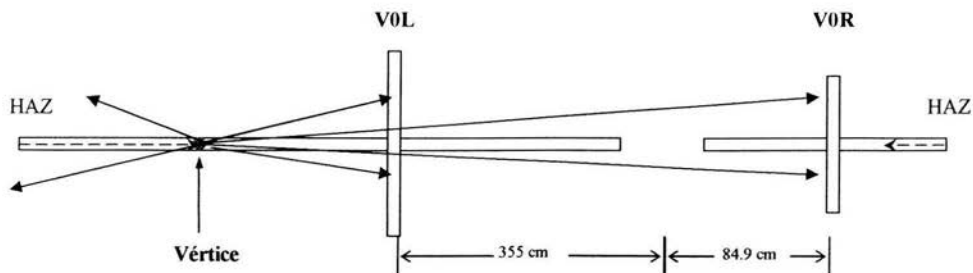


Fig. 3.3 Interacción no válida. El tiempo relativo entre las señales es de aproximadamente $14.7 \text{ ns} = (355.5 + 84.9) \text{ [cm]} / 30 \text{ [cm ns}^{-1}\text{]}$

¹ Considerando que las partículas viajan a velocidades muy cercanas a la de la luz ($c \cong 30 \text{ cm}\cdot\text{ns}^{-1}$).

Por lo anterior, resulta indispensable que cada uno de los detectores de V0 tenga una resolución temporal menor a 1 ns.

3.1.4 Pseudo-rapidez

La pseudo-rapidez es una variable práctica adimensional para aproximar la rapidez si la masa y el momento de una partícula se desconocen.

Es una variable angular definida por:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (3.1)$$

cuya función inversa es:

$$\theta = 2\tan^{-1}\left(e^{-\eta}\right) \quad (3.2)$$

donde θ es el ángulo entre la partícula en consideración y el haz incidente.

Las distribuciones estadísticas graficadas en pseudo-rapidez en lugar de rapidez sufren transformaciones que deben ser estimadas usando un modelo cinemático para la interacción. Se han hecho simulaciones en las que se puede estimar el número de partículas por unidad de pseudo-rapidez que llegan a los detectores², por eso es importante conocer el rango de pseudo-rapidez que estos cubren y por ende el número aproximado de partículas que inciden en él.

En la tabla 3.1 se muestra la cobertura en pseudo-rapidez y aceptación angular (en grados) de cada uno de los anillos de V0.

Anillo	V0L		V0R	
	η_{\max}/η_{\min}	$\theta_{\min}/\theta_{\max}$	η_{\max}/η_{\min}	$\theta_{\min}/\theta_{\max}$
1	-5.1/-4.6	-0.7/-1.2	3.8/3.4	2.6/3.8
2	-4.6/-4.2	-1.2/-1.7	3.4/2.9	3.8/6.3
3	-4.2/-3.7	-1.7/-2.8	2.9/2.5	6.3/9.4
4	-3.7/-3.2	-2.8/-4.7	2.5/2.1	9.4/14.0
5	-3.2/-2.8	-4.7/-7.0	2.1/1.7	14.0/20.7

Tabla 3.1. Valores de pseudo-rapidez para los ángulos (en grados) cubiertos por los arreglos V0L y V0R.

² En el caso de ALICE, estas simulaciones se llevan a cabo con Ali-ROOT, que es un software específicamente diseñado para simular el funcionamiento de cada uno de los detectores que componen a ALICE; utilizando los generadores de eventos Hijing y Pythia [Ali-ROOT Homepage].

Con la segmentación de los arreglos de V0 será posible tener un conteo de partículas apropiado para cada unidad de detección tanto en reacciones p-p como en Pb-Pb. Por lo tanto, V0 dará una medida de la multiplicidad (sección 3.1.5) en función del rango de pseudo-rapidez medido, y por ende del parámetro de impacto.

3.1.5 Multiplicidad

Existen varios modelos teóricos que predicen que el tamaño de la región de interacción en colisiones de iones pesados depende, de manera importante, del parámetro de impacto. Por lo tanto, resulta esencial clasificar las colisiones de acuerdo a su centralidad³.

El parámetro de impacto b de una colisión núcleo – núcleo se define clásicamente como la distancia entre los dos núcleos medida perpendicularmente a las direcciones de la velocidad del centro de cada uno de los núcleos antes de la interacción (ver fig. 3.4).

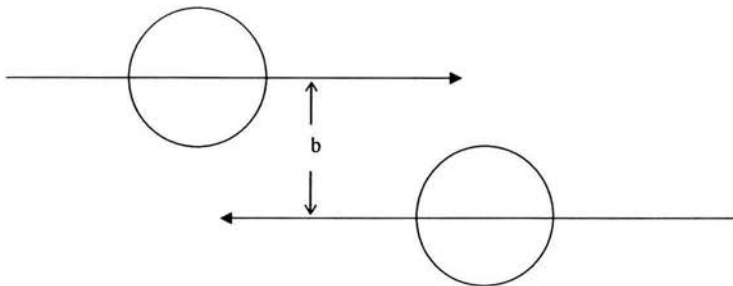


Fig. 3.4. Parámetro de impacto b .

El parámetro de impacto, el cual caracteriza al estado inicial, no es una cantidad medible directamente; por lo tanto es necesario encontrar una observable íntimamente relacionada con él. La observable más simple que se puede utilizar es la multiplicidad [Cavata, et. al., 1990].

Como hemos visto, en cada colisión de partículas se pueden crear muchas otras partículas nuevas. Llamamos multiplicidad al número de partículas cargadas producidas en una colisión, el cual, depende tanto de la energía de las partículas incidentes como de la

³ La centralidad es únicamente otra forma de referirse al parámetro de impacto. Se dice que la colisión fue central cuando el parámetro de impacto es pequeño, y periférica si el parámetro de impacto es grande.

centralidad de la colisión. Mientras más pequeño es el parámetro de impacto, mayor es la multiplicidad del evento.

En [Cavata, 1990] se hace una buena aproximación de la sección eficaz total de colisiones núcleo - núcleo a energías relativistas:

$$\sigma_g = \pi(R_1 + R_2)^2 \quad (3.3)$$

donde R_1 y R_2 son los radios de los núcleos (considerando un potencial de esfera dura). Como función del parámetro de impacto cuadrado, la sección eficaz es constante:

$$\frac{d\sigma_g}{d(b^2)} = \pi \quad (3.4)$$

hasta el valor máximo de $(R_1 + R_2)^2$ de b^2 , y es cero más allá de este valor. Por otro lado, el valor medio de la multiplicidad decrece monótonamente como función de b . A cualquier valor m de la multiplicidad, es posible asociar la integral S de la sección eficaz medida $\sigma(M)$, desde m hasta infinito,

$$S = \sum_{M=m}^{\infty} \sigma(M) \quad (3.5)$$

Donde S experimentalmente es el área de la curva que define el histograma de multiplicidades desde $M = m$ hasta el valor máximo medido.

Por lo tanto, también es posible asociar a m el parámetro de impacto B , ya que

$$\int_0^{B^2} \frac{d(b^2)}{d(b^2)} d\sigma_g = S \quad (3.6)$$

$$\text{y así } B^2 = S / \pi \quad (3.7)$$

Usando (3.5) y (3.7) se puede calcular el valor promedio de b^2 correspondiente a cualquier intervalo entero de la multiplicidad m .

La multiplicidad de partículas calculada para las colisiones Pb-Pb del LHC varían desde 1400 hasta 8000 partículas cargadas por unidad de rapidez.

3.1.6 Luminosidad

Una medida útil de la capacidad de almacenamiento de energía en un acelerador circular es la luminosidad L . La tasa de reacción R se escribe en términos de L como:

$$R = L\sigma \quad (3.8)$$

donde σ es la sección transversal de la reacción que se está considerando. Así, la luminosidad tiene unidades de partículas/s-cm². Si dos haces de N partículas circulan dentro del acelerador con frecuencia f , la luminosidad en un punto de intersección es:

$$L = N^2 f / A \quad (3.9)$$

donde A es el área efectiva de sección transversal de superposición del haz, la cual está determinada por las características específicas de los haces colisionadores en el punto de interacción.

En el LHC las partículas se acelerarán en grupos (llamados bunches) que colisionarán en cada uno de los experimentos aproximadamente cada 25 nanosegundos. Por lo tanto, la luminosidad en ALICE puede calcularse de la siguiente manera:

$$L = fN_b \frac{N^2}{2\pi(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)} F \quad (3.10)$$

donde N_b es el número de bunches, N el número de partículas por bunch y $\sigma_{1,2}$ son los tamaños transversales de los dos haces; además se ha asumido simetría en el plano transversal en el punto de interacción. F es un factor de reducción que depende del cociente de los tamaños longitudinales y transversales de ambos haces.

En el LHC se estima una luminosidad máxima para colisiones Pb-Pb de $L = 1.0 \times 10^{27}$ [cm⁻²s⁻¹], lo cual implica una tasa de interacciones de umbral mínimo de 8 kHz y una tasa de 0.8 kHz para colisiones centrales con parámetro de impacto menor a 5 fm [ALICE TRD TDR 2001].

Con fines de comparación y normalización ALICE operará frecuentemente en modo p-p, con luminosidades de alrededor de 10^{30} cm⁻² s⁻¹ o menores.

La multiplicidad medida en cada uno de los elementos de detección de V0 ayudará a dar una estimación (a groso modo) de la luminosidad en ALICE. Habrá detectores especializados en medir esta cantidad, por lo que la medida de V0 será usada solamente para corroborar las medidas de aquellos.

3.2 Propuesta de Materiales

Dado el papel fundamental de V0 en ALICE, es necesario elegir un sistema robusto y confiable que proporcione una respuesta con resolución temporal menor a 1 ns. Además,

los arreglos deben ser tan grandes como sea posible para una buena cobertura de la pseudo-rapidez; y a su vez deben ser delgados a lo largo de la dirección del haz debido a que el espacio disponible dentro del imán L3 es muy reducido.

Por lo anterior, se propone utilizar plástico centellador como elemento de detección para V0, que es una de las mejores herramientas para cumplir con los requerimientos del sistema (ver Capítulos 4 y 5). Cada uno de los arreglos, V0L y V0R, estará constituido de un disco de plástico centellador de 1 cm de grueso con un agujero de 4.2 cm de radio para permitir el paso de la línea del haz. Los discos estarán segmentados en 72 unidades de detección distribuidos en 5 anillos (ver figura 3.4). La luz del centellador será colectada con fibras corredoras de frecuencia y luego transportada a tubos fotomultiplicadores a través de fibras claras. Algunas técnicas similares se han utilizado exitosamente en calorimetría, multiplicidad y en medidas de tiempo en otros experimentos [Kim, 1995], [Allgower, 2002], [Denisov, 2001]. La propuesta que aquí se presenta está basada en algunos de estos trabajos y en pruebas experimentales.

3.3 Localización y Rango de Operación

La figura 3.5 muestra la localización de V0L y V0R dentro de ALICE. El detector V0L está situado a una distancia de 355 cm del vértice de interacción. Cubre el rango de pseudo-rapidez de $\eta = -5.1$ a $\eta = -2.8$. Su diámetro es de 86 cm. Será montado en una caja rígida en la parte central del sistema PMD (*Photon Multiplicity Detector*). El detector V0R está situado a 84.9 cm del vértice de interacción. Cubre el rango de pseudo-rapidez de $\eta = 3.8$ a $\eta = 1.7$. Su diámetro es de 65 cm. Ambos detectores cubren el ángulo azimutal completo de 360° .

Cada uno de los anillos cubre de 0.4 a 0.5 unidades de pseudo-rapidez y está dividido en 12 sectores de 30° de aceptación azimutal cada uno. Los elementos del anillo 5 están divididos en dos detectores idénticos para una mayor uniformidad en la señal y una menor fluctuación temporal (fig. 3.4).

En el caso de colisiones p-p, el promedio de partículas cargadas dentro de un intervalo de 0.5 unidades de pseudo-rapidez es alrededor de 4. Es decir, cada unidad de detección de V0 será disparado la mayoría de las veces por una sola partícula cargada. Por lo tanto, se requiere una eficiencia muy alta para la detección de una partícula de mínima ionización (PMI) para así contar con una medición confiable de la multiplicidad en este caso. Esto se refuerza al requerir, por una parte, que V0 sirva como filtro para las señales de fondo en el caso de disparo de umbral; y, por otra parte, que los tres primeros anillos de V0R den la señal de validación para el disparo del espectrómetro de bi-muones. En el caso de colisiones Pb-Pb, el número de PMIs en un intervalo similar de pseudo-rapidez puede ascender hasta 4000, es decir 330 PMIs por unidad de detección. Por tanto, cada unidad debe tener una dinámica de 1 a 330 PMIs.

Fig. 3.4 Segmentación de los arreglos de V0.

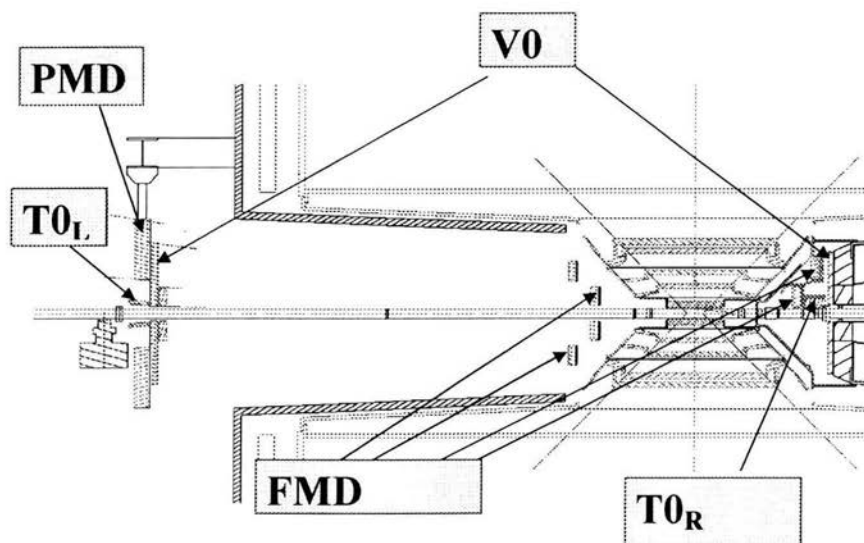
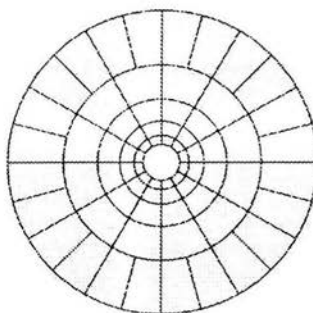


Fig. 3.5. Conjunto de detectores delanteros de ALICE y localización de V0.

En el siguiente capítulo se describen las características más relevantes de los materiales propuestos para la construcción del detector.

CAPÍTULO 4

Materiales

Dadas las características que debe reunir el detector V0, se ha decidido construirlo con material centellador, así que es en este tipo de detectores de radiación en el que centraremos nuestra atención a lo largo de las secciones siguientes. Se describirán las formas de coleccionar la luz del centellador y guiarla hasta los PMTs, los cuales producirán pulsos electrónicos que serán procesados con electrónica rápida y finalmente almacenados en una computadora para su posterior análisis. Un tratamiento completo de estos temas puede encontrarse en [Fernow, 1986], [Knoll, 2000] y [Leo, 1994], que fueron las referencias principales para este capítulo.

4.1 Contadores de Centelleo

Un centellador es una sustancia que emite luz cuando una partícula ionizante penetra en ella. Una fracción de la energía perdida por la partícula cargada puede excitar átomos en el medio centellador y un pequeño porcentaje de la energía liberada en la desexcitación subsecuente puede producir luz visible. Esta luz se transmite a través de guías de luz y se dirige a la ventana de un tubo fotomultiplicador, con el cual es posible intensificar las señales del centelleo. La magnitud del pulso de salida del fotomultiplicador es proporcional a la pérdida de energía de la partícula primaria.

El material centellador ideal debe reunir las siguientes características:

- Convertir la energía cinética de las partículas cargadas en luz detectable con una alta eficiencia.
- Dicha conversión debe ser lineal, la producción de luz debe ser proporcional a la energía depositada en un rango tan amplio como sea posible.
- El medio debe ser transparente a la longitud de onda de su propia emisión para permitir una buena colección de luz.
- El tiempo de decaimiento de la luminiscencia inducida debe ser corto, de tal manera que se puedan generar señales de pulso rápidas.
- El material debe tener una buena calidad óptica y debe poder producirse en piezas suficientemente grandes para que resulte un detector práctico.
- Su índice de refracción debe ser cercano al del vidrio (~ 1.5) para permitir un acoplamiento eficiente con un tubo fotomultiplicador o algún otro detector de luz.

Desafortunadamente, no existe algún material que simultáneamente cumpla con todos estos requisitos, así que la elección de un centellador particular es siempre un compromiso entre estos y otros factores.

Como material de centelleo se emplean diferentes sustancias orgánicas e inorgánicas; por ejemplo, plástico (polímero sintético), sulfuro de zinc, yoduro de sodio, antraceno ($C_{14}H_{10}$) o naftaleno ($C_{10}H_8$). Algunas sustancias reaccionan mejor que otras a determinados tipos de radiación, por lo que se pueden construir detectores muy diversos.

Los materiales centelladores tienen la propiedad conocida como luminiscencia. Cuando los materiales luminiscentes se exponen a ciertas formas de energía, por ejemplo, luz, calor, radiación, etc., absorben y re-emiten la energía en forma de luz visible. Si la re-emisión ocurre rápidamente, entonces el proceso es llamado fluorescencia. Rápido en este contexto quiere decir del orden de 10 ns o menos, aproximadamente el tiempo que toman las transiciones atómicas. Existen otros procesos que también producen luz visible; la fosforescencia es la emisión de luz con longitud de onda mayor a la producida por fluorescencia, y con un tiempo característico generalmente mucho mayor, ya que en este caso las moléculas quedan excitadas en un estado meta-estable. Por otro lado, existe la fluorescencia retardada, que tiene el mismo espectro de emisión que la fluorescencia rápida, pero, de nuevo, se caracteriza por un tiempo de emisión mucho más grande luego de la excitación. Un buen centellador debe ser un material que convierta la mayor fracción posible de la energía de la radiación incidente en fluorescencia rápida, mientras que minimice las contribuciones indeseables de la fosforescencia y la fluorescencia retardada.

Como una primera aproximación, la evolución temporal del proceso de re-emisión puede describirse como un decaimiento exponencial simple:

$$N = \frac{N_0}{\tau_d} \exp\left(\frac{-t}{\tau_d}\right), \quad (4.1)$$

donde N es el número de fotones emitidos al tiempo t , N_0 el número total de fotones emitidos y τ_d la constante de decaimiento. El tiempo finito de subida desde cero hasta el máximo de la emisión en la mayoría de los materiales es usualmente mucho más pequeño que el tiempo de decaimiento y se ha tomado aquí como cero por simplicidad.

Mientras que esta representación simple es adecuada para la mayoría de los materiales, hay algunos que exhiben un decaimiento mucho más complejo. En estos casos, una descripción más adecuada estaría dada por una exponencial de dos componentes:

$$N = A \exp\left(\frac{-t}{\tau_r}\right) + B \exp\left(\frac{-t}{\tau_l}\right), \quad (4.2)$$

donde τ_r y τ_l son las constantes de decaimiento. Para la mayoría de los centelladores, una componente es generalmente mucho más rápida que la otra y es por esto que se hace referencia a ellas como componentes rápida y lenta. Sus magnitudes relativas, A y B , varían de material a material, aunque generalmente es la componente rápida la que domina.

Existen dos grandes grupos de centelladores: orgánicos e inorgánicos, y de cada grupo hay una gran variedad de materiales. Los inorgánicos tienden a tener la mejor producción de luz y linealidad, pero salvo algunas excepciones son relativamente lentos en su tiempo de respuesta. Los centelladores orgánicos tienen la ventaja de tener un tiempo de decaimiento rápido (alrededor de 1 ns) y pueden modelarse en configuraciones muy útiles experimentalmente, sin embargo, su producción de luz es menor a la de los inorgánicos.

La elección del centellador a utilizar queda determinada por las características tanto de la medición que se quiera realizar, como por las del experimento en particular.

4.1.1 Centelladores Inorgánicos

Los cristales inorgánicos usualmente se hacen crecer con un pequeño componente de centros de impurezas. El ejemplo más representativo de este grupo es el NaI dopado con talio. Los huecos y los electrones creados por la partícula incidente se difunden a través de la red y luego son capturados por los centros de impurezas. La recombinación produce un centro excitado, el cual emite luz al regresar a su estado base. La producción de luz es mayor que en los materiales orgánicos, pero la migración de los electrones a través de la red del cristal resulta en un pulso cuya duración es mucho mayor ($\sim 1.5\mu\text{s}$). La producción de luz por unidad de energía absorbida de los centelladores inorgánicos tiene una dependencia importante con la temperatura.

Los cristales de NaI son higroscópicos, por lo que deben protegerse del vapor de agua. El espectro de emisión de los cristales NaI(Tl) es importante en el rango de 340 a 490 nm. Los centelladores de NaI se usan como detectores de fotones debido a su alta densidad.

