

35
24

U.N.A.M.
OPTIMIZACION DE UN DETECTOR GASEOSO
UTILIZADO EN LA
DETECCION DE RADIACION DE CHERENKOV

Tesis que para obtener el grado de Licenciatura en Física
Presenta

TRINIDAD HERNANDEZ BENAVIDES

Director: Dr. Andres Sandoval

Asesor: Dr. Angel Dacal

TESIS CON
FALLA DE COBRE



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 está 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.

CONTENIDO

INTRODUCCION	1
CAPITULO 1: PROCESOS FISICOS EN GASES	3
1.1 Ionización	3
1.2 Recombinación y captura de electrones	4
1.3 Transporte de iones y electrones en gases	6
1.3.1 Difusión de iones y electrones en ausencia de campo eléctrico.	6
1.3.2 Arrastre y movilidad de iones	8
1.3.3 Arrastre de electrones	8
1.4 Detección de fotones	10
1.4.1 Absorción fotoeléctrica	11
1.5 Formación de la avalancha	12
CAPITULO 2: USO DE DETECTORES PROPORCIONALES GASEOSOS PARA LA DETECCION DE RADIACION DE CHERENKOV	15
2.1 Efecto Cherenkov	15
2.2 Detectores Cherenkov	18
2.3 Uso de detectores proporcionales en la detección de radiación de Cherenkov	22
2.4 Detectores proporcionales	23
2.4.1 Principios básicos de operación	23
2.4.2 Desarrollo temporal de la señal	25
2.4.3 Fenómeno de carga espacial	27
2.5 Detector proporcional multi alambres (MWPC)	28
2.6 Cámaras de placas paralelas en etapas múltiples (MSAC)	30
2.7 El detector RICH del experimento NA35	34
CAPITULO 3: LA CAMARA DE AVALANCHAS DE ETAPAS MULTIPLES (MSAC) ...	36
3.1 Selección del gas	36
3.2 Tetrakis(dimetilamino)etileno (TMAE)	37
3.2.1 Propiedades	37
3.2.2 Purificación del TMAE	38
3.2.3 Propiedades físicas e influencia de la temperatura	39
3.2.4 Descomposición y compatibilidad con materiales de laboratorio	40
3.2.5 El TMAE y la emisión de luz en mezclas conteniendo gases nobles	41
3.3 Descripción y operación de la MSAC	45
3.3.1 Región de Conversión	46
3.3.2 Región de preamplificación	47
3.3.3 Región de transferencia	47
3.3.4 Compuerta electrónica	49

3.3.5 Región de amplificación	50
CAPITULO 4: OPTIMIZACION DE LA MSAC	51
4.1 Funcionamiento del detector	51
4.2 Estudios de la MSAC como detector de fotones ultravioleta	58
4.2.1 El sistema de gas y TMAE.	58
4.2.2 El sistema óptico y la adquisición de datos	59
4.2.3 Dispositivo experimental y el "trigger" del sistema.	66
4.2.4 Estudio del comportamiento de la MSAC en función de la concentración de etano y de la temperatura de TMAE.	72
4.2.5 Tamaño de la avalancha y resolución espacial	75
4.2.6 Retroalimentación.	77
4.3 Resultados del detector RICH de NA35.	81
CAPITULO 5: CONCLUSIONES	83
APENDICE A: TEORIA CINETICA DE LOS GASES	84
A.1 Gas ideal	84
A.2 Trayectoria libre media	86
A.3 Distribución de velocidades	86
A.4 Difusión	87
APENDICE B: MODULOS ELECTRONICOS	89
APENDICE C: GANANCIA ENTRE DOS PLACAS PARALELAS	91
BIBLIOGRAFIA	93

Lista de Figuras

1.1	Velocidad de arrastre para electrones en metano, etano y etileno.	9
1.2	Velocidad de arrastre para electrones en mezclas de argón – metano.	9
1.3	Sección transversal de absorción en función de la energía del fotón.	10
1.4	Forma de la avalancha	12
1.5	Ionización entre los dos electrodos.	13
2.1	Emisión de una partícula viajando con velocidad a) menor y b) mayor que la velocidad de fase de la luz	16
2.2	Curva de dispersión de un material transparente en el espectro electromagnético total.	17
2.3	a) Curva de dispersión del freón. b) Curva de dispersión para varios cristales.	18
2.4	Configuración "Focalización por Proximidad"	21
2.5	Configuración "Focalización de Imagen"	21
2.6	Primer prototipo del Detector RICH	22
2.7	Principio de operación de la TPC para la detección de fotones.	23
2.8	Detector proporcional constituido por un cilindro coaxial y campo eléctrico en función de r.	24
2.9	Desarrollo de una avalancha en un detector proporcional en la vecindad del ánodo.	24
2.10	Ganancia en función del voltaje en las diferentes regiones de operación.	25
2.11	Señal del pulso en un contador proporcional	27
2.12	Principio de construcción y definición de los parámetros en una MWPC	28
2.13	a) Equipotenciales y líneas de campo en una MWPC. b) Vista ampliada alrededor de los alambres.	29
2.14	Variación del campo eléctrico a lo largo del eje perpendicular al plano del alambre.	29
2.15	Principio de operación de la MSAC.	30
2.16	El elemento gaseoso de Preamplificación y Transferencia (PAT).	31
2.17	Diferentes geometrías de construcción de las cámaras en etapas múltiples.	33
2.18	El detector RICH del experimento NA35.	35

3.1	Eficiencia cuántica del TMAE en función de λ	39
3.2	Presión de vapor del TMAE	40
3.3	Espectro de emisión del argón	42
3.4	Espectro de emisión de avalanchas en TMAE. Mezcla de gas: argón (97%) + CH ₄ (93%) + TMAE (0.4 Torr)	43
3.5	Razón luz – carga en función de la presión parcial del TMAE para diferentes gases nobles	44
3.6	Razón luz – carga para mezclas conteniendo metano	44
3.7	Vista esquemática de la Cámara de Avalanchas en etapas Múltiples (MSAC).	45
3.8	Curva de transmisión de freón y cuarzo. Eficiencia cuántica del TMAE.	46
3.9	Efecto de la incidencia no normal del fotón	47
3.10	Velocidad de arrastre de los electrones en una mezcla de : He (95.2%) – C ₂ H ₆ (4.8%) + TMAE a 34 °.	48
3.11	Diferentes mecanismos de compuerta electrónica.	49
3.12	a) Compuerta cerrada. b) Compuerta abierta	50
4.1	Dispositivo experimental, para las pruebas realizadas con argón/metano.	52
4.2	Señal obtenida en la etapa de preamplificación	52
4.3	Señales correspondientes a la preamplificación y amplificación.	53
4.4	Curva de transferencia de la carga	54
4.5	Variación de la amplificación en función del voltaje de amplificación	54
4.6	Uniformidad de respuesta de la MSAC.	56
4.7	Espectro de la altura del pulso en la región proporcional, para rayos X de 5.9 keV de ⁵⁵ Fe.	56
4.8	Fenómeno de retroalimentación.	57
4.9	Sistema de gases y TMAE	60
4.10	Sistema óptico usado en el experimento	61
4.11	Funcionamiento esquemático de la CCD	63
4.12	Fotodetección utilizando silicio.	64
4.13	Organización del sensor CCD.	65

4.14	Esquema del circuito utilizado para pulsar la fuente de luz ultravioleta.	68
4.15	Dispositivo experimental.	69
4.16	"Trigger" electrónico.	70
4.17	Respuesta de la MSAC en función del momento de aplicación y la duración de los pulsos	71
4.18	Luminosidad promedio en función del voltaje de amplificación, para una preamplificación dada.	73
4.19	Luminosidad en función de la temperatura del TMAE.	73
4.20	Vista bidimensional y tridimensional de una avalancha sola observada por la CCD.	76
4.21	Distribución de la avalancha	76
4.22	Resolución espacial	77
4.23	Vista bidimensional de eventos con avalanchas secundarias.	78
4.24	a) Distribución angular de las avalanchas secundarias alrededor de la avalancha primaria.	79
4.25	Porcentaje de avalanchas de retroalimentación en función de la concentración de TMAE y etano	80
4.26	Anillos de Cherenkov	82
C.1	Amplificación entre placas paralelas.	91

INTRODUCCION

La aceleración de iones pesados a velocidades ultrarelativistas ha abierto una nueva frontera en la física de partículas, principalmente en lo relacionado con el estudio de un sistema de alta densidad de energía. En este tipo de experimentos en donde se crean cientos de partículas en las colisiones de los iones pesados con blancos fijos, es necesario identificar las partículas como piones, kaones y protones en un amplio intervalo de momentos.