4.1.2 Centelladores Orgánicos

Los centelladores orgánicos son compuestos aromáticos hidrocarbonados que contienen estructuras de anillos de benceno ligadas o condensadas. Su característica más distintiva es un tiempo de decaimiento muy rápido, del orden de nanosegundos o menos.

La luz del centelleo en estos compuestos proviene de transiciones de los electrones de valencia libres de las moléculas. Estos electrones no están asociados con ningún átomo en particular de la molécula y ocupan los llamados orbitales moleculares- π . Un diagrama típico de energía de estos orbitales se muestra en la Fig. 4.1, donde se muestran por separado los estados espín singulete y los estados de espín triplete. El estado base es un estado de espín singulete que denotamos como S_0 . Arriba de este nivel existen estados excitados singuletes (S^* , S^{**} , ...) y el estado triplete más bajo (T_0) y sus estados excitados (T^* , T^{**} , ...). También hay una estructura fina asociada a cada nivel electrónico que corresponde a modos vibracionales excitados de la molécula. El espaciamiento de energía entre niveles electrónicos es del orden de unos cuantos eV ($\sim 4\text{eV}$) mientras que entre los niveles vibracionales es del orden de unas décimas de eV ($\sim 0.2\text{eV}$).

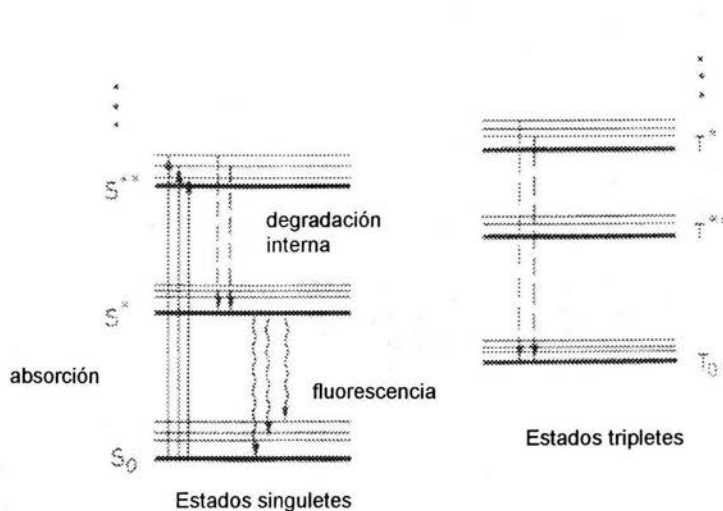


Fig 4.1 Diagrama de estados singletes y tripletes.

La energía de ionización de la radiación penetrante excita tanto a los niveles electrónicos como a los vibracionales, sin embargo, en general las excitaciones singletes decaen inmediatamente (≤ 10 ps) al estado S^* sin emitir radiación; este proceso es llamado *degradación interna*. Del estado S^* generalmente existe una alta probabilidad de decaimiento a uno de los estados vibracionales del estado base S_0 dentro de unos cuantos nanosegundos. Este es el proceso normal de fluorescencia que describe la componente exponencial rápida de la ecuación (4.2). El hecho de que S^* decaiga a los estados vibracionales de S_0 , con emisión de energía de radiación menor a la necesaria para llevar a cabo la transición $S_0 \rightarrow S^*$ también explica el hecho de que este material sea transparente a su propia radiación.

Para los estados tripletes excitados, existe también un proceso de degradación interna, que lleva al sistema al menor estado triplete. Las transiciones $T_0 \rightarrow S_0$ son posibles, sin embargo, están prohibidas por las reglas de selección de multipolos. El estado T_0 , en cambio, decae principalmente interactuando con otra molécula excitada T_0 (ver ecuación 4.3),



lo cual deja a una de las moléculas en el estado S^* , de la cual se emite radiación como mencionamos anteriormente. Esta luz viene después de un tiempo de retraso característico de la interacción entre las moléculas excitadas, es la llamada componente lenta o retrasada de la luz de centelleo. Sin embargo, la contribución de esta componente a la producción de luz total es solo significativa en ciertos materiales orgánicos.

Debido a la naturaleza molecular de la luminiscencia en estos materiales, los centelladores orgánicos se pueden usar en formas físicas variadas sin la pérdida de sus propiedades centelladoras. Como detectores, los centelladores se han usado en forma de cristales puros y como mezclas de uno o más componentes en soluciones líquidas y sólidas. Por ejemplo, el antraceno fluoresce en su forma de sólido policristalino, como vapor, o como parte de una solución de múltiples componentes. Esto contrasta con los centelladores cristalinos inorgánicos como el NaI, el cual requiere de una red cristalina regular como base para el proceso de centelleo.

La eficiencia de centelleo se define como la fracción de la energía depositada que aparece como radiación. La eficiencia absoluta del mejor centellador es relativamente baja, alrededor del 7% para NaI y 3.5% para antraceno, que es el mejor centellador orgánico. La desexcitación sin la producción de radiación se llama apagamiento (*quenching*); la presencia de diminutas cantidades de impurezas en el centellador orgánico puede producir apagamiento y por lo tanto una reducción en la eficiencia de centelleo.

La producción de luz en los centelladores orgánicos usualmente se especifica relativa al antraceno, cuya producción de luz es del orden del 5% para luz azul o alrededor de 2 fotones/100 eV para partículas de alta energía. Los centelladores plásticos tradicionalmente tienen una producción de luz de entre un 50 y 60% relativa al antraceno.

Los centelladores orgánicos se pueden subdividir en: cristales orgánicos, centelladores líquidos y plásticos centelladores. Las ventajas de los materiales orgánicos incluyen: transparencia a su propia radiación, tiempos de decaimiento cortos, espectros de emisión que coinciden bastante bien con los de absorción de los fotomultiplicadores, y finalmente, su fácil adaptabilidad.

4.1.2.1 Cristales orgánicos

Los cristales más comunes son el antraceno (C_4H_{10}), el trans-stilbeno ($C_{14}H_{12}$) y el naftaleno ($C_{10}H_8$). A excepción del antraceno, cuyo tiempo de decaimiento es ~ 30 ns, estos cristales tienen una respuesta de tiempo muy rápida, del orden de unos cuantos nanosegundos. Su amplitud de respuesta, sin embargo, es anisotrópica, es decir, que para una fuente constante de radiación la respuesta varía con la orientación del cristal.

Estos cristales, debido a que resultan poco manejables para construir detectores, han ido cayendo en desuso en los últimos años. Sin embargo, el antraceno tiene la más alta producción de luz de todos los centelladores orgánicos. Es por esta razón que se escoge como referencia para comparar la producción de luz de otros centelladores.

4.1.2.2 Centelladores líquidos

Estos materiales son soluciones líquidas de uno o más centelladores orgánicos en un solvente orgánico. El proceso de centelleo sigue siendo igual al descrito anteriormente, pero el mecanismo de absorción de energía es diferente. En las soluciones, la energía de ionización parece ser absorbida principalmente por el solvente y luego por el soluto.

Algunos de los centelladores orgánicos más comúnmente usados como solutos son el p-Terphenyl ($C_{18}H_{14}$), el PBD ($C_{20}H_{14}N_2O$), el PPO ($C_{15}H_{11}NO$) y el POPOP ($C_{24}H_{16}N_2O_2$). Entre los solventes, los mejores son el xileno, el tolueno, el benceno, el phenylcyclohexano, el triethylbenzeno y el decaline. Las concentraciones típicas son del orden de 3 g de soluto por litro de solvente.

Usualmente, la eficiencia de un centellador se puede incrementar si se añade un soluto secundario (corredor de frecuencia) a alrededor del 1% de concentración del soluto primario. El propósito del corredor de frecuencia es disminuir la auto-absorción de la luz emitida y producir luz de una frecuencia que coincida con el espectro de absorción del fotocátodo del PMT.

4.1.2.3 Plásticos centelladores

Los centelladores plásticos son similares en composición a los líquidos. En este caso, el solvente son algunos plásticos de base como poliestireno y polivinil tolueno. La mayoría de los plásticos centelladores tienen una densidad de alrededor de 1.03 g/cm^3 y un índice de refracción de 1.58. Se les puede maquinar con facilidad, son resistentes y se pueden fabricar en piezas grandes.

Los plásticos centelladores tienen un tiempo de respuesta rápido, lo que los hace útiles como dispositivos de disparo. Sin embargo, su resolución espacial no es muy buena. Con el envejecimiento y el mal manejo pueden sufrir pequeñas raspaduras, lo cual disminuye su eficiencia de producción de luz. Cualquier centellador largo tiene el inconveniente de atenuar la luz de centelleo cuando ésta viaja a través del mismo. La distancia en la cual la intensidad de la luz cae a $1/e$ de su valor inicial es llamada longitud de atenuación y es típicamente del orden de 1 m.

Para la construcción del detector V0, hemos decidido utilizar plástico centellador orgánico, gracias a que las características antes mencionadas del mismo, lo hacen el detector ideal para nuestros propósitos. En la tabla 4.1 se muestran las características principales de los plásticos centelladores más comunes disponibles en el mercado.

Tabla 4.1 Características principales de los plásticos centelleadores más comunes disponibles en el mercado.

Plástico		Colección de luz % Antraceno*	Longitud de onda de máxima emisión (nm)	Constante de Decaimiento (ns)	Longitud de atenuación (cm)	Índice de refracción	Densidad	Temperatura de reblandecimiento (°C)	Usos
Eljen	Bicron								
EJ-212	BC-400	65	423	2.4	250	1.581	1.032	70	Usos generales
EJ-204	BC-404	68	408	1.8	160	1.58	1.032	70	Conteo rápido
EJ-200	BC-408	64	425	2.1	380	1.58	1.032	70	Contadores de tiempo de vuelo, área grande
EJ-208	BC-412	60	434	3.3	400	1.58	1.032	70	Usos generales, área grande, tiras largas
	BC-420	64	391	1.5	110	1.58	1.032	70	Timing ultrarrápido, sheet áreas
EJ-232	BC-422	55	370	1.4	8	1.58	1.032	70	Timing muy rápido, pequeños tamaños
	BC-422Q	11	370	0.7	<8	1.58	1.032	70	Timing ultrarrápido, conteo ultrarrápido
	BC-428	36	480	12.5	150	1.58	1.032	70	Fotodiodos y CCDs, detectores phoswitch
	BC-430	45	580	16.8	NA	1.58	1.032	70	Fotodiodos de silicio y red-enhanced PMTs.
EJ-248	BC-434	60	425	2.2	350	1.59	1.049	100	Usos generales
	BC-436	52	425	2.2	NA	1.61	1.130	90	Discos delgados
EJ-240	BC-444	41	428	28.5	180	1.58	1.032	70	Detectores phoswitch para estudios dE/dx
EJ-256	BC-452	32	424	2.1	150	1.58	1.080	60	Dosimetría de rayos X (<100 keV)
	BC-454	48	425	2.2	120	1.58	1.026	60	Espectrometría de neutrones, neutrones térmicos
EJ-252	BC-470	46	423	2.4	200	1.58	1.037	65	Dosimetría
	BC-490	55	425	2.3		1.58	1.030	70	Usos generales
	BC-498	65	423	2.4		1.58	1.032	70	Detección β,γ

* en esta escala NaI(Tl) esta al 230%

4.2 Colección de Luz

La luz producida en el centellador debe ser eficientemente transportada a la ventana del tubo fotomultiplicador para su posterior procesamiento. Dado que los PMTs no pueden operar en regiones de campos magnéticos intensos (>100 Kgauss), puede ser necesario colocar el tubo a una gran distancia del centellador. Por tanto, la luz es dirigida al tubo usando una guía de luz o bien un convertidor fluorescente. Las guías de luz se hacen usualmente de plástico, a través de las cuales la luz viaja por reflexión total interna. Por otro lado, un convertidor fluorescente contiene un corredor de frecuencia que absorbe la radiación incidente y la re-emite isotrópicamente con una longitud de onda mayor. Las guías de luz colectan la luz muy eficientemente, pero los convertidores fluorescentes resultan más útiles al proveer un método de lectura compacto en aplicaciones de áreas grandes.

Una mejora en la transmisión de luz en contadores de centelleo se puede lograr si usamos un reflector en las caras del centellador que no tienen contacto con la guía de luz. Este reflector puede ser especular o difuso y puede estar en contacto directo con el medio o separado por una pequeña capa de aire.

4.2.1 Guías corredoras de frecuencia (WLS)

Cuando en un experimento el espacio para colocar guías de luz es reducido, o simplemente éstas resultan imprácticas, una buena alternativa para la colección de luz de un contador de centelleo es el uso de guías corredoras de frecuencia (mejor conocidas como *Wavelength Shifters*, WLS). Éstas son esencialmente guías de luz dopadas con un material corredor de frecuencia fluorescente de alta eficiencia. El centellador se acopla con este convertidor dejando una pequeña capa de aire o utilizando una ligera capa de grasa óptica. La luz de centelleo que entra en el convertidor es absorbida por el material fluorescente y reemitida a otra longitud de onda (o equivalentemente, a otra frecuencia); es entonces esta pequeña fracción de luz la que es transmitida a través de la guía por reflexión interna hasta el PMT. El papel del corredor de frecuencia es muy importante, ya que evita que la luz sea reabsorbida; además, debe absorber luz en el rango de frecuencia en el que emite el centellador y reemitirla a una frecuencia compatible con la sensibilidad espectral del fotocátodo del PMT.

En comparación con las guías de luz, el método del corredor de frecuencia tiene la desventaja de que la eficiencia de colección de luz por unidad de área es bastante menor. Sin embargo, existen varias ventajas, por ejemplo, como la luz transportada se origina dentro del mismo convertidor, éste se puede fabricar de formas simétricas tales que se maximiza la reflexión interna, por ejemplo en barras rectangulares o cilindros. Además, se pueden acoplar varios centelladores al mismo convertidor para formar un sistema compacto y relativamente barato.

Este principio de colección de luz se puede aplicar usando fibras plásticas cuyo centro contiene flúor corredor de frecuencia. Para una buena propagación de la luz es conveniente que el cambio en frecuencia sea grande entre las bandas de absorción y emisión del flúor, de tal manera que la re-absorción sea mínima. La mayoría de estas fibras absorbe principalmente en la región azul del espectro, que es en la que comúnmente los centelladores emiten, y luego re-emiten la luz en el verde o amarillo. Esta luz puede transmitirse sin grandes pérdidas por distancias cortas (~ 1 m), sin embargo, para distancias mayores una buena solución es acoplar esta fibra corredora de frecuencia a una fibra clara, que tiene una mejor conducción de luz.

La eficiencia cuántica de la fibra corredora de frecuencia es la probabilidad de emitir un fotón con la “frecuencia corrida” por cada fotón absorbido. Obviamente, se requiere que esta eficiencia sea suficientemente alta para que se preserve la información estadística del número original de fotones; en algunos casos la eficiencia cuántica puede ser del 90%, pero típicamente se encuentra entre el 70 y el 80 % [Knoll, 2000].

El tiempo de decaimiento de las moléculas corredoras de frecuencia también resulta muy importante, para el detector V0 es indispensable que este tiempo sea tan corto como sea posible (menor a 10 ns).

Debido a la alta intensidad del campo magnético del imán L3, los tubos fotomultiplicadores para V0 deberán colocarse a una distancia no menor de 15m del centellador, por lo que será necesario coleccionar la luz de centelleo con fibras WLS y posteriormente acoplar éstas con fibras ópticas claras para transportar la luz hasta los PMTs.

4.2.2 Fibras ópticas claras

Las fibras ópticas son filamentos de vidrio o plástico flexibles capaces de transportar luz en su interior por reflexión total interna (fig. 4.2). Cuando la luz entra en la fibra con un ángulo dentro de los límites de la apertura numérica de la fibra, continuará reflejándose casi sin pérdidas en las paredes de la fibra, lo que le permite viajar grandes distancias.

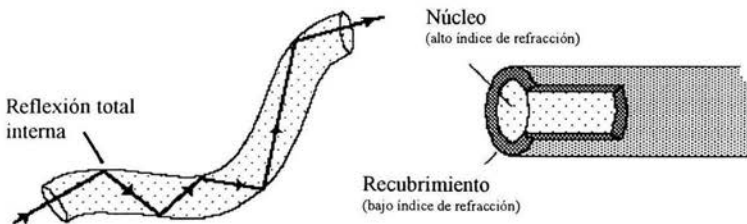


Fig. 4.2. Fibra óptica.

Los constituyentes básicos de la fibra óptica son el núcleo y el revestimiento (ver fig. 4.2). El núcleo es una región cilíndrica por la que se propaga la luz y la zona externa al núcleo y coaxial a él se denomina revestimiento, el cual, tiene un índice de refracción menor al del núcleo para evitar que la luz pueda escapar, además proporciona protección a la fibra. Las fibras se pueden fabricar con varios revestimientos para mejorar la calidad y cantidad de luz transportada. El segundo revestimiento tiene un índice de refracción aún menor que el primero, por lo que permite la reflexión total interna en una segunda capa. Los fotones adicionales guiados por las fibras con varios recubrimientos incrementan la señal de salida en un 50% sobre las fibras convencionales con un solo revestimiento [Kuraray Scintillation Materials Catalog].

Existe un diámetro de máxima curvatura para las fibras, que si es rebasado llevará a la fractura del núcleo y por tanto a la transmisión deficiente o incluso nula de la luz dentro de la fibra. Por lo general este diámetro es mayor a 10 cm. Este es un factor importante a tomar en cuenta tanto en el diseño de la conexión fibra WLS – fibra clara, como en la ruta que seguirán las fibras claras hasta los PMTs.

4.3 Tubos Foto-Multiplicadores (PMT)

Para extraer información útil a partir de la luz colectada en el centellador es necesario convertir las señales luminosas en pulsos electrónicos que puedan ser analizados y almacenados en el sistema de adquisición de datos. Los dispositivos que llevarán a cabo esta conversión son tubos fotomultiplicadores.

Los tubos fotomultiplicadores basan su funcionamiento en el efecto fotoeléctrico. En este proceso, un fotón es absorbido completamente por un electrón atómico, dando como resultado la emisión de un fotoelectrón desde el átomo. La energía con la que aparece el fotoelectrón es:

$$E = h\nu - E_b \quad (4.4)$$

donde E_b representa la energía de ligadura del electrón en su capa original.

Al ser acoplado un PMT a un centellador (o guía de luz), su fotocátodo recibe la luz producida en el centellador y luego genera una cascada de electrones que son colectados en el ánodo. La superficie del fotocátodo es semitransparente y está recubierta con un material que tiene una función de trabajo pequeña de tal manera que se facilite la emisión de electrones en el fotocátodo por efecto fotoeléctrico. Comúnmente se usa un material bialcalino como K-Cs-Sb. El número de fotones que alcanzan la superficie del fotocátodo depende del material del que está hecha la ventana del tubo. La silica fundida puede extender el intervalo de longitudes de onda aceptadas varios cientos de nanómetros debajo del intervalo del vidrio normal de borosilicato. Los fotoelectrones emitidos son acelerados y enfocados hacia el primer dínodo del tubo (fig. 4.3). El tubo tiene varios dínodos de materiales con una emisión secundaria grande (como Cu-Be o BeO por ejemplo) [Knoll,

2000]. Típicamente se emitirán cuatro electrones por cada electrón incidente, y esta multiplicación se repite en varias etapas antes de que la corriente sea colectada en el ánodo (ver figura 4.3). La amplificación exacta depende de manera importante del voltaje aplicado entre dínodos.

En el tubo fotomultiplicador una serie de resistencias mantiene una diferencia de potencial igual entre dínodos sucesivos desde el ánodo, que está a un alto potencial positivo, hasta el fotocátodo que está conectado a tierra. La salida del ánodo da una señal generalmente negativa. El pulso de un tubo fotomultiplicador es un pulso de carga y el pulso de voltaje obtenido tiene una amplitud inversamente proporcional a la capacitancia del electrodo de colección y su circuito asociado.

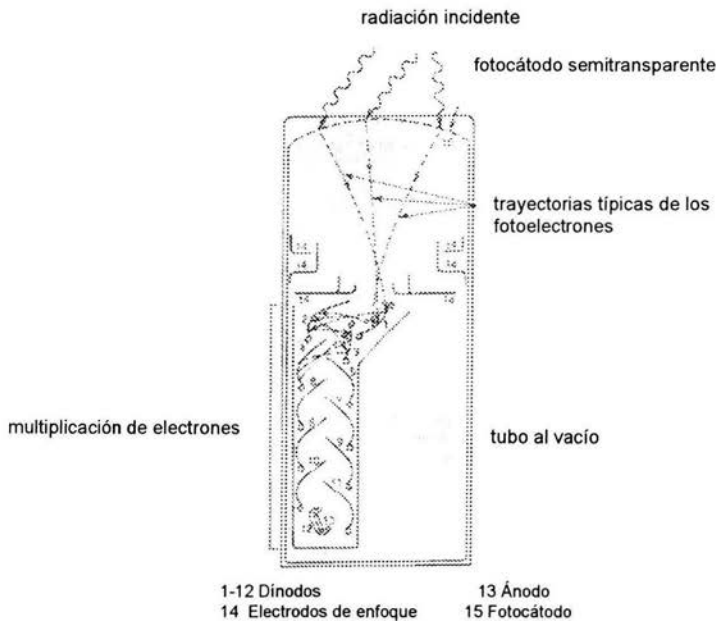


Fig. 4.3. Diagrama de un tubo fotomultiplicador.

Algunas características importantes acerca de los PMT's son: el tamaño del fotocátodo, la sensibilidad espectral, la uniformidad de la respuesta a lo largo de la superficie del fotocátodo y el ensanchamiento del pulso para las diferentes electrónicas. Otros dos efectos importantes son el *afterpulsing* y la corriente oscura. El *afterpulsing* surge cuando un ion del gas residual en el tubo o de alguno de los dínodos se regresa al fotocátodo e inicia un segundo pulso. La corriente oscura es la corriente en el tubo cuando no existe una señal de luz, lo cual proviene principalmente de la emisión térmica de electrones en el fotocátodo.

Los PMT's son muy sensibles a la presencia de campos magnéticos, que desestabilizan las condiciones de enfoque en el tubo. Por esta razón, el tubo usualmente se envuelve en un blindaje de metal mu de alta permeabilidad.

Además del PMT, para el procesamiento de las señales obtenidas, requerimos de módulos especiales de electrónica rápida, algunos de los cuales describimos en la siguiente sección.

4.4 Electrónica Rápida

El sistema electrónico se puede diseñar para llevar a cabo una gran variedad de tareas, por ejemplo, determinar la energía depositada en el detector, o el intervalo de tiempo entre dos señales, etc., y luego, basado en esta información, puede decidir si el evento es o no registrado en el sistema de adquisición de datos. A lo largo de las siguientes secciones se presentarán los módulos de electrónica utilizados en las pruebas de los prototipos del detector V0 realizadas en el CERN, el arreglo experimental se presenta en el Capítulo 5.

Consideramos electrónica rápida, en este contexto, a los circuitos capaces de procesar pulsos a una tasa de 100 MHz. En sistemas electrónicos es importante distinguir entre pulsos rápidos y lentos. Los pulsos rápidos son aquellos que tienen un tiempo de subida de unos pocos nanosegundos, mientras que los pulsos lentos tienen tiempos de subida (sección 4.4.1) del orden de cientos de nanosegundos o mayores. Esta definición incluye tanto a señales lineales como lógicas (sección 4.4.2).

Actualmente, la electrónica necesaria para experimentos de física nuclear y de partículas se ha estandarizado a una forma modular. Es decir, los circuitos para las funciones básicas de procesamiento, como amplificación, discriminación, etc., se construyen en módulos electrónicos de especificaciones mecánicas y eléctricas estándar; de tal manera que se pueden conectar como mejor convenga de acuerdo a las condiciones experimentales. Más adelante discutiremos los estándares NIM y CAMAC.

4.4.1 Características básicas de los pulsos

En la figura 4.4.a se muestra la forma típica de un pulso electrónico y a continuación se explican algunas de sus características.

Base. La base del pulso es el nivel de voltaje o de corriente al cual el pulso decae, que es usualmente cero, pero es posible que exista algún otro nivel debido a la superposición de un voltaje o corriente constante, o a fluctuaciones en la forma del pulso o en la tasa de conteo.

Amplitud. La amplitud es la altura del pulso medida desde su valor máximo hasta la base del mismo.

Ancho de señal. Es la longitud de la señal medida a la mitad de la altura máxima (*Full Width at Half Maximum FWHM*).

Tiempo de subida. Es el tiempo que le toma al pulso llegar desde el 10% hasta el 90% de su máxima amplitud. El tiempo de subida determina la rapidez de la señal y es de vital importancia para aplicaciones de medición de tiempo.

Tiempo de decaimiento. Es el tiempo que le toma al pulso decaer desde el 90% hasta el 10% de su altura máxima.

Polaridad. Las señales unipolares se encuentran en su totalidad en un solo lado de la base. Las bipolares en cambio, cruzan la base y forman un segundo lóbulo con polaridad opuesta (fig. 4.4.b).

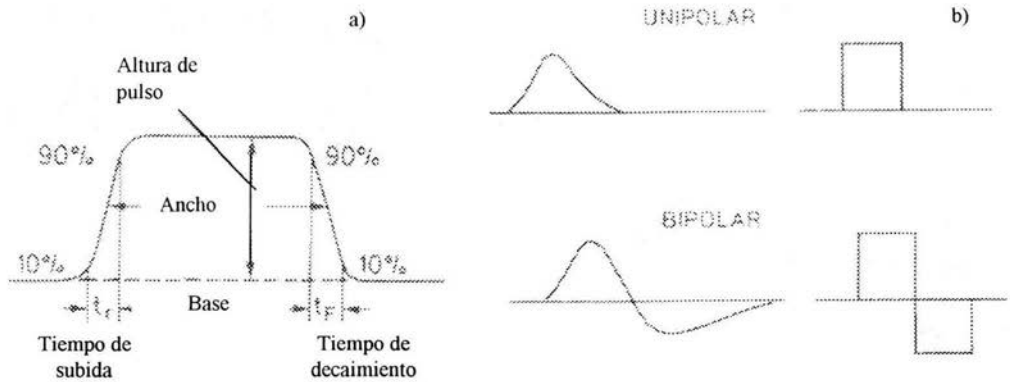


Fig. 4.4. a) Diagrama de un pulso electrónico.

b) polaridad de los pulsos.

Por las características antes mencionadas los pulsos se clasifican en lineales y lógicos, mismos que a continuación se describen.

4.4.2 Pulsos Lineales y Lógicos

Un pulso lineal (o analógico) se define como un pulso que contiene información en su amplitud, y algunas veces también en su forma. Entonces, una secuencia de pulsos lineales puede diferir considerablemente en tamaño y forma. Por otro lado, un pulso lógico (o digital) es un pulso de tamaño y forma estándares (pulso cuadrado) que proporciona información con su sola presencia o ausencia, o por su aparición en un momento preciso.

Los pulsos analógicos se utilizan principalmente en espectroscopía, ya que nos dan información sobre la energía que perdió la radiación ionizante en el detector. En contraste, los pulsos lógicos, al no tener información sobre la amplitud original de la señal, son

utilizados para medir el tiempo relativo entre la detección de dos o más eventos, dicha detección puede ser en el mismo detector o entre un conjunto de ellos.

Prácticamente todas las cadenas de señales de detectores de radiación comienzan con pulsos lineales y en algún punto se hace una conversión a pulsos lógicos con base en algún criterio predeterminado. El dispositivo que lleva a cabo esta conversión es llamado discriminador.

Además, podemos disponer de unidades lógicas que pueden llevar a cabo las operaciones lógicas: AND, NAND, OR, NOR, y NOT.

Debido a que los pulsos eléctricos obtenidos en el detector son de poca amplitud (mV) regularmente se tiene que usar una serie de módulos que nos ayudan a su posterior procesamiento. A continuación se describen los más utilizados.

4.4.3 Preamplificador

El preamplificador recibe la señal directa del detector (la cual es generalmente débil) y la amplifica para después enviarla al resto de la electrónica. La ganancia del preamplificador es aproximadamente 1, pero funciona principalmente como acoplador de impedancias y para dar forma a los pulsos. Existen tres tipos básicos de preamplificadores: sensibles al voltaje, sensibles a la corriente y sensibles a la carga. Regularmente, con un fotomultiplicador, se usa amplificación de voltaje.

4.4.4 Amplificador principal o de forma.

Este amplifica la señal del preamplificador y produce una forma de pulso que puede ser aceptada por otros módulos. Hay dos razones para darles forma a los pulsos: prevenir que se superpongan y mejorar la razón de señal a ruido. Un amplificador debe siempre preservar la información de interés. Si se necesita información temporal es necesario que la respuesta del amplificador sea rápida. Si se necesita información sobre la altura del pulso entonces debe existir una proporcionalidad entre las amplitudes de entrada y de salida. Casi siempre la ganancia del amplificador es ajustable sobre un amplio rango.

4.4.5 Fan in/out

Este dispositivo consta de dos circuitos: el Fan-in y el Fan-out integrados en un mismo módulo, el fan in/out se coloca después del amplificador principal. El fan-in acepta varias señales de entrada y entrega la suma algebraica en la salida. Puede aceptar señales de una sola o ambas polaridades.

El fan-out permite la distribución de una señal hacia diferentes partes del sistema electrónico, pues divide la señal de entrada en varias señales idénticas en altura y forma. Ya que la señal de un detector puede tener fines espectroscópicos y de selección es conveniente tener una o más copias de la señal original, por lo tanto, el uso de este módulo es frecuente.

Estos módulos se encuentran en dos variedades: lineal y lógica. Los módulos lineales aceptan señales tanto analógicas como lógicas, mientras que los fan-in/out lógicos están diseñados para señales lógicas únicamente.

4.4.6 Discriminador

Es un dispositivo que responde únicamente a señales de entrada que cumplen cierta condición. Existe la discriminación por altura de pulso y también por fracción constante. En el primer caso, el discriminador será accionado si la señal de entrada tiene una altura de pulso más grande que un cierto valor umbral (disparo por *leading edge*) (Fig. 4.5).

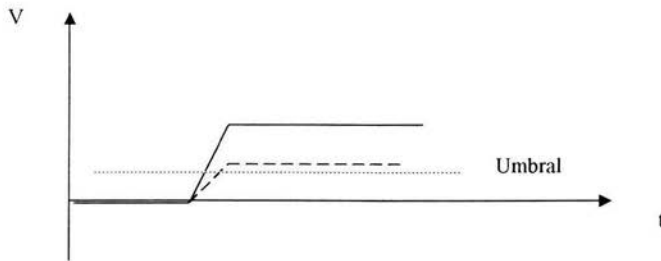


Fig. 4.5 Discriminación por leading edge. Gráfica de voltaje como función del tiempo de pulsos típicos.

El discriminador por leading edge es más rápido que el de fracción constante, sin embargo, permite un error de desplazamiento temporal, pues como se aprecia en la figura 4.5, aunque el tiempo de subida de ambos pulsos es el mismo, el discriminador se dispara en diferentes momentos. Esto al final resulta en una distribución temporal ancha de la señal de nuestro detector. En cambio, el discriminador por fracción constante elimina este error, gracias a que se dispara siempre a un tiempo fijo después de que el primer borde del pulso alcanza una fracción constante de la amplitud del pulso. Por lo tanto este punto es independiente de la amplitud del pulso para todos los pulsos de forma constante (o más precisamente, de tiempo de subida constante) (Fig. 4.6). Este dispositivo divide los pulsos de entrada (fig. 4.6.a) en dos señales, una de ellas permanece sin cambio y la otra es invertida y atenuada (fig. 4.6.b). Luego se suman estas dos señales (fig. 4.6.c) y el resultado es que todos los pulsos atraviesan el nivel de disparo a un tiempo fijo después de su llegada a este módulo (fig. 4.6.d) [Perkin-Elmer CFD Manual].

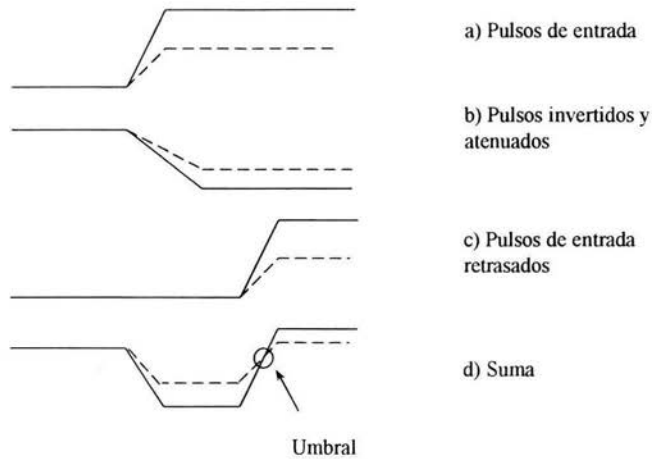


Fig.4.6 Discriminación por fracción constante (CFD).

Si el criterio establecido se satisface, entonces el discriminador emite una señal lógica estándar, en otro caso, no se obtiene señal de salida. Tanto el valor del umbral como el ancho temporal del pulso de salida son ajustables.

El discriminador se usa principalmente para eliminar pulsos de baja amplitud y ruido. Es aquí donde los pulsos buenos se transforman en pulsos lógicos para continuar su procesamiento en el resto de la electrónica. Funcionando así el discriminador es esencialmente un convertidor analógico a digital, que provee señales que pueden ser procesadas por otros módulos, como el que a continuación se describe.

4.4.7 Unidad de Coincidencias

Este módulo da como salida un pulso lógico si dos (o más) pulsos de entrada son detectados dentro del período de tiempo (tiempo de resolución) especificado por el usuario. Los pulsos dentro del analizador de coincidencias deben ser señales lógicas. Cuando uno de los pulsos no llega dentro del tiempo de resolución con el otro, no se genera ningún pulso de salida.

Se consideran tres tipos de coincidencias: lentas, si el tiempo de resolución es mayor que 100 nanosegundos; coincidencias rápidas si el tiempo de resolución se encuentra en el intervalo 10-100 ns y lentas/rápidas si se combinan los requerimientos de los dos modos.

4.4.8 Retardador lineal (Linear Delay) (Delay line)

Cuando nos interesan medidas en coincidencia es importante asegurarse de que los tiempos de propagación para dos señales en coincidencia sean iguales. Por lo tanto, existen módulos destinados a retrasar una señal acortando o aumentando su recorrido eléctrico en un circuito de coincidencia. Las cajas de retraso, como se las llama, consisten generalmente en cable enrollado de longitud variable, lo cual, permite un retraso de 0 a 64 ns. Si el tiempo de retraso es mayor a 250 ns, entonces se utilizan circuitos electrónicos más sofisticados.

4.4.9 Compuerta (*Gate generator*)

Una compuerta lineal es un circuito que se abre con una señal lógica, permitiendo entonces que pase una señal lineal sin cambio. Se usa cuando es necesario registrar una señal lineal que se origina del mismo evento que produjo el pulso lógico. Por ejemplo, dos radiaciones de un mismo evento nuclear producen un pulso lógico en el módulo de coincidencia que abre la compuerta, si la señal lineal del amplificador llega mientras la compuerta está abierta, se le permite pasar y es registrada en un analizador multicanal.

Los generadores de compuertas producen pulsos de ancho variable, desde nanosegundos hasta segundos. Estos módulos también cuentan con una señal de terminación, que es un pulso lógico que se genera al final de la compuerta.

4.4.10 Analizador Multicanal (Analog to Digital Converter, ADC)

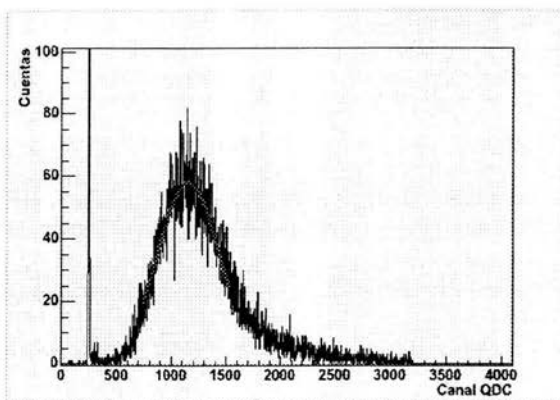
El analizador multicanal clasifica las señales lineales de acuerdo con su altura y guarda el número de pulsos de una altura dada en una memoria multicanal. Por lo tanto guarda el espectro de altura de los pulsos incidentes.

El ADC digitaliza la amplitud del pulso de entrada con un convertidor analógico a digital, luego toma este número y lo almacena en un canal de memoria cuya posición es proporcional al valor digitalizado. El número total de canales en el que el rango del voltaje está digitalizado se conoce como ganancia de conversión. Esto determina la resolución del analizador multicanal. Comercialmente se pueden encontrar ganancias de conversión desde 128 hasta 16K. En la figura 4.7 se muestra un espectro de carga obtenido con un ADC sensible a la carga (QDC) de 4096 canales. Además de la distribución de carga, se observa otro pico muy angosto y alto a la izquierda, el cual corresponde al pedestal del ADC.

El pedestal de un ADC es un desplazamiento efectivo en canales. Es causado por la integración de carga durante el tiempo en el que la compuerta permanece abierta sin señal real de un detector, y por lo tanto, permite el paso de corriente al ADC, generando así un pico en los canales de baja energía, es decir, establece un valor mínimo de referencia a partir del cual se mide la carga. Para corregir los datos de un experimento de este desplazamiento es necesario medir los valores de los pedestales durante la adquisición de

datos para cada canal del ADC. Luego, durante el análisis de datos los pedestales se substraen de la distribución.

Fig. 4.7
Distribución espectral obtenida con un ADC. A la izquierda del espectro puede observarse el pedestal.



4.4.11 Contador

Un contador es una unidad que registra el número de pulsos que recibe y presenta esta información en forma visual o bien la envía a una computadora o a alguna otra unidad. En general, los contadores necesitan una señal de forma bien definida para funcionar apropiadamente.

4.4.12 Digitalizador de Tiempo (TDC)

Un digitalizador de tiempo convierte una medida de un intervalo de tiempo a forma digital. El TDC requiere una señal de inicio y una de término. Cuando recibe la señal de inicio se activa un contador que registra el número de períodos de un oscilador de frecuencia constante (o reloj). Cuando recibe la segunda señal (de término), el contador se detiene y arroja un número proporcional al intervalo de tiempo transcurrido entre las dos señales.

La resolución del TDC depende de la frecuencia del reloj utilizado: mientras más grande sea ésta, se podrán medir intervalos de tiempo menores.

De manera análoga al ADC, el TDC guarda el espectro de intervalos del tiempo transcurrido entre dos eventos.

4.5 Sistemas Electrónicos Estándares Para el Procesamiento de Pulsos

4.5.1 Sistema NIM

NIM es un sistema electrónico modular para experimentos de física nuclear y de altas energías, llamado así por sus siglas en inglés (Nuclear Instrument Module), fue el primer estándar establecido para este tipo de experimentos. En este sistema, las unidades electrónicas básicas se construyen en módulos de acuerdo a especificaciones mecánicas y eléctricas estándar. Estos módulos se colocan en compartimientos estándar (NIM bins) que los proveen de voltaje. Cualquier sistema electrónico para una aplicación dada se puede crear simplemente colocando los módulos necesarios en el NIM bin y conectándolos entre ellos mediante cables. En cada NIM bin se pueden conectar hasta 12 módulos diferentes; por lo cual, el sistema NIM resulta flexible y práctico. Sin embargo, el estándar NIM no se adapta fácilmente a situaciones en las que se deben procesar grandes cantidades de datos digitales. Lo anterior, aunado a la necesidad de una interfase estándar con computadoras digitales impulsó el desarrollo del estándar CAMAC, que se describe a continuación.

4.5.2 Sistema CAMAC

El estándar CAMAC (Computer Automated Measurement and Control) es un sistema de adquisición y procesamiento de datos controlado por computadora. Estos sistemas resultan indispensables en experimentos en los cuales se genera una gran cantidad de datos y a una tasa alta (alrededor de 5 KHz); para los cuales NIM ya no es suficiente. Las unidades electrónicas básicas también son modulares y se conectan en compartimientos (*crate*) que los proveen de voltaje. Cada *crate* está dividido en estaciones (pueden ser 12, 25 o 50) en las que se pueden insertar los módulos de electrónica, los cuales quedan interconectados entre sí y con el *crate* mediante conectores en la parte trasera del *crate*. Esta conexión es conocida como canal de datos (*dataway*) y permite la transmisión de señales digitales entre los módulos y la interfase con la computadora.

La comunicación entre el *crate* y la computadora es controlada por un módulo especial, el controlador del *crate*. Este módulo es el centro de comunicación que maneja el flujo de información en el canal de datos. Por lo tanto, todos los comandos o datos enviados por la computadora hacia algún módulo o viceversa debe pasar primero a través del controlador. El controlador ocupa las últimas dos estaciones del *crate* que están específicamente reservadas para él. El número de módulos que se puede utilizar queda limitado por el espacio disponible en el *crate*, sin embargo, es posible configurar sistemas más grandes y complejos conectando varios *crates* a la misma computadora; inclusive, en algunos casos es necesaria más de una computadora para manejar el sistema CAMAC.

4.6 Propiedades de los Detectores de Centelleo

Algunas propiedades importantes de los contadores de centelleo son la eficiencia, la resolución en energía, la resolución espacial y el tiempo de resolución.

4.6.1 Eficiencia del detector

La eficiencia de un detector de centelleo es determinada por el número de fotoelectrones emitidos por el fotocátodo del PMT. Como ejemplo, supongamos que tenemos un plástico centellador de 1cm de ancho. Una partícula de mínima ionización (MIP) pierde aproximadamente 1.7 MeV/cm debido a ionización cuando atraviesa el centellador. Típicamente, se emitirá un fotón de centelleo por cada 100 eV de energía depositada [Knoll, 2000], lo cual corresponde a una conversión del ~ 1% de la energía de ionización en luz de centelleo. De esta forma, 17,000 fotones se emitirán en el centellador.