Una Cámara de Trazas Luminosas (Streamer Chamber) como detector de vértices en un campo magnético alto, proporciona el momento de las partículas, sin embargo éstas no son completamente identificadas, ya que este detector no proporciona ninguna información sobre su masa o velocidad. Para poder identificarlas, es necesario utilizar detectores RICH (Ring Imaging Cherenkov), que proporcionan información sobre la velocidad. En estos instrumentos se detecta la radiación de Cherenkov producida por una partícula cuando atraviesa un medio con velocidad mayor que la velocidad de la luz en ese material.

La técnica para la detección de dicha radiación se basa en la fotoconversión de la componente ultravioleta y la subsecuente amplificación de los electrones en un medio gaseoso por medio de campos eléctricos entre electrodos paralelos, creando avalanchas que son detectadas electrónicamente o por la luz visible que emiten.

Para una partícula cargada, la radiación de Cherenkov es emitida a un ángulo fijo respecto a su trayectoria. El ángulo de emisión o ángulo de Cherenkov está dado por el índice de refracción del medio y por la velocidad de la partícula. Cuando la radiación incide sobre el plano del detector de fotones, se crea una imagen dada por la intersección de un cono por un plano. En el caso de incidencia normal de la partícula, la imagen corresponde a un anillo. La determinación del ángulo de Cherenkov a partir de la imagen proporciona información sobre la velocidad de la partícula. Con esta información y las medidas del momento proporcionadas por la Cámara de Trazas se obtiene una identificación completa de la partícula.

Los primeros detectores empleados para la construcción de las imágenes de Cherenkov, derivan de la Cámara Proporcional Multialambres (MWPC) propuesta originalmente por G. Charpak y sus colaboradores hace algunos años en el CERN. Sin embargo, este método de detección presenta dos problemas: encontrar una combinación gaseosa fotosensitiva compatible con la ventana de entrada de la radiación, que además tenga una buena eficiencia cuántica, y desarrollar una geometría del detector de fotones que permita alcanzar factores de multiplicación elevados para la detección de un solo fotoelectrón, y que pueda ser operado a altos flujos de partículas. Varias soluciones han sido propuestas en los últimos años. La más eficiente ha sido el uso de TMAE (Tetrakis(dimetilamino)etileno) como vapor fotosensible y una cámara de placas paralelas en etapas múltiples (MSAC) como detector.

Una solución basada en la Cámara Proporcional en Etapas Múltiples (MSPC) fue adoptada en el primer detector RICH operacional, en el experimento E605 en Fermilab (USA) [1]. En la MSPC, los electrodos y la estructura del campo eléctrico son tales que permiten una preamplificación de la carga inicial por un factor de 100, antes de entrar a una MWPC donde ocurre una amplificación adicional. La localización del evento se lleva a cabo midiendo las señales en los ánodos y cátodos de la MWPC con Convertidores de Analógico a Digital (ADC). La información de la altura del pulso proporcionada por los ADC es usada para medir las coordenadas de cada fotón de Cherenkov. Con este tipo de lec-

tura no se obtiene una imagen bidimensional directa. La limitación de este diseño es que para un gran número de fotones o para muchas partículas, las señales en las proyecciones se sobreponen y las ambigüedades en la reconstrucción bidimensional no pueden ser resueltas.

Una técnica más sofisticada, que permite operar a altos flujos de partículas y alcanzar factores de multiplicación de aproximadamente 10^6 , ha sido desarrollada en el experimento NA35 en el CERN (Suiza). El detector es una MSAC operada en modo pulsado (Gated mode), de manera que solo para una pequeña fracción de los eventos, preseleccionados por otros detectores, ocurre la amplificación total. La introducción de un sistema optoelectrónico para la lectura de los eventos proporciona una imagen bidimensional sin ambigüedades del anillo de Cherenkov.

El presente trabajo se basa en el estudio y optimización de una MSAC utilizada para la detección de la radiación de Cherenkov; para lo cual, se ha construido un prototipo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ similar a la MSAC del experimento NA35, y se han llevado a cabo diversas pruebas en el laboratorio, las cuales son descritas en el capítulo 4 de la tesis.

CAPITULO I

PROCESOS FISICOS EN GASES

Ya que el presente trabajo está centrado en el estudio de un detector gaseoso, es importante, antes de discutir el funcionamiento de éste, recordar los principales procesos que produce la radiación al pasar por un medio gaseoso sujeto a diferentes condiciones físicas. En el presente capítulo se hace una revisión general de dichos procesos.

1.1 Ionización

Cuando una partícula cargada de suficiente energía pasa a través de un gas, lo ioniza. La ionización puede esquematizarse como:



donde X es un átomo del gas y p la partícula ionizante.

Durante el proceso, uno o más electrones son liberados de los átomos del gas, creándose iones positivos y electrones. El fenómeno ocurre cuando la energía impartida al átomo excede el potencial umbral de ionización del gas. Potenciales de ionización para algunos gases importantes están listados en la Tabla 1.1 [2].

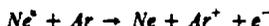
Tabla 1.1: Propiedades de ionización para varios gases

Gas	Primer potencial de ionización (eV)	W Energía promedio para liberar un par de iones (eV)
H ₂	15.4	37
He	24.6	41
N ₂	15.5	35
Ne	21.6	36
Xe	12.1	22
Ar	15.8	26
O ₂	12.2	31
CH ₄	13.1	28
C ₂ H ₆	11.5	-

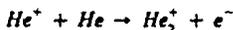
Los electrones e iones creados directamente por la partícula cargada son conocidos como ionización primaria y se define como el número de colisiones ionizantes por unidad de longitud sufridas por

la partícula. Algunos de los electrones producidos (rayos δ) tienen una cantidad de energía suficientemente alta de manera que éstos a su vez crean pares electrón-ion, es decir, ionización secundaria. La suma de ambas es conocida como ionización específica total y se define como el número total de iones creados por unidad de longitud. El espectro de la ionización específica total se comporta de acuerdo a una distribución de Landau, mientras que la ionización primaria sigue una distribución de Poisson.

Un segundo mecanismo de ionización en gases es el Efecto Penning. En ciertos átomos, se excitan estados metaestables, los cuales no pueden desexcitarse inmediatamente emitiendo un fotón; en tales casos la desexcitación puede ocurrir a través de una colisión con un segundo átomo, resultando en la ionización del segundo, por ejemplo:



Otro mecanismo importante el cual ocurre en gases nobles, es la formación de iones moleculares. En este proceso un ion positivo del gas interactúa con un átomo del mismo tipo formando un ion molecular, por ejemplo:



Debido a la naturaleza estadística de estas reacciones, dos partículas idénticas en general no producen el mismo número de pares ion-electrón. Sin embargo, se puede determinar el número promedio de pares creados para una pérdida de energía dada. Es importante notar que esta cantidad no es igual a la pérdida de energía dividida por el potencial de ionización, ya que una parte de la energía se pierde por excitación. El número de iones creados puede ser apropiadamente expresado como:

$$n_i = \frac{\Delta E}{W_i}$$

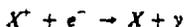
donde ΔE es la pérdida de energía en el volumen de gas considerado y W_i es la energía efectiva promedio para crear un par, la cual es independiente de la carga, masa y velocidad de la partícula, pero depende del gas en el cual el par es creado. La tabla 1.1 da la energía promedio W_i para formar un par en algunos de los gases más comúnmente usados.

1.2 Recombinación y captura de electrones

Una vez que el par electrón-ion ha sido creado, varios procesos pueden llevarse a cabo incluyendo la recombinación, la captura electrónica, el intercambio de carga y la absorción por las paredes del detector.

La *recombinación* es un proceso de especial importancia en la operación de un detector gaseoso ya que limita el número de electrones que permanecen libres antes de ser amplificados o colectados por las paredes del detector, factor que influye en la eficiencia y resolución de éste.

Los iones positivos y electrones creados durante la ionización se pueden recombinar bajo la fuerza de su atracción eléctrica, emitiendo un fotón durante el proceso:



En un gas que contiene iones positivos y negativos, ocurre un proceso de recombinación similar:



En general la tasa de recombinación depende de las concentraciones de iones en el gas.

La concentración de iones positivos y negativos: n^+ y n^- a cualquier tiempo, puede ser expresada en términos del coeficiente de recombinación β [3]:

$$dn = -\beta n^+ n^- dt \quad (1.1)$$

Si suponemos que hay igual concentración de iones positivos y negativos:

$$\frac{dn}{dt} = -\beta n^2 \quad (1.2)$$

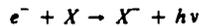
La integración de la ec.(1.2) da la concentración de iones restantes en el gas un tiempo t después del evento ionizante:

$$n = \frac{n_0}{1 + \beta n_0 t} \quad (1.3)$$

donde n_0 es la concentración inicial de iones.

El coeficiente de recombinación varía entre 10^{-8} y $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$ para diferentes gases.

Otro proceso importante es la *captura electrónica*, que consiste en la absorción de electrones libres por átomos electronegativos para formar iones negativos estables:



Los átomos electronegativos son aquellos que tienen la capa electrónica exterior casi llena, de manera que la adición de un electrón extra resulta en la liberación de energía.