Existen varias pérdidas que evitan que todos estos fotones se detecten en el fototubo. Una parte de la luz se atenúa en el centellador y en la guía de luz. Una gran parte de la luz golpea los bordes en un ángulo menor que el ángulo crítico y escapa, a pesar de que un poco de luz puede regresar al centellador al ser reflejada por la cubierta del centellador (papel aluminio, pintura blanca, etc.). Una eficiencia de colección de luz del 10% dará 1700 fotones en nuestro ejemplo, y si suponemos una eficiencia cuántica¹ del 25% para el tubo, entonces alrededor de 400 fotones serán capaces de producir fotoelectrones en el PMT. Éste sería el número medio o esperado de fotoelectrones, sin embargo, en realidad esta cantidad seguirá una distribución de probabilidad de Poisson. La probabilidad de que no se produzca ningún fotoelectrón es

$$\text{Pr}(0) = e^{-\bar{n}} \quad (4.5)$$

Como en nuestro ejemplo $e^{-400} \ll 1$, entonces se puede esperar que la eficiencia de este detector sea cercana al 100%. Por otro lado, si midiéramos la eficiencia ϵ de un contador, podríamos hacer una primera estimación del número de fotoelectrones emitidos a partir de la relación

$$1 - \epsilon = e^{-\bar{n}} \quad (4.6)$$

de tal forma que

$$\bar{n} = -\ln(1 - \epsilon). \quad (4.7)$$

4.6.2 Resolución en energía

La resolución en energía de un contador de centelleo usualmente se determina tomando una muestra de los pulsos de salida del contador con un analizador de altura de pulsos. La resolución en energía $\Delta E/E$ se define como:

$$\Delta E / E \cong \Delta M / \bar{M} \cong (\bar{n})^{-1/2} \quad (4.8)$$

¹ La eficiencia cuántica QE del fotocátodo del PMT se define como el cociente del número de fotones emitidos y el número de fotones incidentes, $QE = n_{fe} / n_{fi}$, que para la mayoría de los fotocátodos es entre 20% y 30%.

donde \bar{M} es el número del canal donde se encuentra el pico de la señal y ΔM es el FWHM del pico. La segunda igualdad proviene de la suposición de una estadística de Poisson.

Los contadores de centelleo tienen una resolución espacial pobre comparada con otros detectores, la mejor resolución espacial que se puede obtener con contadores de centelleo es cuando se usan muchos contadores pequeños en paralelo.

4.6.3 Resolución temporal

Una de las aplicaciones importantes de los contadores de centelleo es la medición de intervalos de tiempo al nivel de nanosegundos. La resolución de un intervalo temporal se puede medir usando un arreglo experimental simple como el que se muestra en la Fig. 4.8 y que describimos aquí brevemente. Dos contadores pequeños S1 y S2 se usan para disparar al sistema. Se usa la coincidencia entre S1 y S2 (C) como compuerta (g) para un ADC y como señal de inicio (s) para un TDC. El contador S3, que es el que se está midiendo, se sitúa entre S1 y S2. El pulso del ánodo (a) del PMT discriminado se usa para detener el TDC. La señal del dínodo es linealmente invertida y enviada al ADC. La σ del espectro resultante de intervalos de tiempo es una medida del tiempo de resolución del sistema. Un arreglo similar al de la figura 4.6 se usó para determinar la resolución temporal de los prototipos de VOL (ver Capítulo 6).

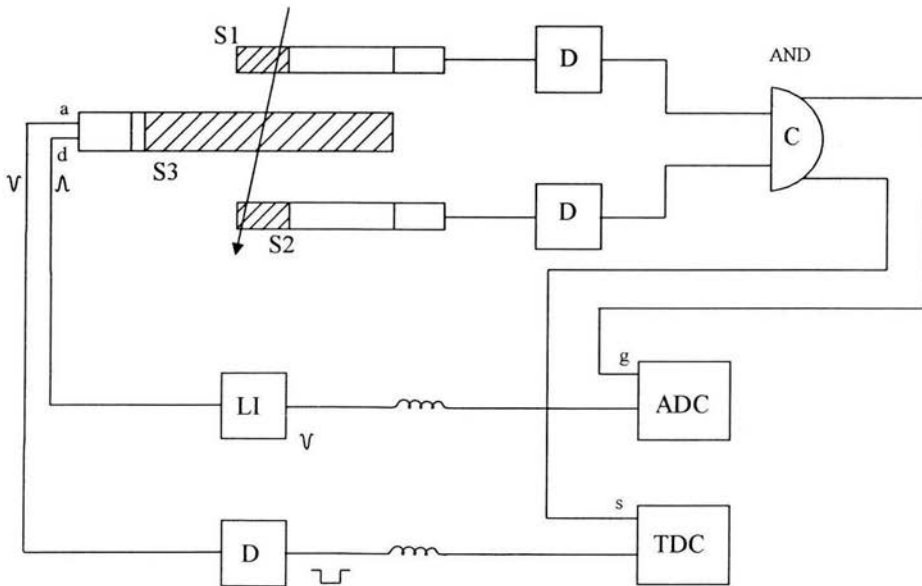


Fig. 4.8. Arreglo experimental para medir la resolución temporal de un centellador. En este caso S1 y S2 generan el disparo del sistema.

4.7 Aplicaciones de los detectores de centelleo

En experimentos de física de altas energías, los detectores de centelleo se usan para medición de tiempos de vuelo (*time-of-flight counters*), selección rápida de eventos (*trigger counters*), también son muy importantes en la medición de la energía de las partículas por absorción total en calorímetros, lo cual es posible gracias a la semi-proporcionalidad de la producción de luz con la pérdida de energía de la partícula.

4.7.1 Disparadores, calorímetros

El uso más común de los contadores de centelleo es para disparo. Las señales de los centelladores pueden usarse en la electrónica rápida para decidir si se activan o no otros aparatos, y/o se registra la información del evento. Debido a los posibles eventos aleatorios, se requiere que la señal del centellador llegue en coincidencia (o anticoincidencia) con la señal de otro detector.

Un centellador se puede usar para medir la pérdida de energía diferencial dE/dx de las partículas. Para momentos pequeños, la producción de luz es proporcional a la energía depositada. Las energías de los rayos gamma se pueden medir eficientemente con centelladores de cristal de NaI. Los centelladores líquidos se usan comúnmente como detectores de neutrones. El neutrón interactúa en el material y las partículas cargadas que se producen son las que ocasionan el centelleo.

4.7.2 Aplicaciones de tiempo

Una aplicación importante de los detectores de centelleo, que hace uso de su rápida respuesta, es en los sistemas de tiempo de vuelo (TOF por sus siglas en inglés). Esta técnica ha sido usada como ayuda para eliminar el ruido de fondo. Otro uso muy común de la técnica TOF es para identificar la masa de las partículas.

En las aplicaciones para medición de tiempos se debe poner especial atención al tiempo de subida y a la σ de los pulsos de luz creados en el centellador. Existen centelladores especialmente formulados para propósitos de medición de tiempos muy pequeños.

La resolución temporal resulta (empíricamente) proporcional a

$$\frac{1}{\sqrt{n_{p.e.}}}, \quad (4.9)$$

donde $n_{p.e.}$ es el número medio de fotoelectrones esperados [Fernow, 1992] [Denisov, 2000].

CAPÍTULO 5

Construcción de Prototipos

En este capítulo se presenta el diseño del detector V0L propuesto por el IFUNAM. Se describe la construcción de los primeros dos prototipos del detector, mismos que han sido probados con partículas de mínima ionización provenientes del acelerador PS del CERN.

5.1 Consideraciones Generales

El espacio destinado para V0L dentro del imán L3 es de sólo 4 cm a lo largo de la línea del haz, por lo tanto, el detector debe ser lo más delgado posible. Además del problema del espacio, el gran campo magnético del imán L3 nos obliga a colocar los tubos fotomultiplicadores y la electrónica tan lejos de la región de interacción como sea posible, utilizando para ello de guías de luz.

Dentro de la región de detección usaremos fibras corredoras de frecuencia y posteriormente fibras ópticas claras para transportar la luz hasta los tubos fotomultiplicadores. Por lo tanto, se requiere que la conexión entre fibras corredoras de frecuencia y fibras claras sea de la mejor calidad posible, de manera que no se pierda una cantidad considerable de luz en la unión. Se calcula que la longitud de las fibras claras deberá ser de alrededor de 15 m.

El conflicto entre la necesidad de señales robustas y las grandes distancias por recorrer representa uno de los principales retos del diseño del detector. La limitación espacial representa también un punto importante a considerar en cuanto a la estructura de soporte para V0L, la cual debe ser mecánicamente fuerte y ligera.

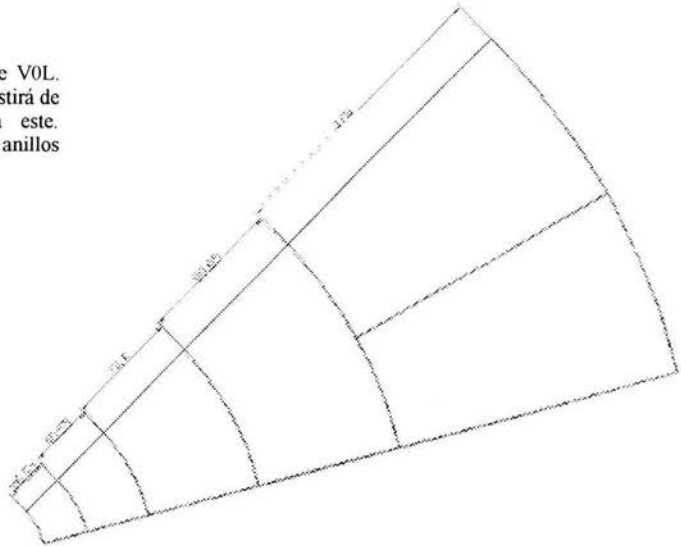
5.2 Propuesta de Diseño

Nuestra propuesta es construir el detector con la técnica "Megatile", desarrollada y usada para los experimentos CDF [Kim, 1995] y STAR [Allgower, 2002]. Esta técnica permite un diseño compacto, práctico y confiable gracias a que el detector completo puede realizarse en una sola pieza de plástico centellador.

Como mencionamos en el Capítulo 3, V0L consiste en un disco de plástico centellador de 10 mm de ancho con un agujero de 43 mm de radio en el centro para permitir el paso de la línea del haz. Su radio exterior es de 445 mm y está segmentado en 5 anillos. Los primeros 4 anillos están subdivididos en sectores angulares de 30° cada uno, mientras que el último anillo está subdividido en sectores de 15° para asegurar una buena calidad de señal y una fluctuación temporal pequeña. En la figura 5.1 se muestra el diagrama de un

sector de 30° de VOL. El disco será construido en dos partes para permitir su montaje en el área experimental sin tener que desmontar la línea del haz.

Fig. 5.1 Segmentación de VOL.
El detector completo consistirá de 12 sectores idénticos a este. Obsérvense los cinco anillos mencionados.



5.2.1 Técnica Megatile

La técnica Megatile consiste en construir un arreglo de detectores de centelleo coplanares utilizando una única pieza de centellador, en la cual cada elemento de detección se construye mediante el grabado de surcos en su superficie. El plástico se ranura hasta la mitad de su profundidad con una fresadora para definir cada sector y luego estas ranuras se rellenan con un pegamento epóxico que contiene TiO_2 , esto último con el fin de lograr un buen aislamiento óptico de los sectores adyacentes, así como para ayudar al refuerzo mecánico (ver Fig. 5.2). Cuando el pegamento ha secado se ranura la otra cara del centellador y también se rellena con pegamento.

Posteriormente, para coleccionar la luz del centellador, se hacen varias ranuras de 2 mm de profundidad a lo largo de cada elemento de detección, dentro de las cuales se colocan las fibras corredoras de frecuencia. Experimentos previos [Denisov, 2000] han mostrado que la colección de luz de las fibras WLS depende del ángulo sólido que éstas presentan al centellador, es por esta razón que las colocamos dentro del mismo. En la Fig. 5.3 se muestra la forma que deben tener las ranuras para las fibras, por lo cual se utilizan dos cortadores diferentes (Fig. 5.4 a y b), el primero para perforar un canal angosto y el segundo para dar la forma circular que necesitan las fibras. Es importante mencionar que las fibras no se acoplan al centellador con grasa óptica o pegamento, sino que simplemente se colocan dentro de estas ranuras y por lo tanto queda una ligera capa de aire entre ellas y las paredes del centellador. Una vez que las fibras emergen de cada elemento de detección, son guiadas hacia el borde exterior del Megatile donde serán acopladas con fibras claras.

El soporte mecánico para todo el arreglo lo proporcionará una caja rígida y delgada de algún material ligero, aún por determinarse. Se harán ranuras en esta caja para guiar las fibras corredoras de frecuencia a su salida del centellador, lo cual asegurará que se haga una buena conexión entre éstas y las fibras claras en los bordes del disco.

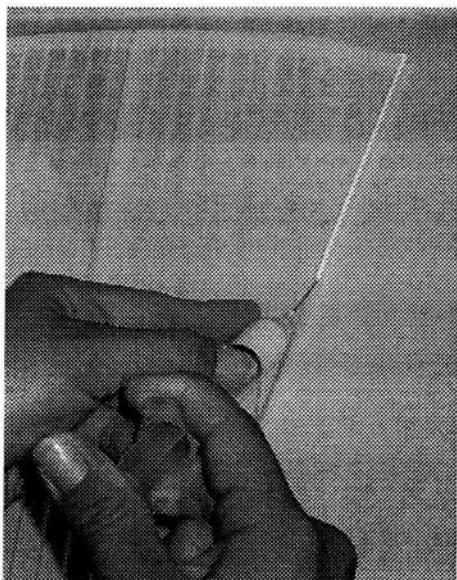


Fig. 5.2 Aplicación del pegamento en el Megatile.

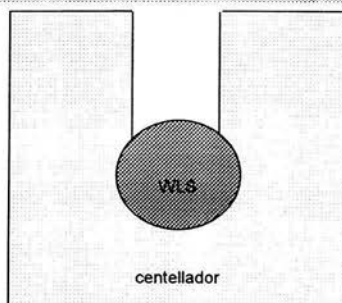
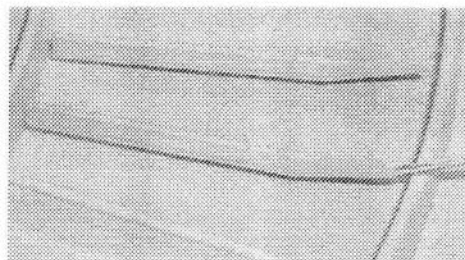


Fig. 5.3 Ranuras en el megatile para las fibras WLS.

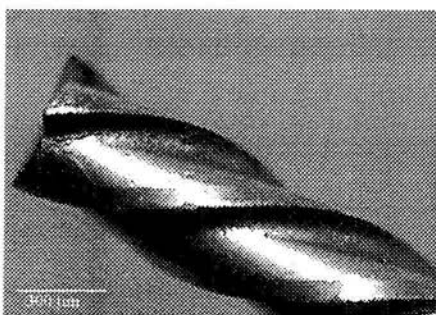


Fig. 5.4 a) Cortador recto

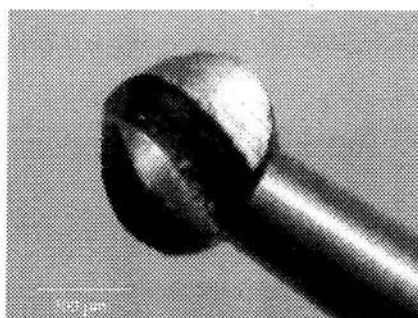


Fig. 5.4 b) Cortador esférico para ranurar el centellador.

5.3 Materiales

Con base en las consideraciones hechas en el Capítulo 3 acerca de los requerimientos del experimento y en el Capítulo 4 acerca de materiales, hemos hecho las siguientes elecciones para la construcción del detector.

5.3.1 Plástico Centellador

Se tienen dos plásticos centelladores bajo consideración, ambos fabricados por Bicron.

Para construir el prototipo A (ver sección 5.4) se eligió el plástico Bicron BC-408, el cual es sensible a los protones, electrones, partículas alfa, betas, gamas y rayos UV. Su densidad es 1.032 g/cm^3 , su índice de refracción es 1.58 y su producción de luz es 64% relativa al antraceno. La producción de luz es independiente de la temperatura en el intervalo de -60°C a $+20^\circ\text{C}$ y a $+60^\circ\text{C}$ ésta es el 95% de la producida a $+20^\circ\text{C}$. Su longitud de atenuación de luz $1/e$ es 210cm. De acuerdo con el fabricante, la luz en el centellador Bicron-408 se puede colectar con un tiempo de subida de 0.9 ns y un tiempo de decaimiento de 2.1 ns. El BC-408 tiene un pico bien definido de respuesta de producción de luz, con máximo en 425 nm (Véase Fig. 5.5). La pérdida de energía de una PMI en este plástico centellador es de 1.8 a 2.0 MeV/cm. Alrededor de 10 fotones de centelleo se producen por cada KeV de energía depositada [Bicron Catalog].

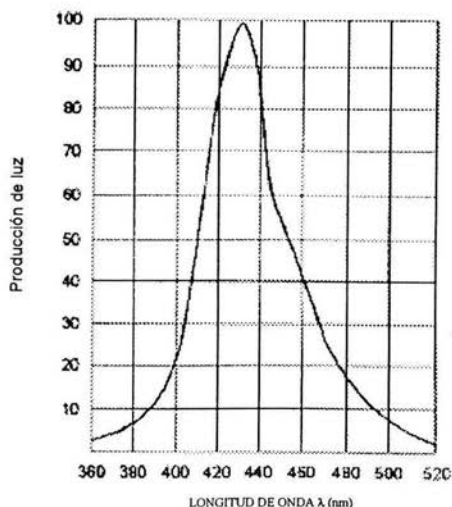


Fig. 5.5 Espectro de emisión del plástico BC-408.

Con base en los resultados de las pruebas realizadas al prototipo A se decidió construir un segundo prototipo (B) de VOL (sección 5.4), utilizando plástico BC-404. Este plástico está diseñado especialmente para realizar conteos rápidos de partículas. Su densidad, su índice de refracción y su producción de luz en función de la temperatura son iguales a los del plástico BC-408. Su producción de luz es 68% relativa al antraceno. Su longitud de atenuación de luz $1/e$ es 140cm. De acuerdo con el fabricante, la luz en el centellador Bicon-404 se puede colectar con un tiempo de subida de 0.7 ns y un tiempo de decaimiento de 1.8 ns (algunos nanosegundos más rápido que el BC-408). La longitud de onda de máxima emisión del plástico BC-404 es 408 nm (Véase Fig. 5.6).

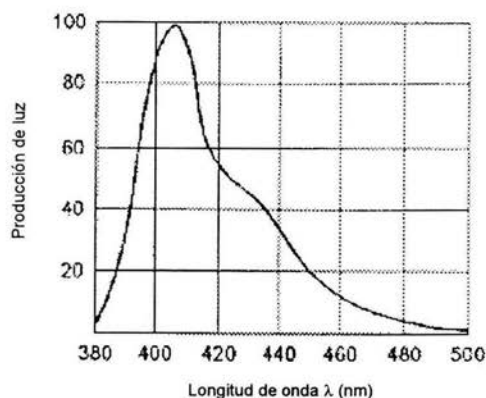


Fig. 5.6 Espectro de emisión del plástico BC-404

5.3.2 Pegamento Epóxico

Utilizamos cemento óptico Bicon BC-600, que es una resina epóxica de baja viscosidad, formulada específicamente para hacer uniones ópticas con centelladores plásticos. Su índice de refracción es 1.56, muy cercano al de los plásticos centelladores Bicon.

El cemento debe prepararse con 100 partes en peso de resina y 28 partes de endurecedor; se mezcla perfectamente y de preferencia deben removerse las pequeñas burbujas de aire que puedan quedar en el cemento sometiéndolo brevemente al vacío (aproximadamente 100 mTorr.)

A temperatura ambiente (20° C) el cemento toma entre 3 y 4 horas para secar y 24 horas para endurecer, aunque es probable que el endurecimiento total tome algunos días [Bicon Catalog].

El cemento óptico es transparente, así que para aislar ópticamente cada segmento del Megatile, hemos mezclado este pegamento con TiO_2 , con el cual la mezcla se vuelve

blanca y proporciona una pared reflectora difusa en las paredes de cada segmento del detector.

5.3.3 Fibras Corredoras de Frecuencia

Para colectar la luz eficientemente es necesario que la fibra corredora de frecuencia que se utilice tenga su espectro de absorción en coincidencia con el espectro de emisión del centellador, y a su vez, que su espectro de emisión coincida en buena medida con el rango de longitudes de frecuencia aceptadas por el PMT (300 – 600 nm). Además, su tiempo de decaimiento debe ser lo mas corto posible.

Se han considerado dos marcas de fibras corredoras de frecuencia, ambas de 1.0 mm de diámetro. Por una parte, consideramos la fibra corredora Kuraray Y11, que cuenta con revestimiento doble (grosor aproximado 6% Ø), el máximo de su absorción es $\lambda = 432$ nm y el de emisión es $\lambda = 476$ nm (Ver figura 5.7). Su tiempo de decaimiento es de 7.2 ± 1.1 ns [Brekhovskih 2000]. Su longitud de atenuación es mayor a 3.5 m. [Kuraray's scintillation materials]

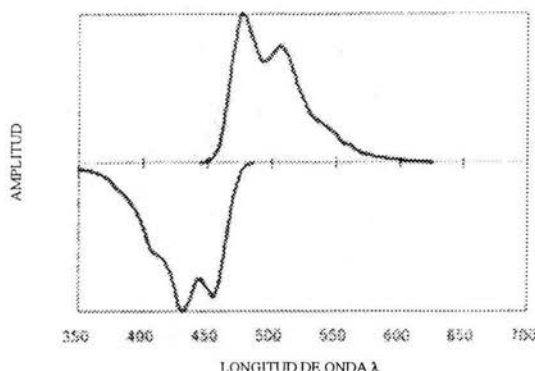


Fig. 5.7 Espectros de absorción y emisión de la fibra Kuraray Y-11.

Por otro lado, la fibra de Bicron BCF-92, tiene su espectro de absorción centrado en $\lambda = 408$ nm y el de emisión en $\lambda = 492$ nm (fig. 5.8). Su tiempo de decaimiento es de 2.4 ± 0.4 ns [Brekhovskih 2000] y su longitud de atenuación es 3.5 m [Bicron Catalog]. Esta fibra tiene únicamente un recubrimiento, de entre 3 y 5% Ø.

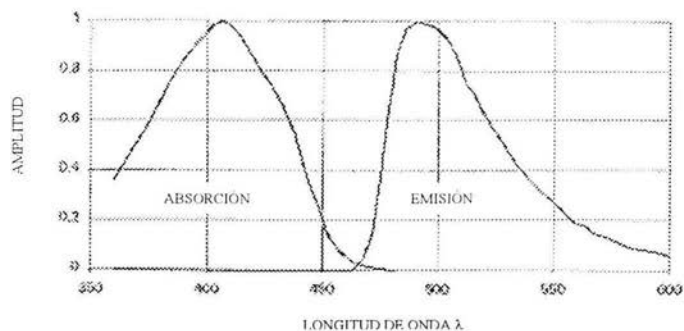


Fig. 5.8 Espectros de absorción y emisión de la fibra BCF-92.

A pesar de que BCF-92 es la fibra más rápida disponible, la fibra Y-11 resulta ser más resistente a la radiación [Brekhovskih 2000], es por ello que probaremos los dos tipos y en base a los resultados de las pruebas podremos definir la que se usará en el experimento.

5.3.4 Fibras Claras

Las fibras claras guiarán la luz desde las fibras corredoras de frecuencia hasta los tubos fotomultiplicadores. Hemos decidido utilizar la fibra BCF-98, cuya curva de atenuación contra longitud de onda se muestra en la figura 5.9.

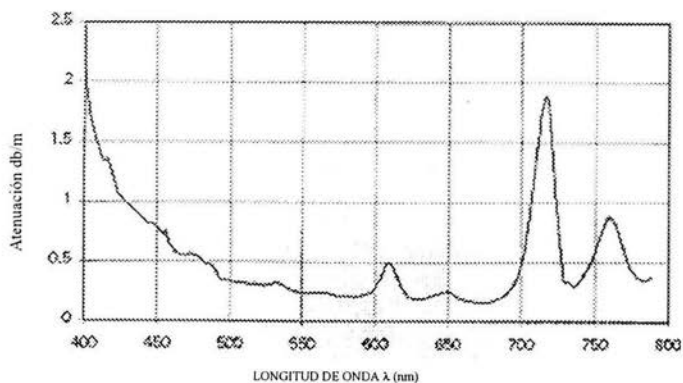


Fig. 5.9. Atenuación contra longitud de onda en fibra BCF-98.

De esta curva podemos calcular la longitud de atenuación de la fibra clara para las longitudes de onda que nos interesan,

Si I_i e I_f son las intensidades inicial y final de la luz, respectivamente, entonces la longitud de atenuación es tal que

$$\frac{I_f}{I_i} = 1/e, \text{ entonces de la definición de decibel} \quad 5.1$$

$$10 \log_{10} \frac{I_1}{I_2} = 1 \text{ db}, \quad 5.2$$

$$\text{tenemos que } 10 \log_{10} (e) = 4.343 \text{ db} \quad 5.3$$

por lo que, si la luz emitida por las fibras Kuraray Y11 ($\lambda=476$ nm) se atenúa 0.542 db por cada metro recorrido dentro de la fibra clara, entonces la longitud de atenuación de la fibra BCF-98 es $4.343[\text{db}]/0.542[\text{dbm}^{-1}]=8.02$ m para esta longitud de onda.

Por otra parte, la luz de las fibras BCF-92 ($\lambda=492$ nm) se atenúa 0.361 db/m dentro de la fibra clara, lo que corresponde a una longitud de atenuación de $4.343[\text{db}]/0.361[\text{dbm}^{-1}]=12.03$ m.

En cuanto a la conexión entre fibras corredoras de frecuencia y fibras claras, se han probado varios diseños de conectores ópticos, sin embargo, la unión más eficiente ha resultado ser la fusión de ambas fibras [Apollinari 1992] [Hara 1994]. El procedimiento para unir las fibras es básicamente el siguiente (ver fig. 5.10):

- las fibras se cortan a la longitud deseada con una navaja y se pulen los extremos a unir,
- en un tubo capilar de pyrex® de 1.1 mm de diámetro interior se alinean ambas fibras,
- la unión se calienta a través del capilar a una temperatura de 150°C por alrededor de 2 minutos.

El tubo capilar es importante porque ayuda a alinear los ejes de ambas fibras y además refuerza la unión mecánica. La transmisión de luz lograda con fibras fundidas de esta manera es de alrededor del 70%.

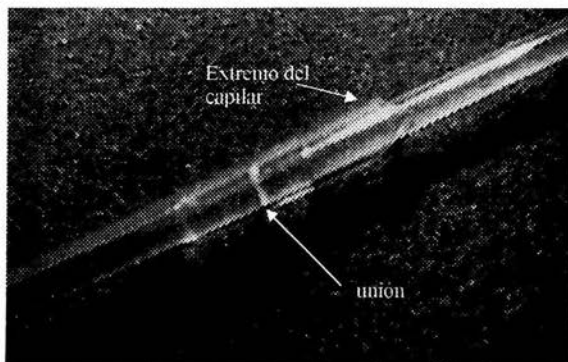


Fig. 5.10. Vista ampliada (10X) de la fusión de dos fibras WLS. Se puede apreciar el capilar de pyrex y la unión, la cual se identifica fácilmente por la luz que escapa a través de ella.

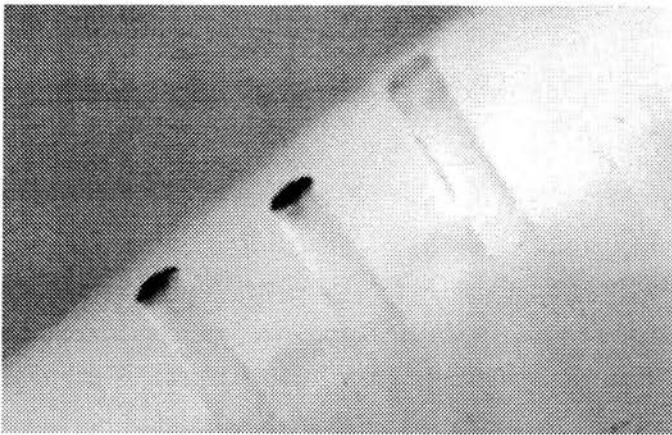
5.3.5 Superficies Reflectoras

Es muy importante resaltar que todos los elementos del detector deben protegerse de la luz ambiental, pues de no hacerlo, tanto el centellador como las fibras corredoras de frecuencia emitirán un pulso luminoso al detectar fotones, mientras que en el PMT se generará una corriente que se convertirá en una fuente de ruido en las señales obtenidas.

Para las fibras corredoras de frecuencia usamos cinta teflón para evitar que la luz escape a lo largo de la fibra y luego cubrimos con cinta negra para no permitir la entrada de luz desde el exterior.

Ambos extremos de las fibras deben pulirse lo mejor posible para asegurar una buena calidad óptica de la señal luminosa. Para evitar que la luz que transporta la fibra corredora de frecuencia escape por el extremo de la fibra que se encuentra dentro del centellador, colocamos una pared reflectora en dicho extremo (Fig. 5.11). Hasta el momento hemos probado dos reflectores: la pintura blanca de Bicron, BC-620 y la evaporación directa de aluminio sobre el extremo de las fibras.

Por otro lado, para evitar que la luz producida dentro del centellador escape del mismo, debemos cubrir ambas caras del Megatile con una superficie reflectora. Se han realizado pruebas con tres superficies reflectoras diferentes: mylar aluminizado, tyvek® y cinta teflón.



5.11 Fibras WLS con un extremo cubierto con aluminio. La fibra de la derecha no tiene aluminio, por lo que la luz puede entrar y salir por este extremo.

5.3.6 Tubos Fotomultiplicadores

El tubo fotomultiplicador bajo consideración es el XP-2972 de Philips Photonics, el cual tiene un cátodo bi-alkalino sensible en la región verde del espectro. Además, un argumento a favor de esta elección es que actualmente en el experimento NA49 del CERN se está utilizando este modelo de PMTs y dado que dicho experimento está próximo a finalizar, es muy probable que V0 pueda heredar varios de sus PMTs.

Para las pruebas realizadas en el CERN utilizamos tubos fotomultiplicadores Philips XP2020. Las principales características de ambos PMTs se presentan a continuación.

PMT	Diámetro activo del fotocátodo (mm)	Voltaje de operación (kV)	Ganancia ($\times 10^6$)	λ , pico de respuesta (nm)	Eficiencia cuántica en pico (%)	Tiempo de subida (ns)
Philips XP2020	44	<2.6	30	400	26	1.5
Philips XP2972	23 < 29	<1.9	0.9	400 \pm 30	25	1.9

Tabla 5.1. PMTs. [Philips Photonics]

5.4 Prototipos de V0L

Al día de hoy han sido construidos dos prototipos del detector con la técnica Megatile, anteriormente descrita.

5.4.1 Prototipo A. Anillos 1 y 2.

El primer prototipo de V0L fue construido en el 2002 y consta de 6 elementos de detección: tres del anillo número 1 y tres del anillo número 2. Cada uno de los elementos del anillo número 1 es leído con dos fibras corredoras de frecuencia, mientras que los del anillo número 2 con tres fibras cada uno. Las fibras corredoras de frecuencia recorren el centellador radialmente. Este prototipo se muestra en la figura 5.12.

El plástico centellador utilizado en este prototipo es BC-408 y se probó con fibras WLS Kuraray Y11 y con Bicron BCF-92.

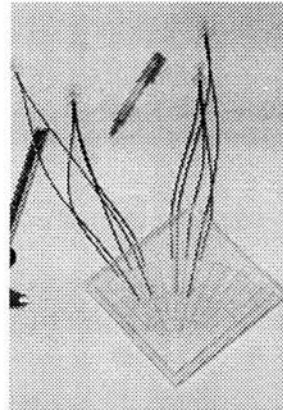
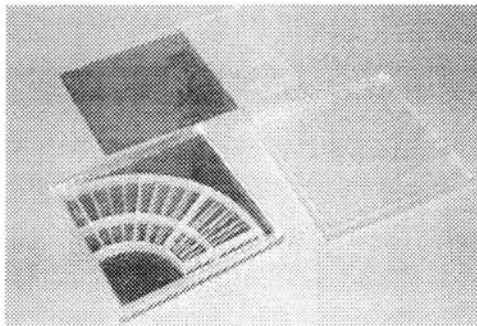


Fig. 5.12 Prototipo A.

- a) Observamos los seis sectores divididos por paredes de pegamento blanco y las ranuras para las fibras WLS. A un lado la caja de acrílico para protección del detector.
- b) El detector dentro de su caja con las fibras WLS colocadas en 4 sectores, los cilindros de acrílico en los extremos de las fibras sirven para hacer el acoplamiento con los PMT's.

Este prototipo fue probado en septiembre del 2002. Los resultados de estas pruebas se detallan en el Capítulo 5 y sirvieron de base para el diseño del prototipo B, que se describe a continuación.

5.4.2 Prototipo B. Anillos 4 y 5.

En 2003 fue construido un segundo prototipo de VOL, el cual comprende un elemento del anillo número 4 y dos del anillo número 5. Se utilizó plástico BC-404 y fibras BCF-92.

El diseño de este prototipo difiere ligeramente del primero, pero la idea original de construcción del detector se mantiene. La característica nueva de este prototipo es que cuenta con un número considerablemente mayor de fibras corredoras de frecuencia para leer cada elemento de detección del megatile.

- Estas fibras en lugar de recorrer el centellador radialmente, ahora serán colocadas en ranuras siguiendo un patrón de líneas paralelas como el que se muestra en la figura 5.13. Las ranuras en cada sector de 30° son paralelas a la línea que subdivide a los elementos del anillo 5. En cada elemento de detección, la distancia de separación entre ranuras sucesivas es de 1 cm.
- Ambas caras del megatile se ranuran de acuerdo a este patrón. Por lo tanto, el número total de fibras corredoras de frecuencia en cada elemento de detección es el máximo posible (Ver tabla 5.2).

En la figura 5.14 se muestra este prototipo mientras se le insertan las fibras corredoras de frecuencia.

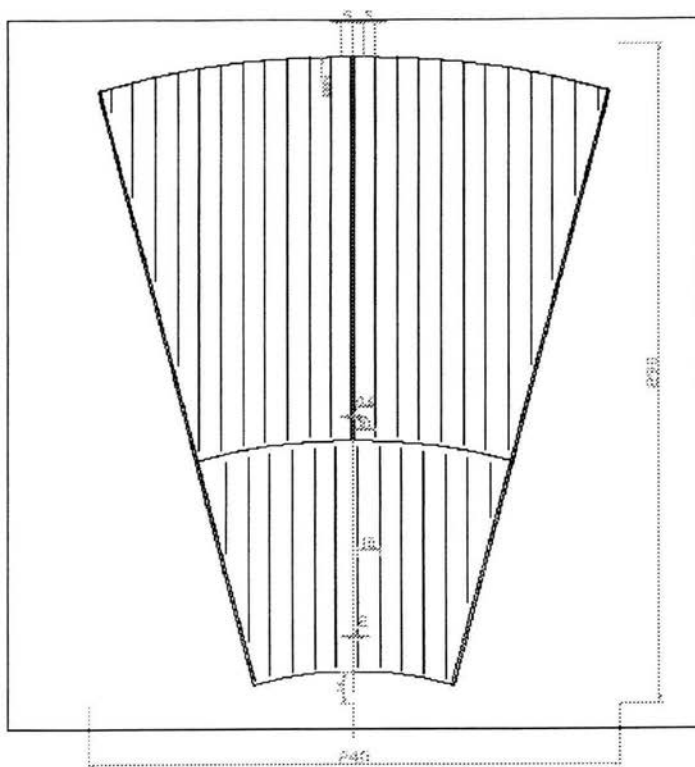


Figura 5.13. Prototipo B. Diagrama de los anillos 4 y 5. Observe que las ranuras para las fibras WLS son paralelas.

Elementos de detección del anillo número:	Número de fibras corredoras de frecuencia
1	6
2	12
3	18
4	26
5	22

Tabla 5.2. Número de fibras corredoras de frecuencia en cada elemento de detección del detector.

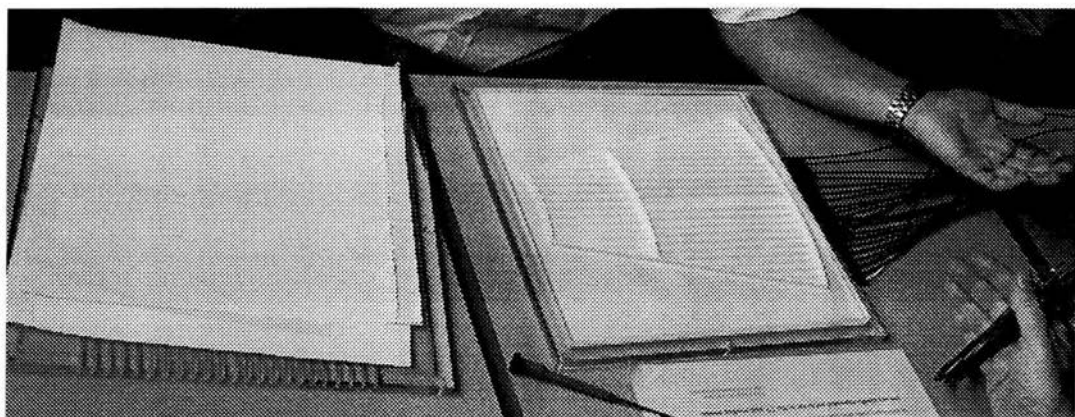


Fig. 5.14 Prototipo B. Observamos las fibras WLS colocadas dentro de las ranuras, a la izquierda una cubierta de teflón.

Para cada uno de los prototipos se construyó una caja de acrílico a la medida del detector para su protección, en esta caja se hicieron ranuras que permitieran el paso de las fibras corredoras de frecuencia.

En el siguiente capítulo se describen las pruebas realizadas en el CERN a cada uno de estos prototipos y se presentan los resultados obtenidos, así como el análisis de los mismos.

CAPÍTULO 6

Resultados

En el capítulo anterior describimos la construcción de dos prototipos del detector V0L. En este capítulo describiremos las pruebas realizadas a los mismos para conocer su respuesta al paso de partículas de mínima ionización.

Se evaluará el desempeño de los diversos materiales involucrados en la construcción de estos prototipos, tales como plásticos centelladores, superficies reflectoras y fibras corredoras de frecuencia. Esto quedará determinado a partir de las medidas de colección de luz y resolución temporal de cada detector. Los resultados obtenidos nos permiten definir la eficacia del diseño propuesto y, en caso necesario, sugerir las modificaciones pertinentes.

6.1 Metas

En el Capítulo 3 se describieron las funciones que V0L deberá desempeñar, por lo que el objetivo de las pruebas realizadas es buscar la mejor configuración del detector, de manera que se satisfagan los requerimientos del experimento:

- Respuesta temporal menor a 1 ns. (Estimación del vértice).
- Respuesta luminosa alta y uniforme para cada partícula de mínima ionización (Disparador de umbral).
- Dinámica de 1 a 330 PMIs en cada canal. (Multiplicidad, Centralidad, Luminosidad).

6.2 Prototipo A.

6.2.1 Arreglo experimental

Este prototipo de V0L fue probado en el área experimental T-10 del CERN en septiembre del 2002. La prueba se llevó a cabo en cuatro días, con un haz de piones de 7 GeV/c de energía provenientes del acelerador PS. Contamos con tres estaciones de experimentación equipadas con tubos fotomultiplicadores XP2020 de Philips Photonics. El disparo, así como la referencia temporal fueron proporcionados por la coincidencia de cuatro centelladores de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. En la figura 6.1 se muestra el arreglo experimental de manera esquemática. Estas pruebas se llevaron a cabo en colaboración con el equipo de Lyon, mismo que puso a prueba el prototipo de V0R. Cabe mencionar que el diseño de V0R propuesto por el equipo de Lyon consiste en construir cada elemento de detección de

manera individual, y posteriormente ensamblar el detector completo colocando todas las piezas de centellador en un soporte común.

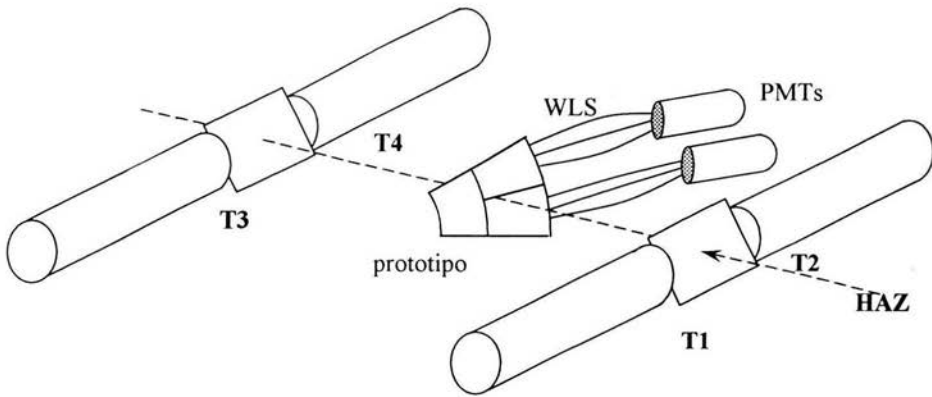


Fig. 6.1 Diagrama del arreglo experimental A.

T1, T2, T3 y T4 son centelladores de 10 x 10 cm cada uno, cuya coincidencia genera el disparo del TDC y la compuerta para el ADC.

Como se dijo en el Capítulo 5, debemos aislar al detector de la luz ambiental lo mejor posible. Para ello, durante la prueba se le colocó, junto con los tubos fotomultiplicadores, dentro de una caja de aluminio con interior negro (Ver Fig. 6.2).