La energía liberada durante el proceso se conoce como afinidad electrónica. La Tabla 1.2 lista los valores medidos de la afinidad electrónica para algunos átomos y moléculas [4].

Tabla 1.2: Afinidad Electrónica

Substancia	Afinidad (eV)
Cl	3.613
F	3.448
Br	3.363
O	1.446
H	0.80
NO ₂	3.91
SF ₆	1.43

La atenuación de una corriente de electrones atravesando un gas, puede describirse por:

$$I_e = I_{e_0} \exp(-\eta x) \quad (1.4)$$

donde η es el coeficiente de captura electrónica.

Claramente la presencia de algún gas electronegativo en un detector disminuye fuertemente la eficiencia de colección de pares electrón-ion. Otros gases electronegativos son O_2 , CO_2 , y CCl_4 . Por el contrario los gases nobles como He , Ne , Ar comúnmente usados en detectores de ionización, tienen afinidad electrónica negativa, es decir no capturan electrones libres, y por lo tanto permiten una alta amplificación de la carga en el detector.

1.3 Transporte de iones y electrones en gases

Muchas características de la operación de un detector gaseoso están determinadas por el movimiento de los iones y electrones en el gas, que se puede describir por la teoría cinética de los gases.¹ Difusión y arrastre son los dos fenómenos más importantes que influyen en la operación de este tipo de detectores.

1.3.1 Difusión de iones y electrones en ausencia de campo eléctrico.

En cualquier gas, los átomos, iones y electrones creados en un evento ionizante se difunden uniformemente de una región de alta concentración a una de baja concentración, cuando no hay un campo eléctrico presente. Durante el proceso pierden energía debido a las colisiones con otros átomos o moléculas del gas, alcanzando rápidamente el equilibrio térmico con el gas y eventualmente recombinándose. La velocidad térmica de las cargas está descrita por la distribución de Maxwell, dando una velocidad media de:

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (1.5)$$

donde T es la temperatura del gas, k es la constante de Boltzman y m la masa del ion o electrón.

Es claro que los electrones alcanzan una mayor velocidad promedio que los iones debido a su menor masa. La velocidad térmica promedio de los electrones a temperatura ambiente es, aproximadamente 10^8 cm/seg mientras que para iones es de $\sim 10^4$ cm/seg.

La concentración de cargas que se han difundido una distancia radial r , después de un tiempo t está dada por la relación:

$$N = \frac{N_0}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right) \quad (1.6)$$

donde D es el coeficiente de difusión y N_0 es la concentración de cargas a $t = 0$ [3].

¹ Ver apéndice A.

La distancia cuadrática media:

$$\bar{r}^2 = \frac{\int_0^{\infty} r^2 N 4\pi r^2 dr}{\int_0^{\infty} N 4\pi r^2 dr}$$

puede reducirse a :

$$\bar{r}^2 = 6 D t$$

esto representa la difusión en tres dimensiones, es decir la difusión esférica.

El caso bidimensional o difusión cilíndrica está dado por:

$$\bar{r}^2 = 4 D t$$

Y el caso unidimensional:

$$\bar{r}^2 = 2 D t$$

La ecuación (1.6) indica que las cargas se difunden siguiendo una distribución gaussiana cuyo ancho se incrementa rápidamente con t. Los electrones se difunden más que los iones debido a que su velocidad térmica (v) y su trayectoria libre media (λ) son mayores.

La Tabla 1.3 da el coeficiente de difusión (D^+), la trayectoria libre media (λ), la velocidad térmica (v) y la movilidad (μ^+), para varios iones en su propio gas.

Tabla 1.3: Trayectoria libre media, velocidad, coeficiente de difusión y movilidad para diferentes moléculas.

Gas	λ (cm)	v (cm/ μ s)	D^+ (cm ² /seg)	μ^+ (cm ² seg ⁻¹ V ⁻¹)
H ₂	1.8 x 10 ⁻⁸	.2	0.34	13.0
He	2.8 x 10 ⁻⁸	.14	0.26	10.2
Ar	1.0 x 10 ⁻⁸	.044	0.04	1.7
O ₂	1.0 x 10 ⁻⁸	.05	0.06	2.2
H ₂ O	1.0 x 10 ⁻⁸	.071	0.02	0.7

1.3.2 Arrastre y movilidad de iones

Si un campo eléctrico está presente, se observa un movimiento neto de los iones a lo largo de la dirección del campo. La velocidad promedio de este movimiento se conoce como velocidad de arrastre u^+ , y se encuentra que es linealmente proporcional al campo eléctrico E .

$$u^+ = \frac{e\lambda}{m\nu} E$$

el factor multiplicando E se conoce como movilidad μ^+ .

$$u^+ = \mu^+ E \quad (1.7)$$

El valor de la movilidad es específico para cada ion moviéndose en un gas dado. Una movilidad constante es la consecuencia de que, hasta campos muy altos, la energía promedio de los iones casi no se modifica. Sin embargo, este no es el caso para electrones. Para gases ideales donde las cargas permanecen en equilibrio térmico, la movilidad de los iones está relacionada con el coeficiente de difusión como:

$$\frac{D^+}{\mu^+} = \frac{kT}{e} \approx 0.026eV \quad (1.8)$$

En la Tabla 1.3 se dan valores de la movilidad para iones en varios gases.

1.3.3 Arrastre de electrones

Una teoría simple de la movilidad de los electrones puede construirse, siguiendo los mismos argumentos que para los iones positivos. Sin embargo, se encuentra que la movilidad de electrones no es constante excepto para muy bajos valores del campo reducido E/p . Debido a su menor masa, los electrones pueden incrementar substancialmente su energía entre colisiones con las moléculas del gas bajo la influencia del campo eléctrico.

La velocidad de arrastre de los electrones puede escribirse como:

$$u = \frac{2e\tau}{3m} E$$

donde τ , que es el tiempo promedio entre colisiones, en general es función del campo eléctrico.

La velocidad de arrastre para electrones en diferentes gases se muestra en las figuras 1.1 y 1.2. A presión atmosférica, se pueden alcanzar velocidades de $\sim 10^7$ cm/s en campos eléctricos de aproximadamente 1 kV/cm.

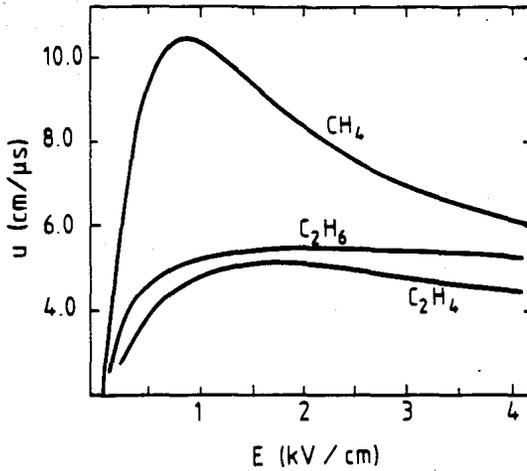


Figura 1.1: Velocidad de arrastre para electrones en metano, etano y etileno.

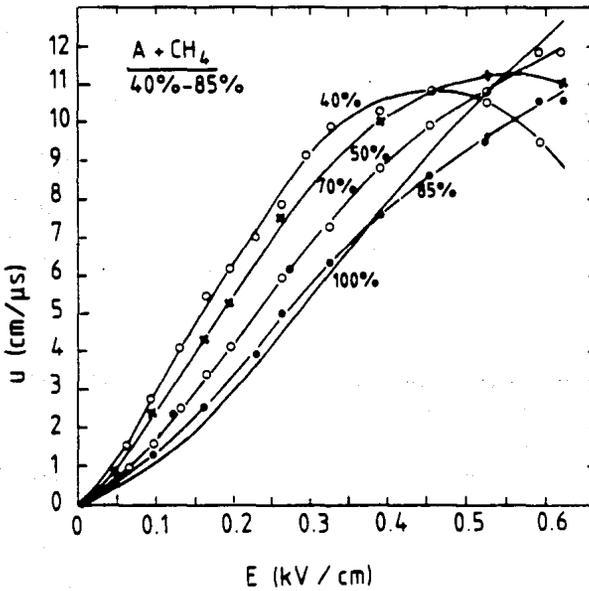


Figura 1.2: Velocidad de arrastre para electrones en mezclas de argón - metano.

1.4 Detección de fotones

Los fotones de energía suficientemente alta pueden ser detectados en un detector gaseoso, gracias a fenómenos electromagnéticos que los absorben al pasar por el gas, produciendo ionización. La probabilidad de absorción está dada por la sección transversal σ y la atenuación de un haz de fotones con intensidad inicial I_0 atravesando una distancia x de un medio con N moléculas por unidad de volumen, de la siguiente manera:

$$I = I_0 \exp(-\sigma N x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (1.9)$$

la cantidad $\mu = \sigma N$ es conocida como coeficiente de absorción.