Para las pruebas de este prototipo no fue posible acoplar las fibras corredoras de frecuencia con las fibras claras. Por lo tanto, las fibras corredoras de frecuencia se acoplaron directamente a los tubos fotomultiplicadores, la longitud de estas fibras fue de 50 cm. Los extremos de las fibras corredoras de frecuencia que van dentro del centellador fueron cubiertos con pintura blanca BC620.

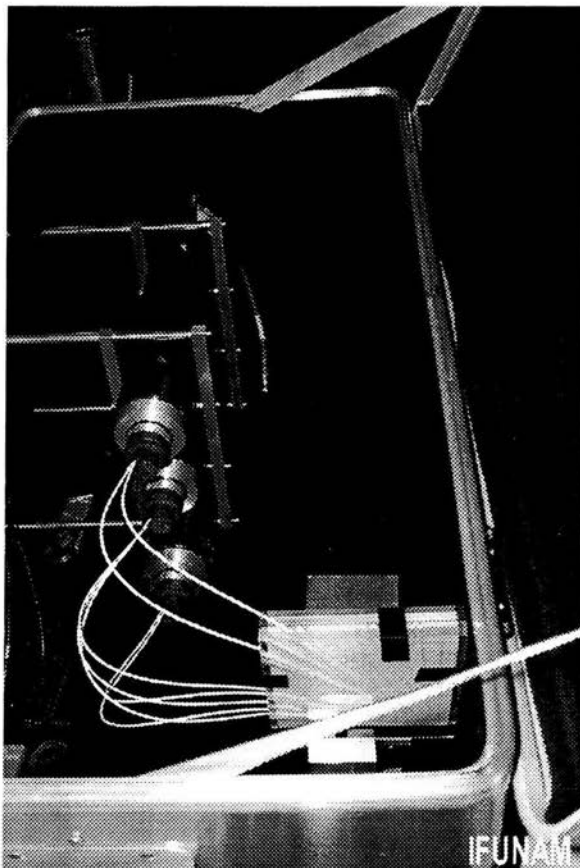


Fig. 6.2 Arreglo experimental prototipo A.

El prototipo de V0L es la pieza blanca al frente y la luz es transportada a los PMT's mediante fibras corredoras de frecuencia. Las fibras están cubiertas con teflón y los PMTs tienen en la entrada una pequeña cubierta de plástico negro.

6.2.2 Electrónica para la adquisición de datos

En la figura 6.3 se muestra el diagrama de la electrónica utilizada.

La carga y el tiempo se midieron usando el ADC V465 sensible a la carga (QDC, con 270 pC en 4096 canales) y el TDC V488 (de 25 ps por canal) de CAEN, respectivamente.

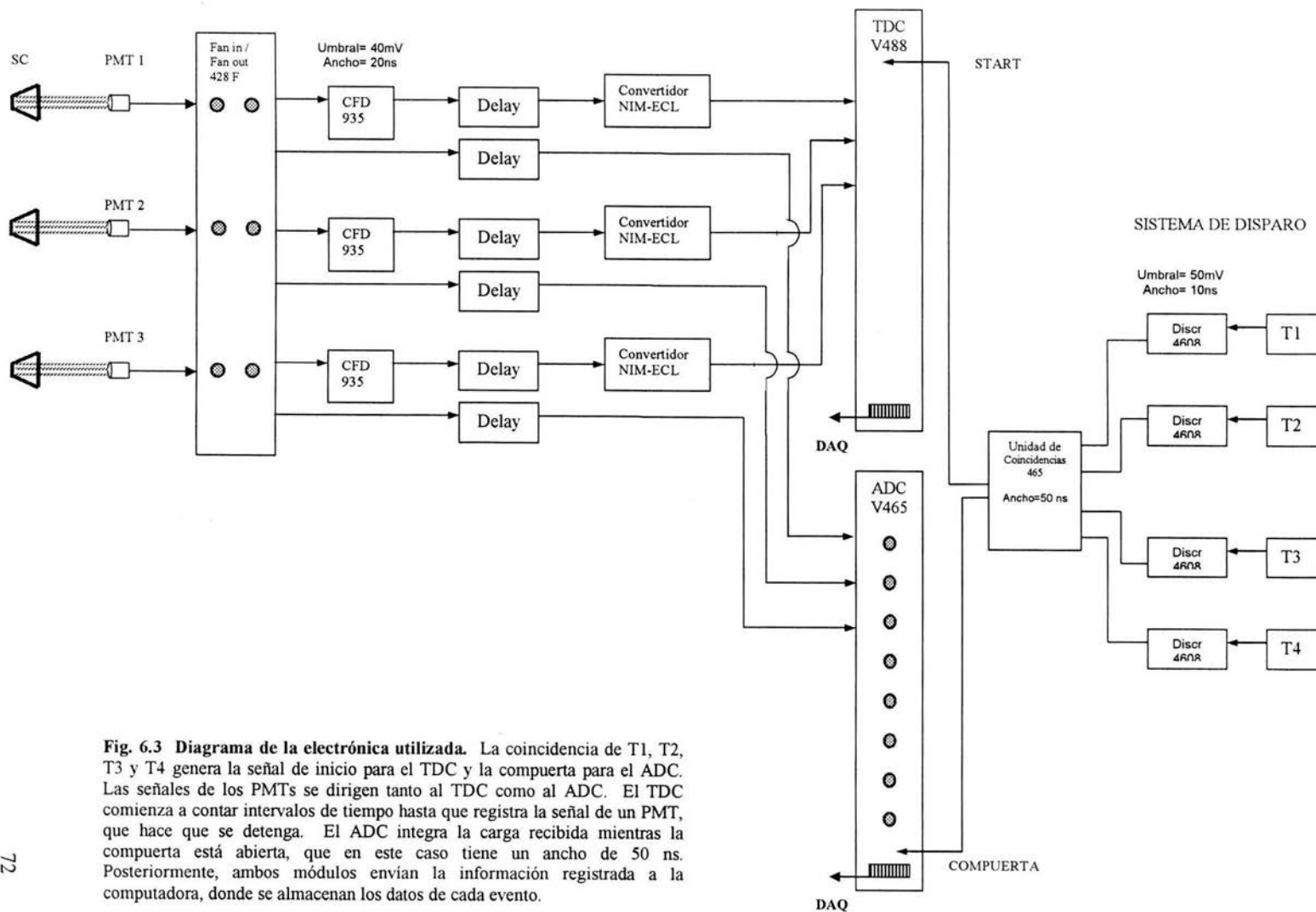
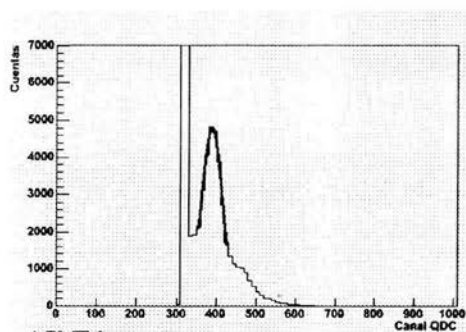


Fig. 6.3 Diagrama de la electrónica utilizada. La coincidencia de T1, T2, T3 y T4 genera la señal de inicio para el TDC y la compuerta para el ADC. Las señales de los PMTs se dirigen tanto al TDC como al ADC. El TDC comienza a contar intervalos de tiempo hasta que registra la señal de un PMT, que hace que se detenga. El ADC integra la carga recibida mientras la compuerta está abierta, que en este caso tiene un ancho de 50 ns. Posteriormente, ambos módulos envían la información registrada a la computadora, donde se almacenan los datos de cada evento.

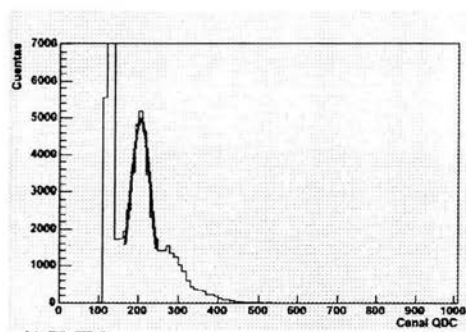
6.2.3 Calibración del detector

La calibración de los tubos fotomultiplicadores se realizó por emisión de fotoelectrón único. Se utilizó un generador de pulsos para excitar un LED (*Light Emitting Diode*) azul puesto frente al fotocátodo de cada PMT. La señal del generador de pulsos se ajustó de forma tal que el LED extrajera únicamente un fotoelectrón del fotocátodo.

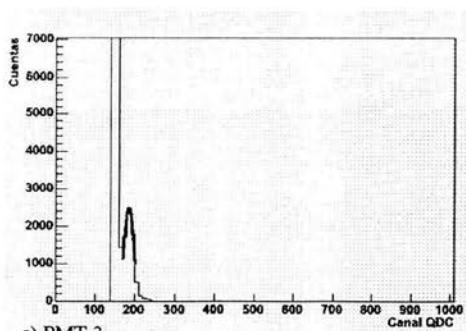
En la figura 6.4 se muestran los espectros de calibración de los PMT's. Ajustando una función gaussiana a la distribución de 6.4.a encontramos que el centroide de la distribución está situado en el canal 387 y el pedestal en el 320, es decir, el fotoelectrón único se produce 67 canales por arriba del pedestal. Por lo tanto, usando este PMT, que llamaremos 1, cada fotoelectrón producido equivale a 67 canales en el espectro. Para el PMT 2 (fig. 6.4.b) cada fotoelectrón equivale a 77 canales, mientras que para el PMT 3 (fig. 6.4.c) equivale a 34 canales.



a) PMT 1



b) PMT 2



c) PMT 3

Fig. 6.4 Espectros de calibración de los PMTs utilizados. a)PMT1, b)PMT2, c)PMT3.

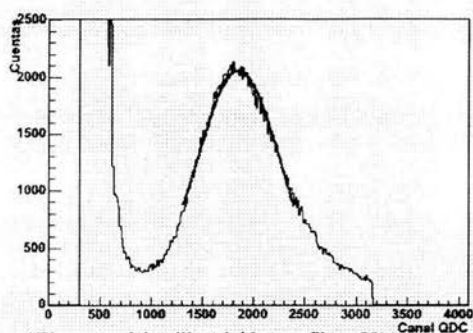
6.2.4 Resultados

La lectura y el análisis de los datos de las pruebas se realizaron con ROOT, que es un sistema interactivo de análisis de datos orientado a objetos. ROOT fue creado y desarrollado en el CERN específicamente para trabajar con las grandes cantidades de datos que arrojarán los experimentos del LHC una vez que se encuentren en servicio. Además de su utilidad en análisis de datos, ROOT provee de herramientas útiles para trabajar con generadores de eventos, simulación del funcionamiento de detectores, reconstrucción de eventos y adquisición de datos [ROOT Home Page].

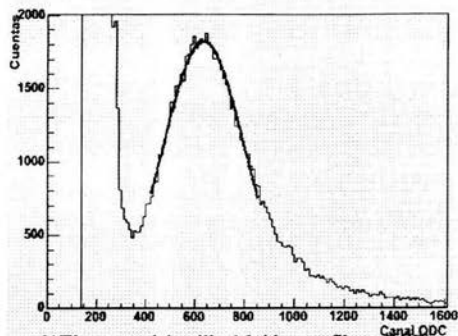
En este trabajo utilizamos ROOT para la generación de los histogramas presentados en las secciones siguientes, así como para el ajuste de las curvas correspondientes.

6.2.4.1 Producción de luz

Analicemos ahora las distribuciones de carga de las partículas del haz. En la figura 6.5 se muestran distribuciones de carga típicas para dos elementos del anillo 1, en el espectro de la izquierda el centellador fue leído con fibras WLS Kuraray Y-11 y en el de la derecha con fibras WLS BCF-92. Ajustando una función gaussiana a la distribución de carga en la figura 6.5.a observamos que el centroide se encuentra en el canal 1851. Este espectro fue adquirido con el PMT 1, por lo que al valor del centroide debemos restar el número de canales que corresponden al pedestal (320), y luego dividirlo entre el número de canales equivalente a un fotoelectrón (67), para obtener así el número de fotoelectrones (p.e.) que produce una partícula de mínima ionización en este elemento. Para este espectro, el pico corresponde a 22.86 p.e. por PMI. Análogamente, en el espectro 6.5.b el pico se encuentra en el canal 637 y corresponde a 14.35 p.e. La diferencia en colección de luz se debe principalmente a las fibras WLS utilizadas, pues las fibras Y11 tienen una mejor coincidencia de respuesta cuántica con este centellador (BC-408) que las fibras BCF-92.



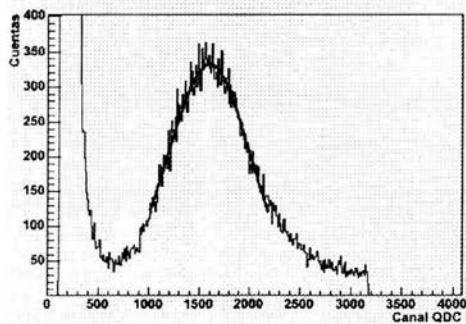
a) Elemento del anillo 1 leído con fibras Y11. PMT 1.



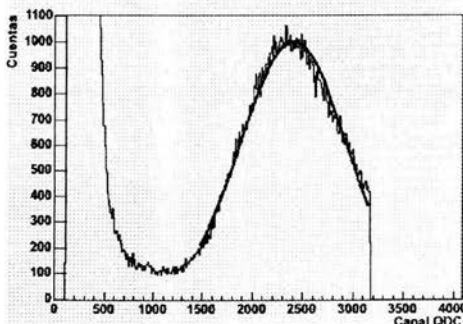
b) Elemento del anillo 1 leído con fibras BCF-92. PMT 3

Fig. 6.5. Distribuciones típicas de carga de PMIs en elementos del anillo 1. En ambos casos se utilizó teflón como superficie reflectora. El corrimiento del pico en b) con respecto al de a) es bastante notorio, y aunque debemos recordar que la ganancia del PMT 3 es menor que la del PMT1, el número de fotoelectrones colectados en a) es mayor que en b).

En la figura 6.6 se ilustra el efecto que tiene el reflector utilizado para cubrir el centellador. Ambos espectros son de elementos del anillo 2 leídos con fibras WLS Kuraray Y11, el de la izquierda está cubierto con aluminio y el de la derecha con teflón. El pico de la distribución en 6.6 a) está en el canal 1592 y corresponde a 19.01 fotoelectrones, mientras que para 6.6 b) el pico se encuentra en el canal 2410, lo que equivale a 29.61 fotoelectrones. Es decir, el reflector juega un papel muy importante en la colección de luz, haciendo en este caso una diferencia mayor a 10 p.e.



a) Elemento del anillo 2 cubierto con aluminio. PMT 2.



b) Elemento del anillo 2 cubierto con teflón. PMT 2.

Fig. 6.6. Distribuciones típicas de carga de PMIs en elementos del anillo 2. En ambos casos el centellador fue leído con fibras WLS Kuraray Y11. Nótese que el corrimiento del pico en b) es de casi 1000 canales con respecto al de a).

La producción de luz de los elementos de V0L se resume en la tabla 1. Se muestran los valores obtenidos utilizando diferentes tipos de fibras WLS y usando dos diferentes envolturas (reflectores). Observamos que la señal más alta se obtiene con la combinación: fibras Kuraray-Y11 y cinta teflón. La sigma de la distribución es reportada como incertidumbre en estas medidas.

Sector de V0L	Area del elemento centellador (cm ²)	Reflector	Colección de luz	
			Kuraray Y11 p.e. ± σ _{p.e.}	BCF92 p.e. ± σ _{p.e.}
Anillo 1 (2 fibras)	7.99	Aluminio	16 ± 5	9 ± 4
		Teflón	23 ± 6	14 ± 5
Anillo 2 (3 fibras)	18.85	Aluminio	19 ± 5	---
		Teflón	30 ± 7	---

Tabla 6.1. Resultados de las pruebas del prototipo A de V0L. La luz detectada de una PMI, expresada en fotoelectrones, se mide como función del tipo de fibra utilizada, así como del material envolvente del centellador.

En la figura 6.7 graficamos algunos de nuestros resultados junto con los reportados por el grupo de Lyon. Como puede verse, con el prototipo de V0L podemos coleccionar alrededor de 30 p.e. leyendo únicamente con tres fibras WLS. Por lo tanto, de acuerdo a la tendencia de los puntos de esta gráfica, esperamos incrementar la colección de luz únicamente agregando más fibras.

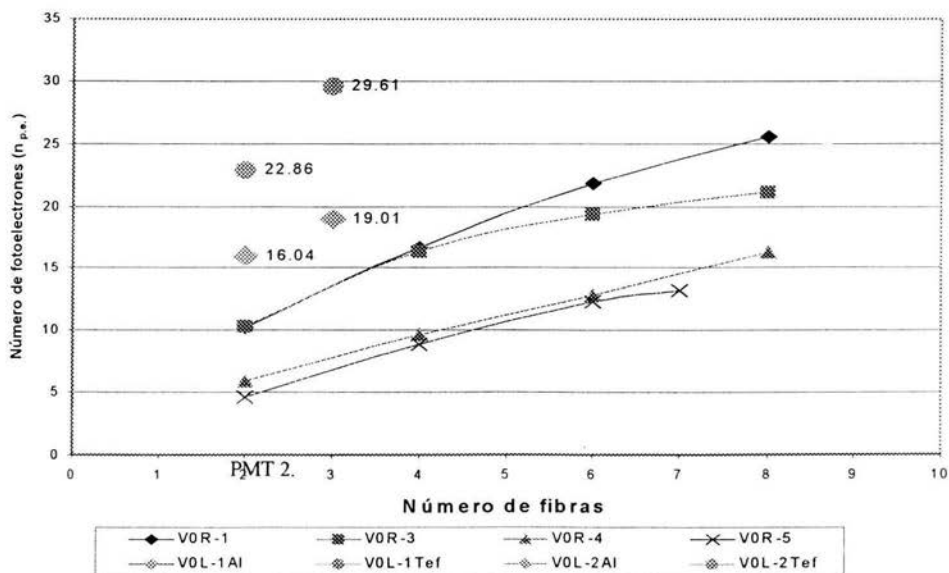


Figura 6.7. Número de fotoelectrones detectados por elementos de V0R y V0L como función del número de fibras WLS introducidas en cada elemento centellador. Gráfica original tomada de [Cheynis, 2003].

6.2.4.2 Resolución Temporal

En la figura 6.8 se muestran distribuciones temporales típicas para elementos del anillo 1. A estos espectros ajustamos también funciones gaussianas, sin embargo, esta vez el parámetro más importante a tomar en cuenta es la sigma de la distribución. Una vez que conocemos sigma podemos calcular la desviación estándar de la distribución en unidades de tiempo pues sabemos que el TDC utilizado está calibrado a 25 ps por canal. En ambos casos el centellador está cubierto con teflón. Para el espectro de 6.8.a se utilizaron fibras WLS Y11, y la resolución temporal del elemento es de 1.38 ns, mientras que para adquirir el espectro de 6.8.b se utilizaron fibras WLS BCF-92 y la resolución temporal correspondiente es de 1.17 ns.

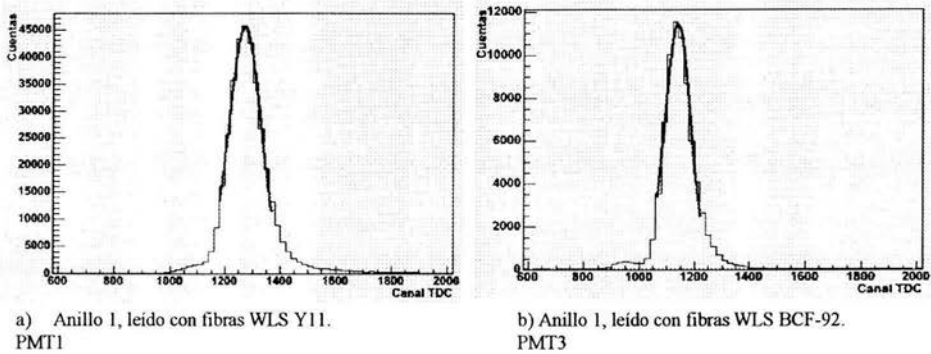


Fig. 6.8 Distribuciones temporales típicas de elementos del anillo 1 cubiertos con teflón. El ancho de la distribución i.e. la resolución temporal del elemento es menor cuando se utilizan fibras WLS BCF-92.

Las medidas de resolución temporal para cada elemento de V0L se muestran en la Tabla 6.2 de acuerdo con su producción de luz. Observamos que los tiempos mas cortos se obtienen utilizando fibras Bicron BCF-92.

Sector de V0L	Fibras WLS	Colección de luz (número de p.e.)	Resolución temporal (ns)
Anillo 1	Kuraray Y11	16.00 ± 5.21	1.50
		22.86 ± 6.18	1.42
	BCF92	8.97 ± 3.81	1.22
		14.35 ± 4.94	1.17
Anillo 2	Kuraray Y11	19.01 ± 5.36	1.47
		29.61 ± 6.84	1.35
	BCF92	---	---
		---	---

Tabla 6.2. Resolución temporal para cada elemento centellador de acuerdo a su producción de luz.