Dependiendo de la energía del fotón, la interacción puede seguir diferentes mecanismos. A energías menores de 500 keV el proceso dominante es la absorción fotoeléctrica; para energías de unos cientos de keV ocurre la dispersión de Compton y a más altas energías (~ 50 MeV) el proceso más probable es la producción de pares electrón-positrón [5].

La figura 1.3 muestra la sección transversal de absorción en función de la energía del fotón, en carbón y plomo.

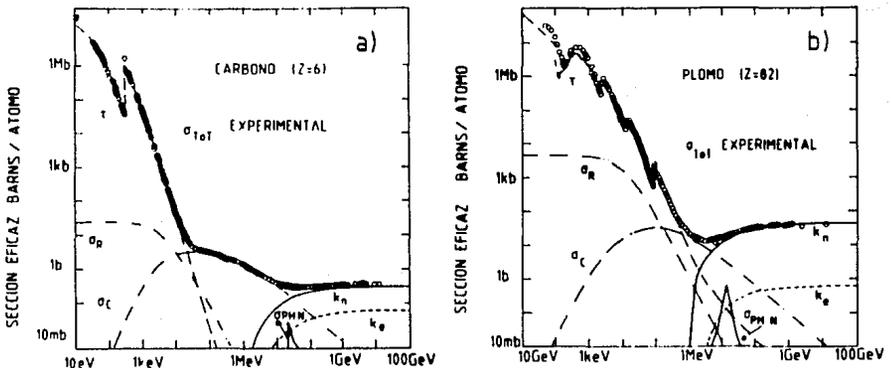


Figura 1.3: Sección transversal de absorción en función de la energía del fotón. En Carbón (a), y en Plomo (b), mostrando los diferentes procesos: τ = Efecto fotoeléctrico. σ_R = Dispersión de Rayleigh. σ_C = Dispersión de Compton. κ_n = Producción de pares electrón-positrón (campo nuclear) κ_e = Producción de pares (campo electrónico). $\sigma_{PH,N}$ = Absorción fotonuclear [6].

En la operación de detectores de fotones ultravioleta la absorción fotoeléctrica es el fenómeno determinante y será considerado en detalle a continuación.

1.4.1 Absorción fotoeléctrica

El proceso de absorción fotoeléctrica es simplemente el proceso fotoeléctrico ocurriendo en un medio gaseoso fotosensible y exhibe las mismas características de umbral del efecto fotoeléctrico en superficies metálicas [7,8].

El proceso de absorción fotoeléctrica o fotoionización puede esquematizarse de la siguiente manera:



donde A es un átomo o molécula.

El proceso involucra una o más transiciones en las capas electrónicas de una molécula [5]. Denotando por E_j la energía de amarre de una capa j , el proceso puede ocurrir en esa capa sólo para fotones de energía $E_i \geq E_j$.

La absorción de un fotón de energía E_i en una capa de energía E_j resulta en la emisión de un fotoelectrón de energía $E_e = E_i - E_j$.

A muy bajas energías, el fotoelectrón es emitido a un ángulo de aproximadamente 90° con respecto a la dirección de incidencia del fotón; el ángulo de emisión disminuye conforme aumenta la energía del fotón.

La molécula excitada puede regresar a su estado base por dos mecanismos diferentes:

- *Fluorescencia*, es decir, la transición de un electrón de una capa de energía $E_i < E_j$ a la capa j , con la emisión de un fotón de energía $E_j - E_i$.

- *Efecto Auger*, el cual es el rearrreglo interno entre varios electrones de las capas de más baja energía con la emisión de un electrón de energía aproximada E_j .

La eficiencia de la fotoionización [9] depende de la longitud de onda λ del fotón incidente y de la estructura del fotocátodo, y está dada por:

$$\eta = \frac{\# \text{ de iones producidos/seg}}{\# \text{ de fotones de longitud de onda } \lambda \text{ absorbidos/seg}}$$

Estudios recientes han mostrado que los vapores orgánicos resultan más eficientes fotocátodos que los sólidos o líquidos.

En los capítulos siguientes presento una descripción del uso de fotocátodos orgánicos para la detección de fotones y en particular aplicados a la detección de radiación de Cherenkov.

1.5 Formación de la avalancha

Consideremos ahora el proceso de amplificación en un gas. El paso de una partícula ionizante a través de un gas libera muchos pares de iones y electrones. En ausencia de campo eléctrico los pares ion-electrón se difundirán y eventualmente alcanzaran el equilibrio térmico. Si hay campo eléctrico presente una velocidad de arrastre es superimpuesta a los movimientos térmicos como fue explicado anteriormente.

Si el campo eléctrico es lo suficientemente alto (del orden de unos cuantos kV/cm), los electrones de la ionización o fotoionización primaria ganarán suficiente energía para ionizar otras moléculas del gas, esta ionización secundaria puede a su vez generar ionización terciaria y así sucesivamente hasta alcanzar el potencial umbral de ionización del gas. Esta producción de ionización resulta en la formación de una avalancha o cascada de aproximadamente 10^8 electrones. Debido a la mayor movilidad de los electrones, la avalancha tiene la forma de una gota líquida con los electrones agrupados al frente y los iones hacia atrás como se muestra en la figura 1.4 [5].

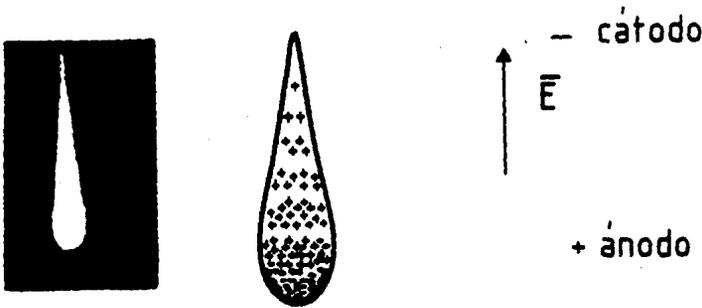


Figura 1.4: Forma de la avalancha. La avalancha tiene la forma de una gota con los electrones acumulados en el frente y los iones moviéndose hacia atrás.

Si α^{-1} es la trayectoria libre media del electrón para una colisión ionizante, entonces α es la probabilidad de que ocurra una ionización por unidad de longitud de trayectoria. α es conocido como primer coeficiente de ionización de Townsend y está dado por la ecuación (1.10).

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp\left(\frac{-BP}{E}\right) \quad (1.10)$$

donde P es la presión, E es el campo eléctrico aplicado y A y B son constantes. En la Tabla 1.4 se listan los valores de A y B para varios gases.

Consideremos un gas confinado entre dos electrodos paralelos separados una distancia d como se ve en la figura 1.5. Supongamos que ocurre una ionización a una distancia x del ánodo liberándose un electrón, después de una trayectoria libre media α^{-1} un par ion-electrón será creado y dos electrones continuarán viajando para crear dos nuevos pares después de haber viajado una distancia correspondiente a la trayectoria libre media, y así sucesivamente. El cambio en el número de electrones después de una distancia dy será

$$dN = \alpha N dy \quad (1.11)$$

Tabla 1.4: Valores de los coeficientes A y B para varios gases

Gas	A (1/cm torr)	B (V / cm torr)
He	3	34
Ne	4	100
Ar	12	180
Kr	17	240
Xe	26	350
H ₂	5	130
N ₂	12	342
H ₂ O	13	290
CO ₂	20	466

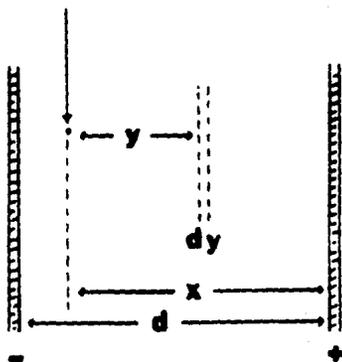


Figura 1.5: Ionización entre los dos electrodos.

La integración de (1.11) da el número total de electrones creados en una trayectoria y .

$$n = n_0 \exp(\alpha y) \quad (1.12)$$

El factor de multiplicación es entonces

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp(\alpha y) \quad (1.13)$$

Si el campo eléctrico no es uniforme, α será una función de x y la multiplicación total será:

$$M(x) = \exp \left[\int_x^0 \alpha(y) dy \right] \quad (1.14)$$

El factor de multiplicación no puede aumentar ilimitadamente. Procesos secundarios como la emisión de fotones induciendo la creación de avalanchas secundarias (retroalimentación) y la deformación de la carga espacial, eventualmente resultan en una producción continua de descargas. El factor de multiplicación está limitado a:

$$\alpha d < 20$$

O, en términos de la ganancia: $M < 10^6$.

CAPITULO 2

USO DE DETECTORES PROPORCIONALES GASEOSOS PARA LA DETECCION DE RADIACION DE CHERENKOV

2.1 Efecto Cherenkov

Una partícula moviéndose con velocidad constante a través de un medio emite fotones si su velocidad es mayor que la velocidad de la luz en el medio, es decir:

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (2.1)$$

Los átomos excitados en la vecindad de la partícula se polarizan asimétricamente debido a la contracción de Lorentz en la dirección del movimiento de la partícula. La despolarización de los átomos produce emisión de radiación coherente a un ángulo característico θ determinado por la velocidad de la partícula y el índice de refracción del medio.

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.2)$$

Dicha radiación es conocida como efecto Cherenkov [10].

El ángulo de emisión o ángulo de Cherenkov varía de $0 < \theta < \cos^{-1}(1/n)$ para $\beta = 1/n$ y $\beta = 1$ respectivamente.

La solución de las ecuaciones de Maxwell para el caso $\beta n > 1$ tienen la forma de una onda electromagnética. El frente de onda está sobre la superficie de un cono de abertura

$$\alpha = \sin^{-1}(1/n\beta) \quad (2.3)$$

La figura 2.1 muestra la emisión de la partícula para $\beta < 1/n$ y para $\beta > 1/n$ [11].

La velocidad de la partícula puede determinarse por observación del ángulo θ en un material cuyo índice de refracción es conocido.

De la relación (2.2), se encuentra que la resolución de velocidad está dada por:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \left[(\tan \theta \Delta\theta)^2 + \left(\frac{\Delta n}{n} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

con $\Delta\beta$, $\Delta\theta$ y Δn el error r.m.s. en la medida de β , θ y n respectivamente [8].

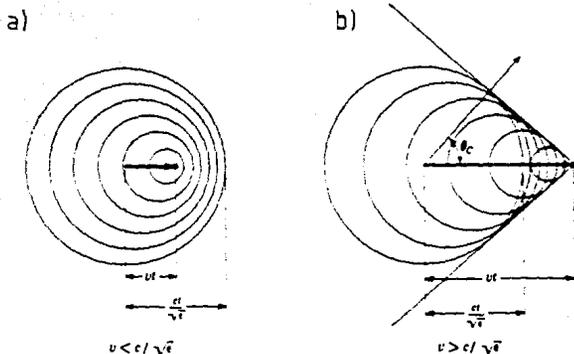


Figura 2.1: Emisión de una partícula viajando con velocidad a) menor y b) mayor que la velocidad de fase de la luz en el medio.

La cantidad de energía emitida por unidad de longitud y por intervalo de frecuencia para una partícula de carga Ze está dada por la relación [4]:

$$\frac{dE}{dx d\omega} = \frac{Z^2 r_e m c^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (2.5)$$

El número de fotones producidos por unidad de longitud en un intervalo de frecuencia ν y $\nu + d\nu$ resulta ser:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{2\pi e^2}{\hbar c} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \frac{d\nu}{c} \quad (2.6)$$

tomando en cuenta que: $\lambda = \frac{c}{\nu}$ se obtiene:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi \alpha \frac{1}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) d\lambda \quad (2.7)$$

donde $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ es la constante de estructura fina [11].

La radiación de Cherenkov no es producida sobre todo el espectro electromagnético. De la ecuación 2.7 uno puede ver que el número de fotones emitidos en el intervalo de longitud de onda λ y $\lambda + d\lambda$ es proporcional a λ^{-2} y al índice de refracción del medio; de aquí que la emisión está fuertemente corrida hacia el ultravioleta, ya que el índice de refracción aumenta con la energía. En la figura 2.2 se muestra la curva de dispersión de un material transparente en el espectro electromagnético [12]. El espectro puede ser dividido en tres regiones:

i) la región del infrarojo lejano, cerca de la radiofrecuencia, donde el número de fotones emitidos por unidad de longitud es muy pequeño y proporcional a λ^{-2} .

ii) en la región de los rayos X, n siempre es menor que 1, de manera que la condición para que ocurra el efecto Cherenkov no se cumple y por lo tanto no hay emisión.

iii) en la región del visible y del ultravioleta cercano, el material resulta transparente para $n > 1$ por lo que esta zona resulta ser la de mayor contribución en la emisión de radiación.

La integración de (2.7) sobre el intervalo del visible $\lambda_1 = 400 \times 10^{-7} \text{ cm}$ a $\lambda_2 = 700 \times 10^{-7} \text{ cm}$, da el número de fotones emitidos por cm

$$N = 500 \langle \sin^2 \theta \rangle$$

En el detector RICH del experimento NA35 se utiliza un radiador² de freón y una ventana de cuarzo separándolo del detector de fotones, como será explicado posteriormente. Tomando en cuenta la dispersión de estos materiales en el espectro electromagnético (figura 2.3), el intervalo de interés está entre $\lambda_1 = 183 \times 10^{-7} \text{ cm}$ y $\lambda_2 = 225 \times 10^{-7} \text{ cm}$. En este intervalo, el número de fotones emitidos por cm en el radiador resulta ser:

$$N = 467 \langle \sin^2 \theta \rangle$$

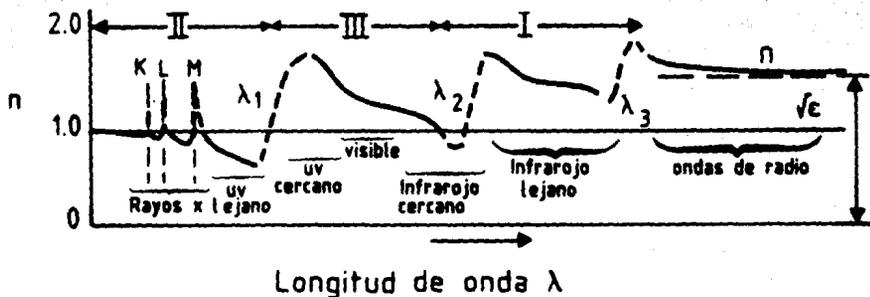


Figura 2.2: Curva de dispersión de un material transparente en el espectro electromagnético total.

² Radiador: es el medio que atraviesa la partícula, para producir la radiación de Cherenkov.

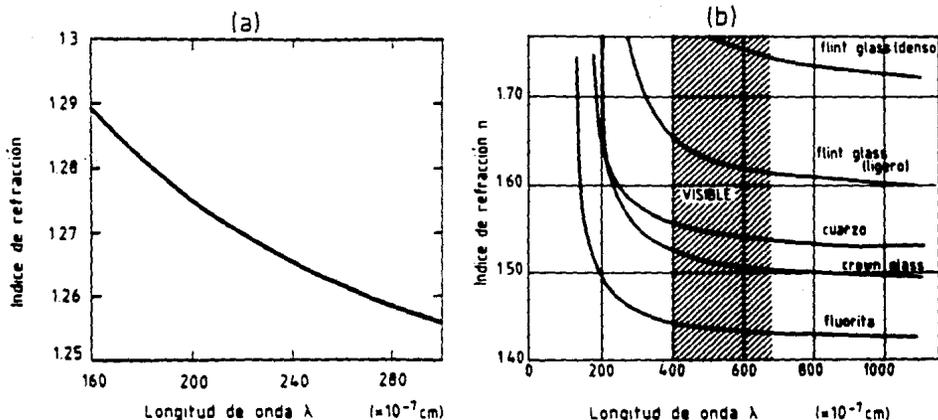


Figura 2.3: a) Curva de dispersión del hielo. b) Curva de dispersión para varios cristales.

2.2 Detectores Cherenkov

Los contadores de Cherenkov operan bajo el principio de que la radiación es emitida por una partícula cargada cuya velocidad excede la velocidad de la luz en el medio radiador. Aunque la intensidad de la radiación de Cherenkov es relativamente baja, los contadores de Cherenkov son muy útiles en física de altas energías debido a la característica direccional de la radiación. Los radiadores de Cherenkov acoplados a dispositivos ópticos o fotomultiplicadores resultan útiles para determinar la velocidad de partículas de alta energía.

Los Contadores de Cherenkov se pueden clasificar de la siguiente manera [4]:

- *Contadores de umbral* : Detectan la presencia de partículas cuya velocidad excede una cantidad mínima.
- *Contadores diferenciales* : Este tipo de contadores pueden medir la velocidad de la partícula dentro de un cierto intervalo, usando tal contador es posible tener una señal de la presencia de una partícula de masa dada.
- *Contador DISC* (differential isochronous self-collimating counter): Es un contador diferencial que utiliza un sistema óptico para corregir aberraciones cromáticas y geométricas, usado para seleccionar un cierto tipo de partículas en un haz no separado.

Sin embargo, es claramente deseable utilizar el efecto Cherenkov para medir el ángulo de Cherenkov para cada partícula al atravesar un medio, ya que esta información puede ser combinada con medidas independientes del momento para obtener una identificación completa de la partícula.

De las relaciones:

$$\theta = \cos^{-1}\left(\frac{1}{\beta n}\right)$$

y

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

se obtiene:

$$\theta = \cos^{-1}\left(\frac{\gamma}{n\sqrt{\gamma^2 - 1}}\right) \quad (2.8)$$

Ya que γ está relacionada con la masa y el momento de la partícula a través de:

$$\gamma = \frac{E}{mc^2} = \frac{\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}}{m c^2} \quad (2.9)$$

se puede determinar la masa de la partícula si se conoce p y β , y por lo tanto identificarla.