En la figura 6.9 se grafica la resolución temporal de los elementos del prototipo A como función de la luz colectada en los mismos. Los puntos verdes corresponden a las medidas con fibras Kuraray, los puntos marrón corresponden a las medidas con fibras Bicon y los azules y rosas son medidas del prototipo de V0R. Se observa que los tiempos de resolución son similares para ambos prototipos, sin embargo, vemos que al utilizar fibras WLS de Bicon la resolución temporal mejora en más del 15% comparando con el mismo elemento leído con fibras Kuraray, y hasta en un 30% comparando con el elemento equivalente de V0R (leído con fibras Kuraray).

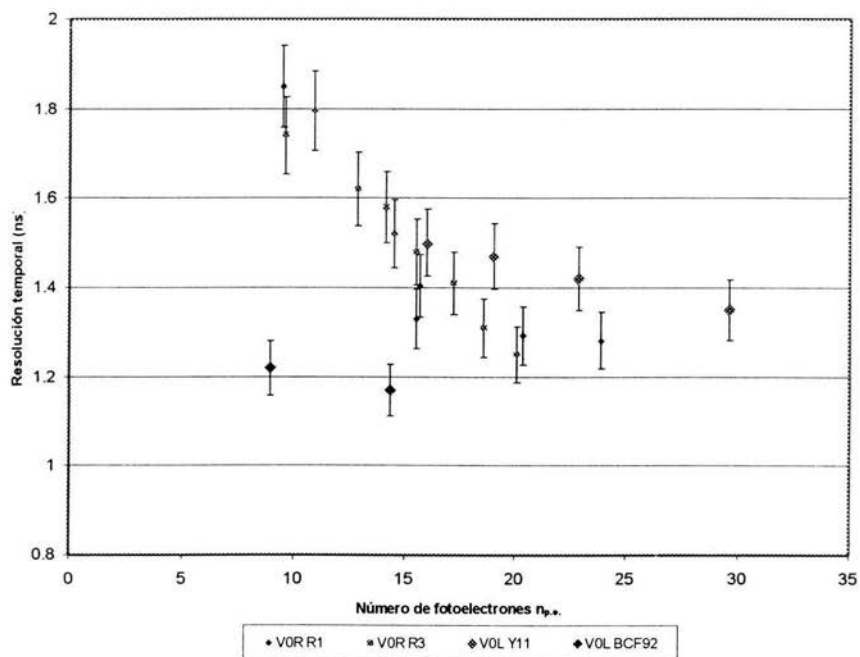


Fig. 6.9 Resolución temporal como función de la colección de luz. Elementos de V0R y V0L.

6.2.5 Conclusiones Prototipo A

- Se obtiene una buena colección de luz con un diseño basado en la técnica Megatile, inclusive mejor que con un modelo basado en elementos individuales. Esto puede apreciarse en la figura 6.7, pues el número de fotoelectrones colectados con los elementos de VOL es más del doble que con los de VOR (comparando elementos del mismo anillo).
- Sin embargo, el tiempo de resolución aún es ≥ 1.17 ns (tabla 6.2).
- De la figura 6.9 se observa que la resolución en tiempo es inversamente proporcional a la cantidad de luz colectada (como se había señalado en la sección 4.7.2), por lo tanto, será necesario modificar el diseño del detector de manera tal que se mejore la eficiencia de colección de luz en el centellador.
- Existe un cambio muy notable tanto en la respuesta temporal como en la luminosa de acuerdo a las WLS utilizadas: las fibras Kuraray Y11 colectan la luz más eficientemente que las fibras Bicon BCF-92 (fig. 6.7), esto gracias a que las primeras cuentan con revestimiento doble, mientras que las segundas sólo tienen uno, además recordemos que la respuesta cuántica del centellador utilizado empata mejor con la de las fibras Y11. Sin embargo, la resolución temporal del detector con las fibras Bicon es mejor que con las Kuraray, debido a que el tiempo de decaimiento de las Bicon es menor (fig. 6.9).
- El teflón resultó ser la cobertura más apropiada para el centellador pues la luz colectada es más que cuando cubrimos con aluminio y el tiempo es menor (tabla 6.2).

Por todo lo anterior, se propone construir un segundo prototipo de VOL con un plástico centellador más rápido y aumentando el número de fibras WLS, probablemente leyendo el centellador por ambas caras y utilizar principalmente fibras BCF-92, pues aunque su colección de luz es baja, los tiempos que se consiguen utilizando estas fibras son mejores que con las fibras Y-11.

Es importante que el nuevo prototipo contenga elementos de los anillos más grandes para así tener una mejor medida del desempeño del detector real. Esto debido a que conforme el tamaño del centellador aumenta, la atenuación de luz dentro del mismo se vuelve importante. Además, en cuanto al tiempo, también es evidente que si el camino que los fotones recorren dentro del centellador antes de ser colectados tiene muchas variaciones, entonces la distribución temporal del detector se ensanchará causando que su resolución en tiempo disminuya. Por lo tanto, será necesario colocar tantas fibras WLS como sea posible, distribuidas uniformemente en cada elemento de detección.

6.3 Prototipo B.

6.3.1 Arreglo experimental

Este es el prototipo más reciente de VOL y fue probado en el área experimental T-10 del CERN en agosto del 2003. La prueba se llevó a cabo con un haz de piones de 6 GeV/c de energía del acelerador PS.

El arreglo experimental fue básicamente igual al del prototipo A, excepto por las siguientes diferencias (fig.6.10):

- Se colocaron dos cámaras multilámbricas frente a los prototipos con el fin de medir la distribución espacial de carga en cada elemento de detección.
- Los prototipos contaban con sus propios soportes y cubiertas, por lo que no fue necesario colocarlos dentro de la caja de aluminio, sino que se les expuso directamente al paso del haz.
- Los PMT's fueron colocados a 1 m de distancia de los prototipos y la luz fue guiada hasta ellos mediante fibras claras acopladas a las fibras WLS.

Tanto los centelladores utilizados para proporcionar la referencia temporal como los PMT's fueron los mismos que se usaron en las pruebas de 2002, al igual que la electrónica. Una vez más, estas pruebas se llevaron a cabo en colaboración con el equipo de VOR.

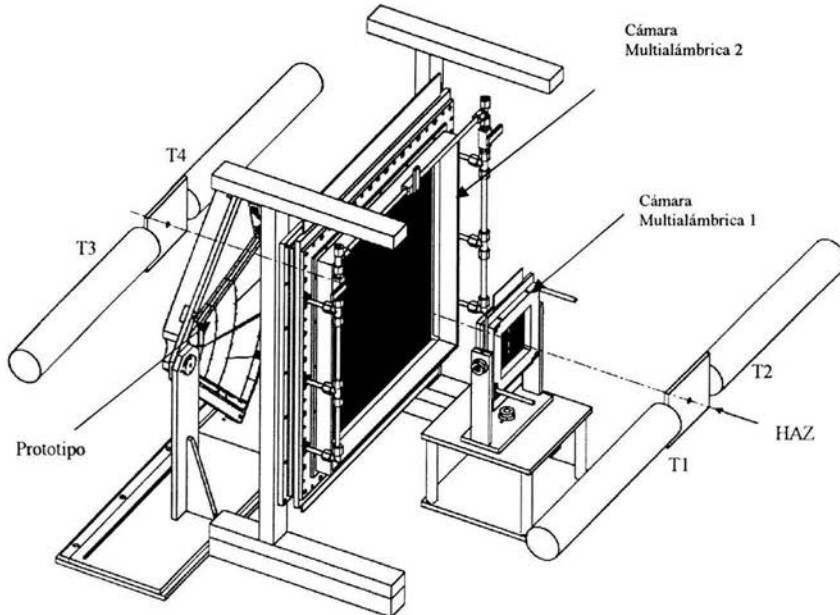


Fig. 6.10 Arreglo Experimental Prototipo B.

6.3.2 Resultados

La calibración de los PMT's se realizó por emisión de fotoelectrón único (ver sección 6.2.3). Esta vez únicamente probamos la combinación BC-404/WLS-BCF-92. Como superficie reflectora, además del teflón, probamos tyvek®.

6.3.2.1 Producción de luz

En la figura 6.11 se muestran distribuciones típicas de carga para elementos del anillo 4, leídos con 26 fibras WLS. En 6.11.a el elemento está cubierto con tyvek y en 6.11.b está cubierto con teflón. Siguiendo el procedimiento descrito en la sección 6.2.4.1 se calcula el número de fotoelectrones producidos en cada elemento centellador. Los resultados más importantes se muestran en la tabla 6.3 junto con los tiempos de resolución correspondientes.

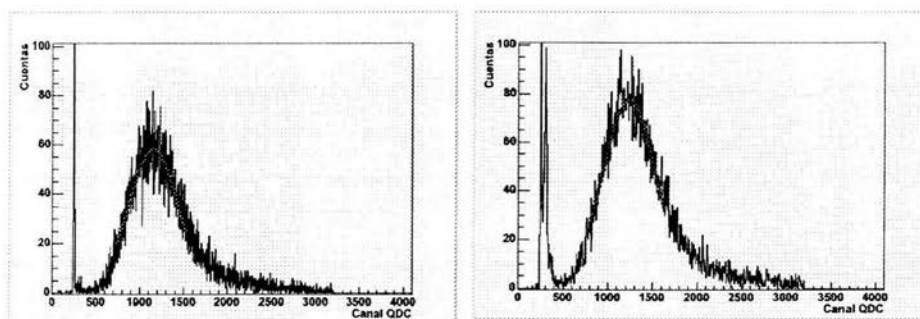


Fig. 6.11 Distribuciones típicas de carga de PMIs. Elemento del anillo 4.

6.3.2.2 Resolución Temporal

En la figura 6.12 se muestra una distribución temporal típica para uno de los elementos de este prototipo. El TDC utilizado está calibrado a 24.41 ps por canal. Por lo tanto, a partir del ajuste de una función gaussiana (sección 6.2.4.2), se calcula que la resolución temporal de este elemento es de 0.736 ns, lo cual está por debajo del nivel deseado de 1 ns. En la tabla 6.3 se reportan las medidas de resolución de tiempo de este prototipo en función del número de fotoelectrones colectados.

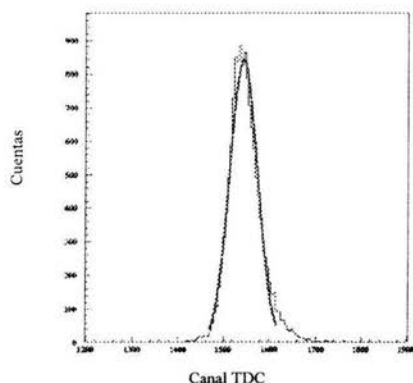


Fig. 6.12 Espectro TDC de un elemento del anillo 4.
Sigma=0.736ns.

Sector de VOL	Area del elemento centellador (cm ²)	Reflector	Colección de luz (Kuraray Y11) Número de p.e. $\pm \sigma_{p.e}$	Resolución temporal (ns)
Anillo 4 (26 fibras)	130.9	Tyvek	18.99 \pm 5.69	0.715
		Teflón	25.81 \pm 7.63	0.736
Anillo 5 (22 fibras)	147.3	Tyvek	17.12 \pm 5.14	0.840
		Teflón	24.02 \pm 6.45	0.724

Tabla 6.3. Resultados de las pruebas del prototipo B de VOL. La luz detectada de una PMI, expresada en fotoelectrones, se mide como función del material envolvente del centellador.

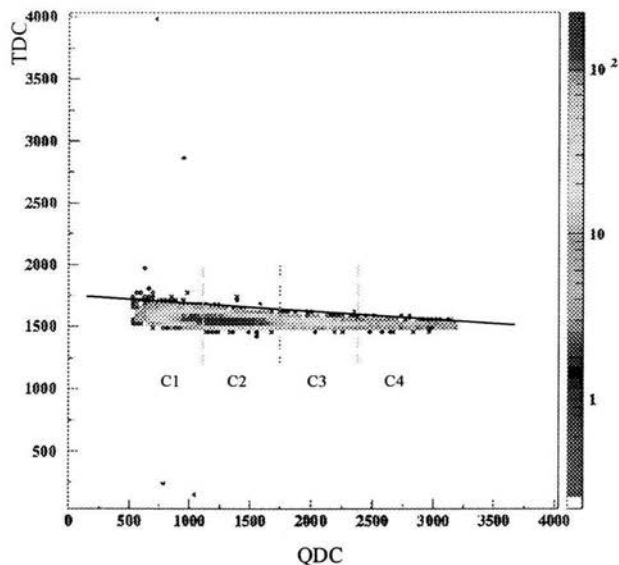
De esta tabla es evidente que el teflón es la mejor cobertura para el centellador, pues tanto la respuesta luminosa como la temporal mejoran considerablemente con respecto al tyvek.

6.3.2.3 Correlación tiempo – carga.

De acuerdo al diagrama de la electrónica utilizada (fig. 6.3), la coincidencia de los centelladores T1, T2, T3 y T4 proporciona la señal de inicio para el TDC y la compuerta para el QDC, por lo tanto, es posible establecer una correlación entre el tiempo de llegada de las partículas al detector y la carga depositada por las mismas. En la figura 6.13 se muestra esta correlación para un elemento del anillo 5 cubierto con teflón. El eje vertical representa el número de canal del TDC y el horizontal el número de canal del QDC, por lo que cada punto en la gráfica representa el tiempo de llegada de una partícula de mínima ionización y la cantidad de carga que ésta deposita en el detector. En el extremo derecho se muestra la escala de concentración de puntos en el plano. Se observa que el ancho de la

correlación tiempo-carga no permanece constante, sino que depende de la cantidad de carga colectada, hecho que ya se había señalado anteriormente (sección 4.7.2).

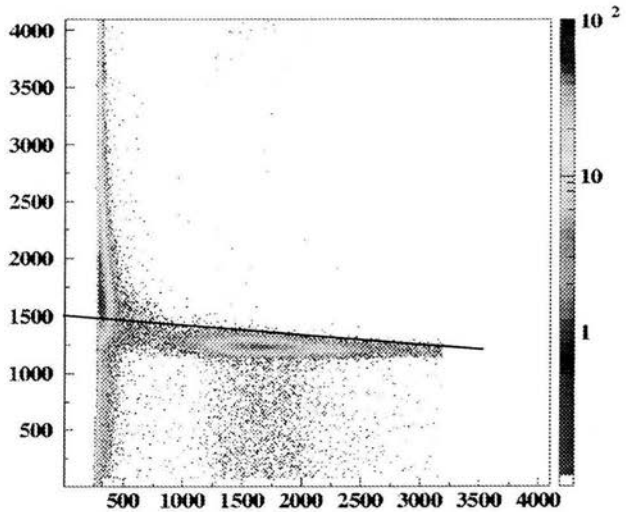
Fig. 6.13 Correlación tiempo-carga de un elemento del anillo 5 de VOL.



Un fenómeno importante que se puede observar en la figura 6.13 es un ligero ensanchamiento de la distribución, hacia arriba en el TDC, para las partículas de baja energía. Esto se conoce como *time slewing* y la línea negra nos lo indica en la gráfica. Evidentemente, este efecto perjudicará la resolución temporal de nuestro sistema, así que será necesario identificar la causa de su origen y tratar de eliminarlo.

En la figura 6.14 se muestra la correlación tiempo-carga para un elemento del anillo 3 de VOR. Se observa una gran cantidad de eventos aleatorios distribuidos en el TDC, principalmente a bajas energías, donde el ensanchamiento del pico es bastante considerable. También se indica en esta figura el llamado *slewing*.

Fig. 6.14 Correlación tiempo-carga de un elemento del anillo 3 de VOR.



Podemos realizar cortes en la gráfica de la fig. 6.13 a determinadas energías para observar con más detalle la distribución temporal de las partículas de acuerdo a la energía que depositan en el centellador (i.e. número de fotoelectrones producidos), permitiéndonos determinar con precisión la relación que guarda el tiempo de resolución del detector con la colección de luz en el mismo, con la ventaja de introducir el mínimo de fluctuaciones estadísticas.

En la figura 6.15 se muestran las distribuciones temporales de cada uno de los cortes señalados en la figura 6.13.

De esta gráfica (fig. 6.15) es evidente que la resolución temporal del detector mejora conforme aumenta la energía depositada en el mismo, pues la curva C4, que corresponde a las partículas de más alta energía, es la distribución más angosta, con una sigma equivalente a 0.56 ns.

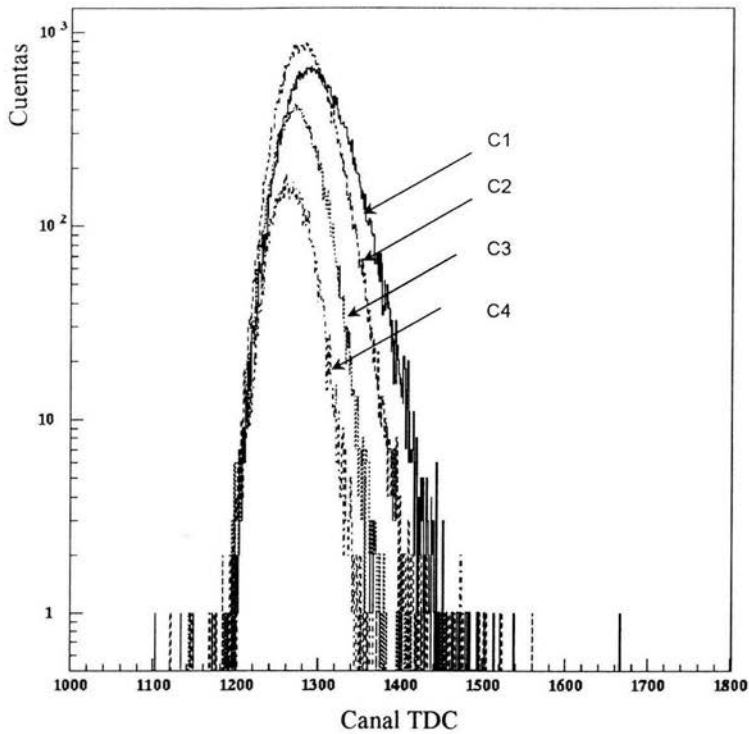


Fig. 6.15. Proyección en el TDC para los diferentes cortes en los valores de carga del QDC mostrados en la fig. 6.13.

Finalmente, calculando el promedio del número de fotoelectrones para cada uno de los cortes y sus tiempos de resolución correspondientes se obtiene la gráfica de la figura 6.16. En donde ajustando una función potencial se obtiene:

$$\Delta t = \frac{3.2}{\sqrt{n_{p.e.}}} \quad 6.1$$

Lo cual concuerda perfectamente con los resultados publicados en [Denisov, 2000].

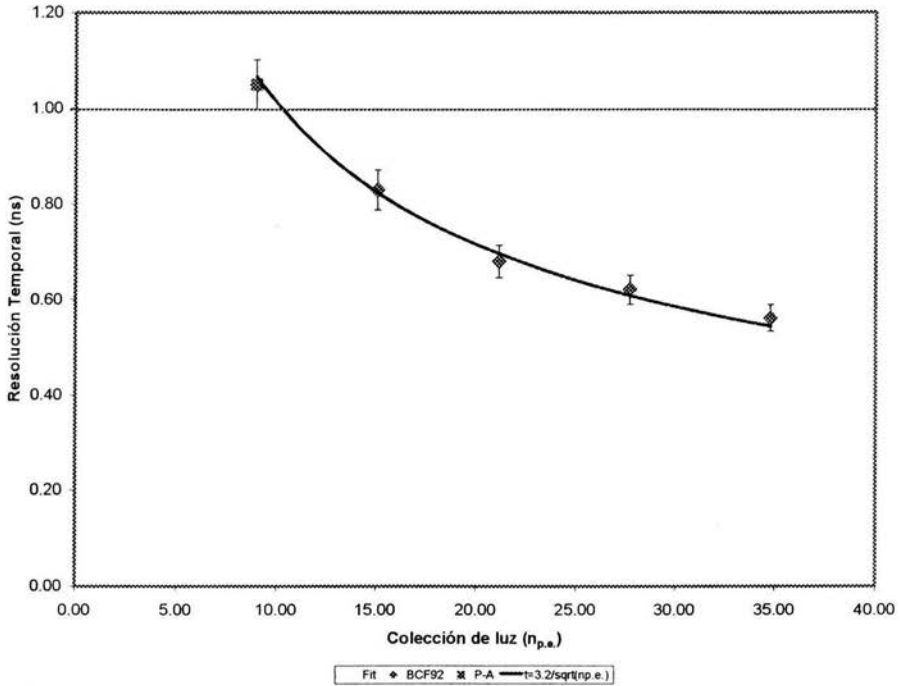


Fig. 6.16 Resolución temporal como función de la colección de luz para V0L. El primer punto fue obtenido con el prototipo A y se incluye aquí para ayudar al ajuste de la curva. Claramente, todos los puntos del prototipo B están por debajo de 1 ns.

Evidentemente, con el prototipo B se ha alcanzado la meta de proporcionar una resolución temporal menor a 1 ns. De la figura 6.16, el mínimo de fotoelectrones que se deben coleccionar para proporcionar una respuesta temporal menor a 1 ns es 10.24.

6.3.3 Simulación de funcionamiento del sistema V0.

Los resultados de la sección anterior fueron utilizados para llevar a cabo una simulación Monte Carlo del funcionamiento de ambos detectores (V0L y V0R) suponiendo tanto eventos válidos de una colisión en ALICE como eventos de ruido generados en alguna interacción del haz con el gas residual (ver sección 3.1.2). A continuación se presentan los resultados de dicha simulación (en el Apéndice 1 se muestra el diagrama de flujo del programa empleado en estas simulaciones).

En la figura 6.17 se muestra la distribución temporal de las señales recibidas en VOL, el eje horizontal corresponde al tiempo de llegada de las PMIs (en nanosegundos) y el eje vertical es el número de eventos por canal. El primer pico corresponde a los eventos válidos, pues (como se dijo en la sección 3.1.2) el tiempo relativo entre las señales de VOL y VOR será de aproximadamente 9 ns. El pico de la derecha corresponde a los eventos no válidos, pues el tiempo relativo entre las señales será de aproximadamente 14.7 ns. Por lo tanto la diferencia de tiempos entre eventos válidos y no-válidos será de tan solo 5.7 ns. Es claro que con el prototipo actual estos picos presentan cierto traslape, lo cual significa que sería imposible distinguir los eventos que ocurran dentro de esta región, permitiendo así el paso de ruido o bien, la eliminación de eventos interesantes.

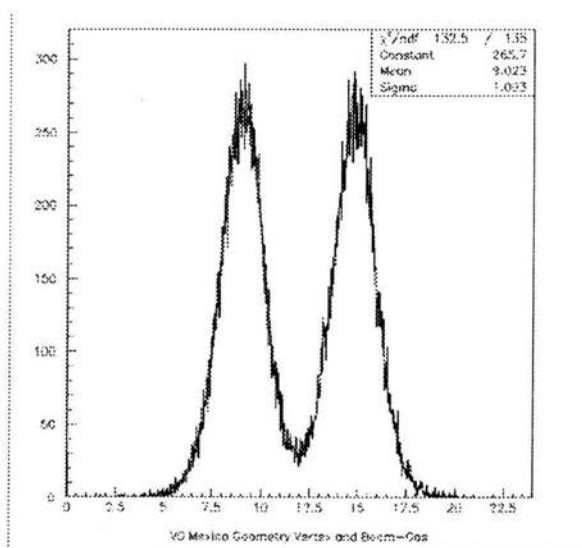


Fig. 6.17 Simulación MC de la respuesta temporal del detector VOL.

En la figura 6.18 se muestra el histograma equivalente para VOR. La escala es la misma que en el caso de VOL. Claramente, los picos de esta distribución son más anchos, lo que significa que la región de traslape es bastante mayor que para VOL, i.e. su resolución temporal es menor.

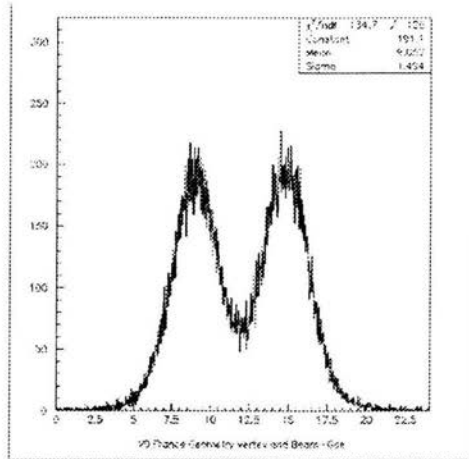


Fig. 6.18. Simulación MC de la respuesta temporal del detector VOR.

Finalmente, en la figura 6.19 vemos ambas distribuciones en una misma gráfica, lo cual hace más clara esta última comparación. Dado que los dos detectores deben operar en conjunto, la resolución temporal del sistema completo se ve afectada si alguno de los detectores (VOR, VOL) tiene poca resolución temporal. Al parecer, tener una resolución temporal de 1ns no es suficiente.

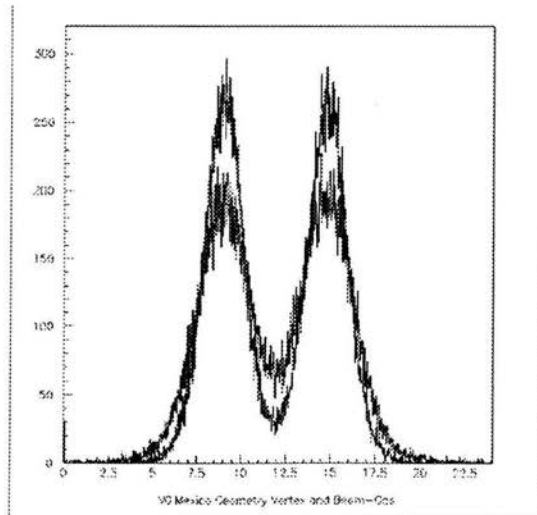


Fig. 6.19 Simulación MC de la respuesta temporal de VOL (en negro) y VOR (en azul).

6.3.4 Conclusiones Prototipo B

- El uso de fibras BCF92 y teflón para los anillos 4 y 5 resulta en una colección de luz mayor a 20 fotoelectrones y tiempos de resolución menores a 0.8 ns (tabla 6.3).
- Se ha encontrado una relación empírica entre la resolución temporal y la luz colectada en nuestro detector (ec. 6.1), misma que nos permite calcular el mínimo de luz necesaria para proporcionar una resolución temporal menor a 1 ns. Este nivel mínimo es de 10.24 fotoelectrones, el cual es fácilmente rebasado por todos los elementos del prototipo B.

Sin embargo, no se debe olvidar el hecho de que las fibras claras tendrán una longitud mínima de 15 m, y que la longitud de atenuación de las fibras BCF-98 es de $\tau=12.03\text{m}$, por lo tanto, si la atenuación va como:

$$I = I_0 e^{-x/\tau} \quad 6.2$$

donde I_0 es la intensidad al tiempo cero y x es la distancia que la luz recorre dentro de la fibra, entonces al cabo de 15 m de fibra clara

$$0.2874 = e^{-15/12.03} \quad 6.3$$

el PMT recibirá aproximadamente el 28% de la luz producida en el centellador. Por lo tanto, será necesario hacer algunas modificaciones al diseño del detector, de manera que la colección de luz supere los 40 fotoelectrones en cada elemento.

Además, las simulaciones indican que tener resolución temporal de 1 ns puede no ser suficiente, pues todavía existe una región en la cual nos es imposible distinguir los eventos válidos de los no-válidos. Si se quiere tener una mayor confianza en las medidas que realice este detector será necesario mejorar su resolución temporal hasta el orden de ≈ 0.5 ns.

CAPÍTULO 7

Conclusiones

En los próximos años seremos testigos de la puesta en servicio del acelerador de partículas capaz de producir la energía más elevada sobre la tierra, el LHC. El programa experimental de este acelerador prevé el estudio de las colisiones de iones pesados mediante un experimento dedicado enteramente a ello, ALICE. Los datos arrojados por estos estudios complementarán el conocimiento alrededor del Plasma de Quarks y Gluones que RHIC ha comenzado a generar. Las energías en el centro de masa de las colisiones de iones pesados producidas en el LHC excederán a las del RHIC en un factor cercano a 30, por lo que será posible explorar regiones de energía y densidad de partículas significativamente superiores a las accesibles a RHIC.

El trabajo reportado en esta tesis da cuenta de mi contribución a la preparación del experimento ALICE, específicamente en la optimización del detector V0, acerca del cual hago las siguientes **observaciones**:

1. El sistema V0, al proveer una señal de validación para el disparo del espectrómetro de bi-muones en modo p-p, permitirá un aumento apreciable en la eficiencia de este último, pues eliminará una gran cantidad del ruido producido por reacciones secundarias en el sistema de detección o por interacciones con el gas residual en la línea de transporte del haz. La gráfica 6.17 nos muestra un ejemplo de cómo se hará esta selección.
2. Gracias a su segmentación, V0 proporcionará una estimación de la multiplicidad i.e. de la centralidad de cada colisión, por lo que será utilizado como disparador al nivel más elemental para los detectores centrales.
3. Los prototipos de V0L y V0R han sido construidos utilizando diferentes diseños y técnicas. Las pruebas realizadas a los mismos permiten distinguir las ventajas y desventajas de uno y otro modelo.
4. Los resultados de estas pruebas nos indican que aún será necesario hacer algunas modificaciones a ambos diseños y construir un par de prototipos más antes de decidir el diseño final de construcción del sistema V0, pues para evitar discrepancias entre las distintas formas de respuesta, es muy conveniente que ambos detectores estén construidos y operen de la manera más parecida posible.

Del análisis de los resultados obtenidos en esta tesis se derivan diversas **conclusiones** [secciones 6.2.5 y 6.3.3], de las cuales las más importantes son las siguientes:

1. Los prototipos A y B de V0L, contruidos con la técnica Megatile, han mostrado un desempeño eficiente en la detección de partículas de mínima ionización, comparable con un diseño tradicional basado en unidades de detección independientes (V0R).
2. Observamos que existe un compromiso importante entre los materiales utilizados en la construcción del detector y la respuesta tanto luminosa como temporal del mismo. La combinación BC408/Y11 tiene una producción de luz alta pero su resolución temporal no es buena (está por arriba de 1 ns). En cambio, la combinación BC404/BCF92 tiene una colección de luz baja pero su resolución temporal es apreciablemente mejor que la obtenida con BC408/Y11. En particular, el prototipo B, construido con BC404/BCF92, cumple ya con el objetivo de proporcionar una respuesta temporal menor a 1 ns, sin embargo su colección de luz sólo ha alcanzado valores < 30 p.e.
3. La luz de centelleo producida en cada unidad de detección sufre una atenuación de alrededor del 70% al llegar al PMT, lo cual hace imperioso pensar en una mejor conexión entre fibras WLS y fibras claras para perfeccionar la transmisión de luz. Como se señaló en la sección 5.3.4, al fundir las fibras se pierde casi el 30% de luz en la unión, así que será necesario optimizar el procedimiento para hacer estas uniones o probablemente habrá que construir un conector óptico – mecánico con mayor eficiencia.

Lo anterior nos permite hacer algunas **propuestas** de modificaciones al diseño de V0L:

1. Con base en el diseño actual, es posible construir otro prototipo con la técnica megatile pero utilizando plástico centellador de 2 cm de grueso, de tal suerte que las PMIs depositarán el doble de energía en el mismo i.e. producirán una mayor cantidad de luz. De esta manera, y confiando en la predicción de que una mayor producción de fotoelectrones dará como resultado mejores tiempos de resolución, esperamos que este nuevo modelo nos lleve a la obtención de los resultados deseados.
2. Deberá ponerse a consideración de la colaboración Lyon-México y del Technical Board de ALICE la alternativa de colocar los tubos fotomultiplicadores tan cerca de los detectores como sea posible, quizás blindándolos con una capa de metal mu o inclusive utilizar otro tipo de PMTs resistentes a los campos magnéticos, ya que la atenuación a lo largo de 15 m de fibras claras es un impedimento para lograr buenos valores de resolución temporal.

Por otra parte, la relevancia de esta tesis radica en que al contener información del detector V0L desde sus primeras etapas de diseño hasta el análisis de los resultados de las últimas pruebas realizadas al mismo, puede convertirse en una referencia obligada para el desarrollo de futuros trabajos relacionados con este tipo de detectores. Además, las propuestas arriba señaladas dan la pauta para la continuidad del proyecto.

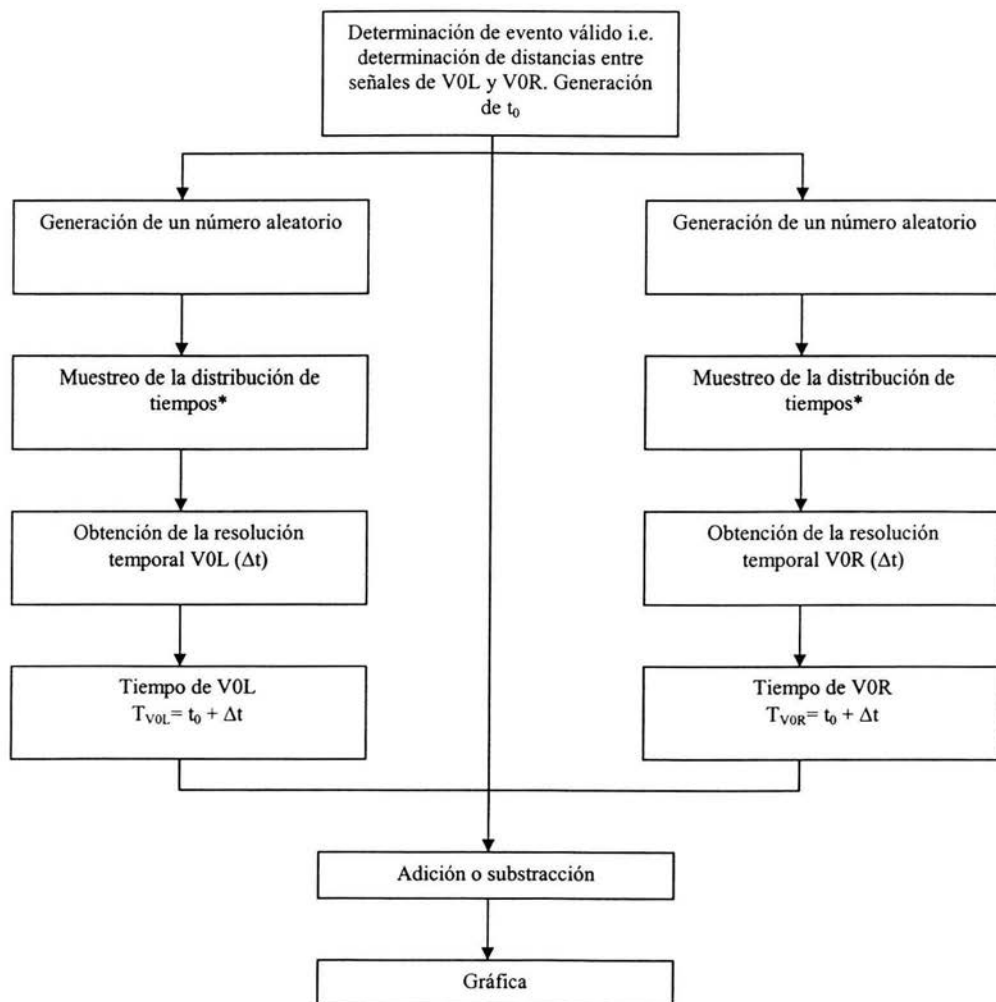
Finalmente, conviene destacar que esta es la primera vez que México, a través de la UNAM, participa activamente en un experimento internacional de esta magnitud, aportando un detector planeado, diseñado y construido completamente en nuestro país. V0L, por lo tanto, se convierte en un paso importante de la física experimental mexicana, dejando en

claro que existen posibilidades reales de desarrollo de tecnología nacional, aprovechando de igual forma la infraestructura y tecnología de punta de laboratorios del primer mundo.

APÉNDICE 1

Diagrama de flujo del programa empleado para simular el desempeño de V0. (Ver sección 6.3.3)

Como una primera aproximación, consideramos la misma probabilidad de que se produjera un evento válido o uno inválido.



*Se utiliza la probabilidad integrada de los tiempos de llegada de las partículas a cada detector.

REFERENCIAS

- ALICE Experiment, CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3, 15 December 1995.
- ALICE Physics Performance Report Volume I. CERN/LHCC 2003-049. 7 November 2003.
- ALICE TRANSICION RADIATION DETECTOR. TECHNICAL DESIGN REPORT 9. CERN/LHCC 2001-021. 3 October 2001. [citado agosto 2003] Disponible en World Wide Web: <http://alice.web.cern.ch/Alice/AliceNew/website/files/TDR/TRD/alice_trd.pdf>
- Allgower, C. et al. The STAR Endcap electromagnetic calorimeter. Internal Note 2002, [citado febrero 2003]. Disponible en World Wide Web: <http://www.star.bnl.gov/~jthomas/NimWeb/endcap/eemc_nim.pdf>
- Alt, C. et al, Observation of an Exotic $S = -2$, $Q = -2$ Baryon Resonance in Proton-Proton Collisions at the CERN SPS. arXiv:hep-ex/0310014 v1 8 October 2003
- Apollinari, G. et al., Plastic Optical Fiber Splicing by Thermal Fusion. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A311 (1992) 520-528.
- BICRON Catalog (en línea). [citado mayo 2003] Disponible en World Wide Web: <<http://www.bicron.com>>
- Blaizot, J. et al. Phys. Rev. Lett. 77, 1703 (1996)
- Brekhovskih, V. et al., The WLS fiber time properties study, Internal Note, LHCB/2000-39, HCAL, 20 June 2000.
- Brun, Rene. ROOT Home Page, 18 agosto 2003. [citado septiembre 2003] Disponible en World Wide Web: <<http://root.cern.ch/>>
- Carminati, Federico, Alice Off-line Project, 2 abril, 2003. [citado septiembre 2003] Disponible en World Wide Web: <<http://aliweb.cern.ch/offline/>>
- Cavata, C. et al., Determination of the impact parameter in relativistic nucleus-nucleus collisions. Physical Review C. Volume 42. Number 4 (1990). 1760-1763.
- CERN Web Communications. CERN Intranet, Standard Model [citado septiembre 2003]. Disponible en World Wide Web: <http://public.web.cern.ch/public/about/why/SM/sm.html>
- CERN Web Communications. CERN Intranet, Energy Loss [citado septiembre 2003]. Disponible en World Wide Web: <http://rd11.web.cern.ch/RD11/rkb/PH14pp/node62.html>

CERN Web Communications. CERN Intranet, Pseudorapidity [citado abril 2003].
Disponible en World Wide Web:
<http://rd11.web.cern.ch/RD11/rkb/PH14pp/node146.html#145>

Cheynis, B. et al., Test Results for the V0 detector in ALICE. Internal Note/June-2003

Denisov, APS Bulletin, V46 No. 2, 155, 2000.

Fernow, R. Introduction to experimental Particle Physics. Cambridge University Press 1986. USA.

Fraser, G. et al. The Search for Infinity. 1st Reprint. Philip's 1999. London. UK.

Guernane, R. Thèse de Doctorat: Optimisation du spectromètre à muons du détecteur ALICE pour l'étude du plasma de quarks et de gluons au LHC. 2001, Lyon, France.

Hacyan, S. Del Mundo Cuántico al Universo en Expansión. Colección La Ciencia Desde México No. 129. FCE, 1994. México

Hara, K. et al., Heat splicing of plastic fibers using a PEEK tube. Nucl. Inst. and Meth in Phys., A 348 (1994) 139-146

High energy physics group at Yale University. En Yale University Homepage (en línea). [citado mayo 2003] Disponible en World Wide Web:
<<http://star.physics.yale.edu/IntroHI.html>>

Khan, F. The Physics of Radiation Therapy. 2nd Edition. Williams & Wilkins, 1994. Baltimore, USA.

Kim, S. et al., Nucl. Inst. And Meth. In Phys., A360 (1995) 206.

Knoll, G. Radiation Detection and Measurement. 3rd. Edition Wiley 2000. USA.

Kotera, K. A Study on the Mechanism of Reading out Scintillator by Fiber, Internal Note for KAMI Experiment at Fermilab.

Krane, K. Introductory Nuclear Physics. J. Wiley, 1988. New York, USA.

KURARAY Corp., 3-10, 2-Chome, Nihonbashi, Chuo-ku, Tokyo, Japón.

Leo, W. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. 2nd edition. Springer-Verlag 1994. Germany.

Menchaca, A. El Discreto Encanto de las Partículas Elementales. Colección La Ciencia Para Todos No. 68 2ª Edición. FCE, 2001. México

Page, Dany. Hipercurso, 10 marzo 1998. Instituto de Astronomía, UNAM. [citado marzo 2003]. Disponible en World Wide Web: <<http://www.astroscu.unam.mx/Divulgacion/HIPERCURSO/FISICA/PART/particulas-fuerzas.html>>

Perkin Elmer Instruments. Octal Constant Fraction Discriminator. Operating and Service Manual.

Philips Photonics, Immeuble "Le Levant", 2, rue du nouveau Bercy, 94220 Charenton le Pon, France.

QM99 Proceedings. Proceedings of the Quark Matter Conference 1999. Journal Nuclear Physics Series A, volume 661 (1999), Elsevier Publishers.

Segré, E. Núcleos y Partículas. Reverté, 1972. España

Schutz, Sacha. A Large Ion Collider Experiment at CERN. En ALICE EXPERIMENT Homepage, 13 noviembre, 2003. [citado noviembre 2003]. Disponible en World Wide Web: <<http://alice.web.cern.ch/Alice/AliceNew/collaboration/>>

Shaaban, K. et al, The Enigma of the Dark Matter. Contemp.Phys. 43 (2002) 51-62

Stepanyan, S. et al, Observation of an Exotic $S = +1$ Baryon in Exclusive Photoproduction from the Deuteron. arXiv:hep-ex/0307018 v3 16 July 2003.