Con tales propósitos se ha estudiado una nueva clase de detectores Cherenkov: *Ring Imaging Cherenkov Counter* (RICH), permitiendo la identificación de partículas cargadas en un amplio intervalo de momentos.

La técnica se basa en la formación y detección de imágenes anulares para la determinación del ángulo de Cherenkov.

En términos generales un detector RICH consiste de un medio sólido, líquido o gaseoso, con un sistema óptico de focalización, acoplado a un detector de fotones.

Un detector ideal debe tener las siguiente propiedades [8,13]:

1. Superficie suficientemente grande para aceptar todas las imágenes generadas por las partículas que intercepten el medio.
2. Sensitividad uniforme sobre toda la superficie.
3. Capacidad de localización de la posición espacial de los fotones en la imagen anular.
4. Alta eficiencia cuántica.
5. Buena resolución espacial

El número de fotones emitidos en un radiador de longitud L en un intervalo de energía dE está dado por [8]:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{L}{137hc} \sin^2\theta \quad (2.10)$$

Integrando sobre el intervalo de aceptación de energía del detector y tomando $\varepsilon(E)$ como la eficiencia cuántica para la detección de fotones, $\varepsilon_r(E)$ la transmitividad del medio óptico y $\varepsilon_s(E)$ como la reflectividad del espejo, se encuentra el número de fotones detectados:

$$N = N_0 L \sin^2 \theta \quad (2.11)$$

con

$$N_0 = \frac{\alpha}{\hbar c} \int_{E_1}^{E_2} \varepsilon(E) \varepsilon_r(E) \varepsilon_s(E) dE \quad (2.12)$$

La cantidad N_0 da la respuesta específica del detector al espectro de Cherenkov.

Un detector RICH puede ser construido en dos configuraciones diferentes [14,15]:

a). — *Focalización por Proximidad*

b). — *Focalización de Imagen*

En la configuración "*Focalización por Proximidad*" (figura 2.4) no existe un sistema físico de focalización. La técnica en esta configuración consiste en usar un radiador apropiadamente delgado (5 a 10 mm) de manera que la radiación se propague directamente hacia el detector de fotones colocado a una distancia 10 a 20 veces mayor que el ancho del radiador, formándose una imagen anular.

Esta configuración se usa cuando el radiador es un medio denso (sólido o líquido), ya que el ángulo de Cherenkov puede ser suficientemente grande como para producir un número adecuado de fotones por unidad de longitud del radiador, que permita determinar con buena precisión el ángulo de Cherenkov.

En esta configuración la resolución geométrica del ángulo de Cherenkov está limitada por el espesor d del radiador y la distancia l entre el radiador y el detector de fotones.

El radio del anillo está dado por:

$$R = l \tan \phi \quad (2.13)$$

donde ϕ es el ángulo de refracción del fotón a la salida del radiador.

El anillo de Cherenkov es circular para partículas de incidencia normal. El error en la determinación del radio del anillo está dado por:

$$\Delta R = d \tan \theta \quad (2.14)$$

La configuración "*Focalización de Imagen*" se utiliza principalmente con radiadores gaseosos. Debido a que el índice de refracción $n \sim 1$, el número de fotones emitidos por unidad de longitud es muy pequeño; sin embargo, uno puede aumentar la cantidad de fotones emitidos aumentando el ancho del radiador. Para obtener una imagen anular es necesario introducir un sistema de focalización.

La técnica consiste en enfocar toda la radiación emitida a lo largo del radiador con un espejo esférico, hacia el plano focal donde se coloca el detector de fotones, como se muestra en la figura 2.5.

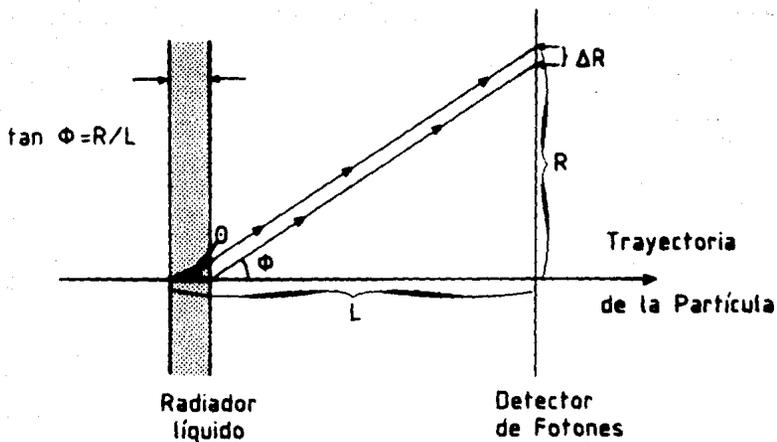


Figura 2.4: Configuración "Focalización por Proximidad"

El anillo tiene un radio de:

$$R = f\theta \tag{2.15}$$

donde $f = r/2$ es la longitud focal del espejo.

Para $r \gg R$, la superficie esférica se puede aproximar a una superficie plana, en este caso

$$R = f \tan \theta$$

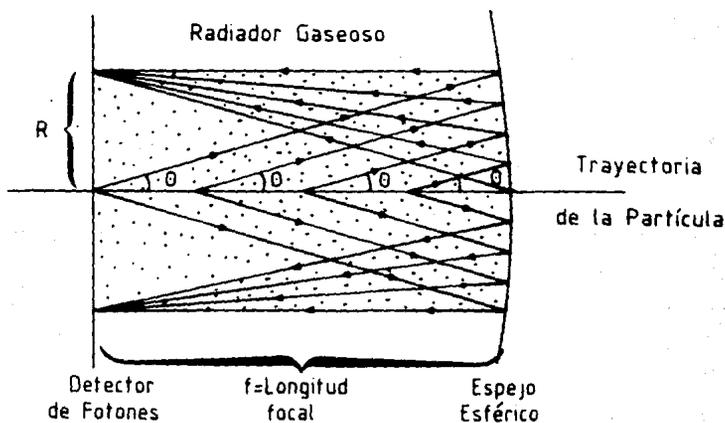


Figura 2.5: Configuración "Focalización de Imagen"

2.3 Uso de detectores proporcionales en la detección de radiación de Cherenkov

La idea original de la detección de los fotones ultravioleta (UV) de la radiación de Cherenkov utilizando como detector de fotones una cámara proporcional de multialambres (MWPC) conteniendo un gas fotosensible con un potencial de ionización bajo, surgió en 1977 a partir de los trabajos de Seguinot y T.Ypsilantis [8], sobre la técnica de los detectores RICH.

Ellos detectaban la luz emitida por las partículas que atravesaban un volumen de gas, usando un detector proporcional conteniendo un gas fotosensible a longitudes de onda del ultravioleta. La idea fue llevada a cabo con el detector mostrado en la figura 2.6. La fuente de luz era un volumen de argón a presión atmosférica, excitado por una fuente de partículas α . El detector, separado del radiador por medio de una ventana de fluoruro de litio, consistía de una MWPC conteniendo argón y benceno como gas fotoionizable (potencial de ionización 9.2 eV).

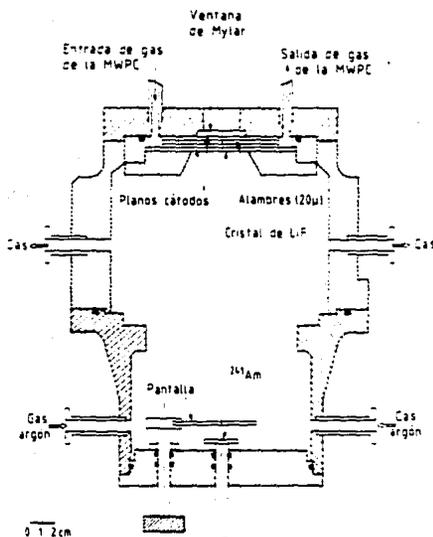


Figura 2.6: Primer prototipo del Detector RICH

Esta configuración no permitía alcanzar una ganancia suficiente para detectar un solo fotoelectrón, lo cual es una condición necesaria en esta aplicación. El problema fue resuelto por Breskin et al. [16] en el CERN, con la introducción de una cámara de alambres como una cámara de centelleos, con una lectura de video del evento. La cámara contenía Trietilamina (TEA) como gas fotoionizable. Una ventana de fluoruro de calcio (CaF_2) separaba el radiador del detector. Los fotones Cherenkov UV que penetraban en el detector eran convertidos por efecto fotoeléctrico en el TEA, los fotoelectrones producidos eran amplificados y terminaban produciendo un centelleo que era detectado por la cámara de video.

Un poco más tarde Anderson [17] introduce un nuevo gas fotosensible en la región del UV, se trata de Tetrakis(dimetilamino)etileno (TMAE), cuyo bajo potencial de ionización (5.3 eV) permite la utilización de ventanas de cuarzo sintético en los detectores.

La utilización del TMAE como gas fotoionizable tuvo un desarrollo importante dentro de su aplicación en los detectores RICH, con la utilización de cámaras de proyección temporal (TPC) las cuales están constituidas por un volumen de deriva y una MWPC. El principio de operación se resume en la figura 2.7 [18]. Los fotones UV son absorbidos en el espacio de conversión por el vapor fotosensible (TEA o TMAE). La posición en x está dada por los tiempos de deriva y en y por la MWPC.

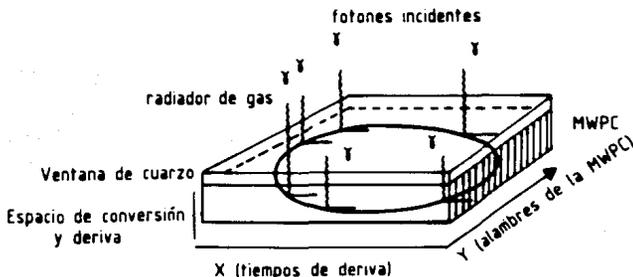


Figura 2.7: Principio de operación de la TPC para la detección de fotones.

Breskin, Charpak y Sauli [19] han desarrollado una técnica de detección que permite alcanzar factores de amplificación de aproximadamente 10^6 , necesarios para la detección de un solo fotoelectrón. Ellos utilizaban una cámara proporcional de placas paralelas en etapas múltiples y TMAE como gas fotosensible. Los detectores proporcionales que dieron lugar a las cámaras en etapas múltiples se describen a continuación.

2.4 Detectores proporcionales

2.4.1 Principios básicos de operación

Si uno considera un volumen de gas, por ejemplo, un cm de argón contenido entre dos electrodos planos, una partícula de ionización mínima atravesando el volumen liberará aproximadamente 120 pares de iones, si esta carga es colectada en un electrodo, la señal detectada será

$$V = \frac{n e}{C}$$

Si se aplica un campo eléctrico intenso entre los electrodos, el fenómeno de avalancha tiene lugar y la amplitud de la señal cambia dependiendo de la longitud de la avalancha, es decir de la posición donde se produjo la carga original. No hay ninguna proporcionalidad entre la energía depositada y la señal detectada. Si se considera una geometría coaxial cilíndrica como se muestra en la figura 2.8 [5], compuesta de un cilindro conductor como cátodo y un eje central hecho de un alambre metálico delgado como ánodo, puede obtenerse una señal proporcional.

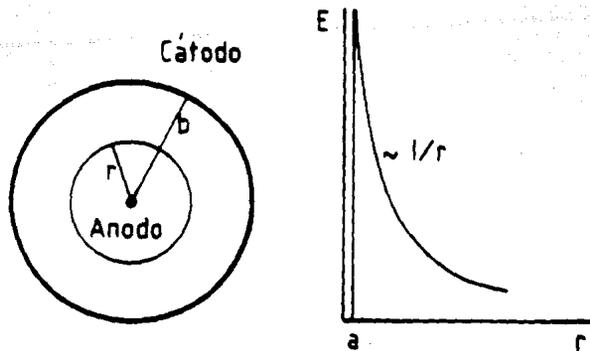


Figura 2.8: Detector proporcional constituido por un cilindro coaxial y campo eléctrico en función de r .

El campo eléctrico del sistema es máximo en la superficie del ánodo y decrece rápidamente como $1/r$ hacia el cátodo. Usando alambres muy finos se pueden obtener valores del campo muy elevados en la vecindad del ánodo. En la mayoría del volumen donde las cargas son producidas, el campo eléctrico arrastra a los electrones hacia el ánodo y a los iones hacia el cátodo, sin embargo, muy cerca del ánodo el campo eléctrico es suficientemente alto para iniciar la multiplicación de cargas. Una avalancha típica se desarrolla, como fue explicado anteriormente, con los electrones al frente y los iones hacia atrás. La figura 2.9 muestra las diferentes fases del desarrollo de la avalancha alrededor del ánodo. Los electrones son colectados rápidamente y los iones empiezan a viajar hacia el cátodo.

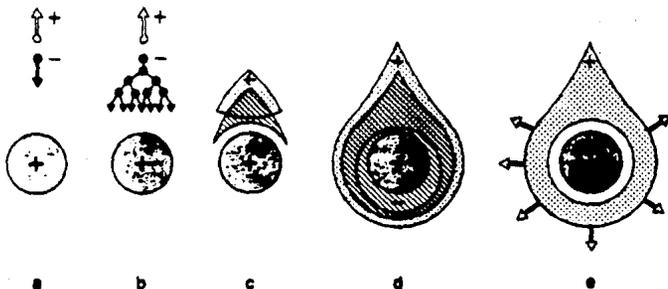


Figura 2.9: Desarrollo de una avalancha en un detector proporcional en la vecindad del ánodo.

La figura 2.10 muestra como la carga detectada depende de la diferencia de potencial entre ánodo y cátodo. A voltajes muy bajos la recombinación es el proceso dominante, cuando empieza la colección total de cargas se dice que el contador opera en el modo de cámara de ionización. A un cierto

voltaje llamado voltaje umbral V_T , el campo eléctrico es suficientemente alto para iniciar la multiplicación, dando una señal proporcional; a más altos voltajes la proporcionalidad disminuye gradualmente como consecuencia de las distorsiones del campo debido a la carga creada alrededor del ánodo. La región de proporcionalidad termina en una región de ganancia saturada. En la región IV, conocida como región Geiger-Müller, las avalanchas se propagan en todo el detector y todo el alambre del ánodo está rodeado por una nube de iones y electrones. A voltajes más elevados las descargas se extienden sobre todo el detector.

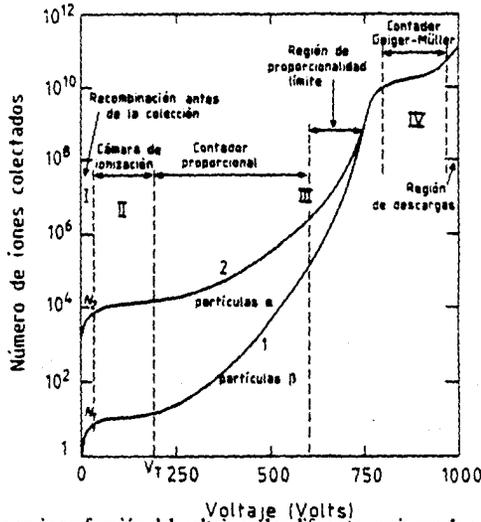


Figura 2.10: Ganancia en función del voltaje en las diferentes regiones de operación.

Si a y b son los radios del ánodo y del cátodo respectivamente; a una distancia r del ánodo el campo eléctrico y el potencial electrostático están dados por:

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \quad y \quad V(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{a} \quad (2.16)$$

donde $V_0 = V(b)$, $V(a) = 0$ y $C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(b/a)}$.

2.4.2 Desarrollo temporal de la señal

Como se ve en la figura 2.9 el proceso empieza a una distancia de unos pocos radios del alambre, es decir, a menos de $50 \mu\text{m}$ de la superficie del ánodo. Tomando un valor típico de $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ para la velocidad de arrastre de los electrones, el proceso total de multiplicación ocurre en menos de 1 nseg, en ese instante los electrones han sido colectados por el ánodo y los iones derivan hacia el cátodo. La señal detectada, negativa en el ánodo y positiva en el cátodo es la consecuencia del cambio en energía del sistema debido el movimiento de las cargas.

La señal inducida por una carga Q que se mueve una distancia dr en un sistema de capacitancia total IC (l es la longitud del contador) está dada por la relación:

$$dv = \frac{Q}{ICV_0} \frac{dV}{dr} dr \quad (2.17)$$

Asumiendo que todas las cargas son producidas a una distancia x del alambre, las contribuciones de los electrones e iones a la señal en el ánodo serán:

$$v_- = -\frac{Q}{ICV_0} \int_a^{a+x} \frac{dV}{dr} dr = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{a+x}{a}$$

y

$$v_+ = \frac{Q}{ICV_0} \int_{a+x}^b \frac{dV}{dr} dr = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{b}{a+x}$$

La señal total inducida en el ánodo es:

$$v = v_+ + v_- = -\frac{Q}{IC}$$

Valores típicos para un contador proporcional son $a = 10 \mu\text{m}$, $x = 1 \mu\text{m}$, $b = 10 \text{mm}$; substituyendo en las expresiones anteriores, se encuentra que la contribución de los electrones es cerca del 1 % del total. Para propósitos prácticos esta contribución es despreciada.

El desarrollo temporal de la señal puede calcularse fácilmente considerando que los iones que se alejan de la superficie del alambre con movilidad constante son la única contribución. En este caso, la integración de la ecuación 2.17 da la señal inducida en el ánodo:

$$v(t) = -\int_0^t dv = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{r(t)}{a} \quad (2.18)$$

de la definición de movilidad (eq. 1.7) se obtiene que:

$$\frac{dr}{dt} = \mu^+ \frac{E}{P} = \frac{\mu^+ CV_0}{2\pi\epsilon_0 P} \frac{1}{r}$$

y por lo tanto:

$$\int_a^r r dr = \frac{\mu^+ CV_0}{2\pi\epsilon_0 P} \int_0^t dt$$

$$r(t) = \left[a^2 + \frac{\mu^+ CV_0}{\pi\epsilon_0 P} t \right]^{1/2}$$

Substituyendo $r(t)$ en la ecuación 2.18 se obtiene:

$$v(t) = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l} \ln \left[1 + \frac{\mu^+ CV_0}{\pi\epsilon_c P a^2} t \right] \quad (2.19)$$

El tiempo total de arrastre de los iones, T , se obtiene de la condición $r(T) = b$,

$$T = \frac{\pi\epsilon_0 P (b^2 - a^2)}{\mu^+ CV_0} \quad (2.20)$$

De la ecuación 2.19 se obtiene que $v(T) = \frac{-Q}{lC}$ como es esperado. El desarrollo temporal de la señal se muestra en la figura 2.11, para un detector conteniendo argón, y con $a = 10 \mu\text{m}$, $b = 8 \text{ mm}$. Para un voltaje operacional típico de $V_0 = 3 \text{ kV}$, se obtiene $T = 550 \mu\text{s}$. Ya que no es necesario usar toda la señal, el pulso es usualmente diferenciado para acortar su duración. De este modo solo la parte rápida del crecimiento del pulso es analizada. Dependiendo de la constante de tiempo del diferenciador, el tiempo de caída del pulso varía.

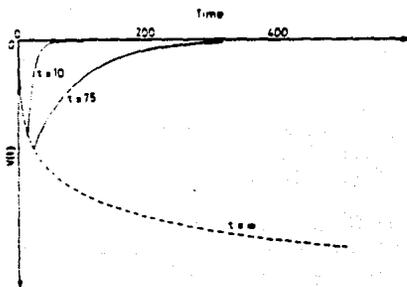


Figura 2.11: Señal del pulso en un contador proporcional. El pulso es usualmente acortado por un circuito diferenciador RC con una constante de tiempo τ . La figura muestra el efecto de dos constantes diferentes.

2.4.3 Fenómeno de carga espacial

El desarrollo de una nube de iones positivos alrededor del alambre del ánodo durante el proceso de avalancha, provoca una reducción local del campo eléctrico, este efecto se conoce como carga espacial y limita la ganancia del detector. El campo se restablece sólo cuando los iones han sido neutralizados en el cátodo. Cuando el contador es operado en modo proporcional o semiproporcional la extensión de la avalancha alrededor del alambre es muy pequeña, entre 0.1 y 0.5 mm, y por lo tanto la modificación del campo ocurre en una zona pequeña. Cuando el contador es expuesto a altos flujos de radiación, a partir de un cierto umbral, la densidad de carga positiva es suficientemente grande para hacer disminuir la ganancia rápidamente.

2.5 Detector proporcional multi alambres (MWPC)

Un requerimiento básico en la física experimental de partículas es la determinación de las trayectorias de las partículas. La invención de la MWPC en 1968 por Charpak y sus colaboradores en el CERN, mostró que un arreglo de muchos alambres paralelos en el ánodo, ensamblados en la misma cámara podían actuar como contadores proporcionales independientes, haciendo un detector práctico para el monitoreo de la posición de las partículas.

Una MWPC consiste esencialmente de un juego de alambres delgados paralelos como ánodos, espaciados regularmente y empacados entre dos cátodos planos. La figura 2.12, [5] muestra una vista esquemática de la estructura. La distancia l es tres o cuatro veces mayor que la separación entre los alambres (s).

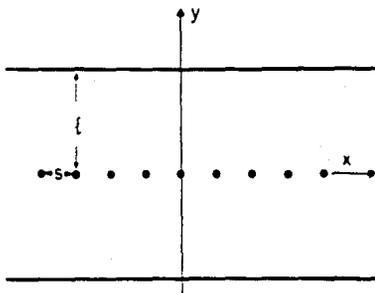


Figura 2.12: Principio de construcción y definición de los parámetros en una MWPC

Cuando un potencial negativo se aplica entre los cátodos, manteniendo los ánodos aterrizados, se genera un campo eléctrico como se muestra en la figura 2.13a. Excepto por la región vecina a los alambres, las líneas de campo son paralelas y casi constantes.

Cuando las cargas son liberadas por un evento ionizante, los electrones son arrastrados a lo largo de las líneas de campo hasta que alcanzan la zona de alto campo eléctrico cerca de los alambres donde ocurre la multiplicación de avalancha de la misma manera que en los contadores proporcionales. La figura 2.14 muestra la variación del campo eléctrico a lo largo de una dirección perpendicular al plano de los alambres.

De la figura 2.12 y requiriendo que $V(a) = V_0$ y $V(l) = 0$ se obtiene que [5]:

$$V(x,y) = \frac{CV}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{2\pi l}{s} - \ln \left[4 \left(\sin^2 \frac{\pi x}{s} + \sinh^2 \frac{2\pi y}{s} \right) \right] \right\} \quad (2.21)$$

$$E(x,y) = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s} \left(1 + \tan^2 \frac{\pi x}{s} \tanh^2 \frac{2\pi y}{s} \right)^{1/2} \left(\tan^2 \frac{\pi x}{s} + \tanh^2 \frac{2\pi y}{s} \right)^{-1/2} \quad (2.22)$$

Y la capacitancia por unidad de longitud está dada por :

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{(\pi l/s) - \ln(2\pi a/s)} \quad (2.23)$$

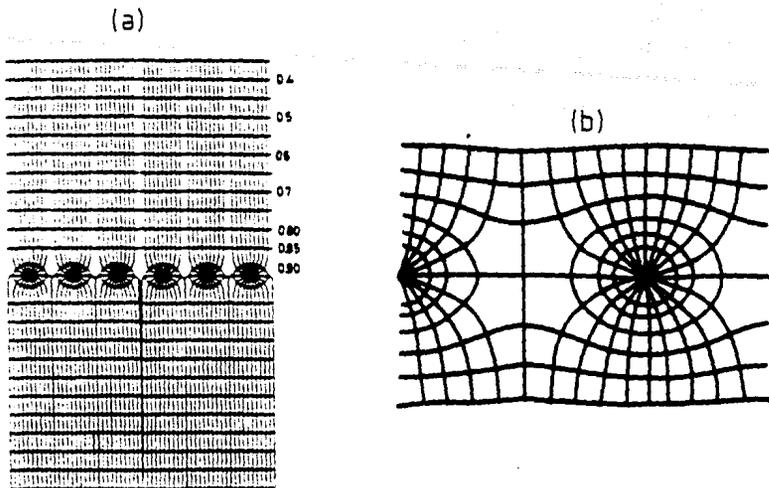


Figura 2.13: a) Equipotenciales y líneas de campo en una MWPC. b) Vista ampliada alrededor de los alambres.

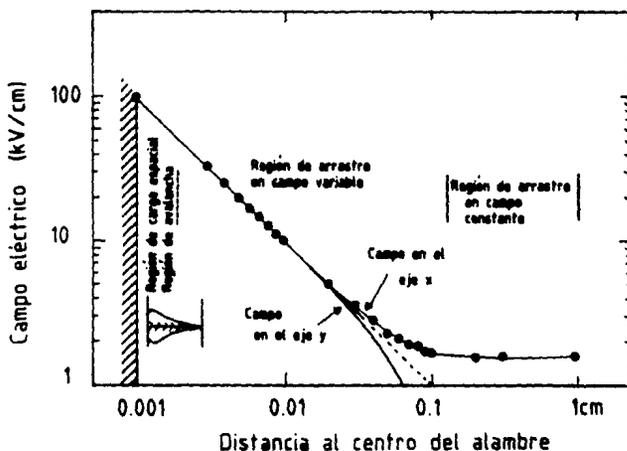


Figura 2.14: Variación del campo eléctrico a lo largo del eje perpendicular al plano del alambre.

La exactitud de localización en una MWPC depende de la distancia entre los alambres; separaciones de 2 mm son usadas para una buena operación del detector.

La ganancia de una cámara MWPC a un voltaje operacional dado, depende de la forma y el valor del campo eléctrico en la región de amplificación y puede cambiar a lo largo del alambre o de alambre en alambre como consecuencia de variaciones mecánicas. Variaciones del 1 % en el diámetro del alambre implican una variación del 3 % en la ganancia, mientras que variaciones de 0.1 mm en la longitud de la zona implican variaciones del 15 %.

2.6 Cámaras de placas paralelas en etapas múltiples (MSAC)

El conteo máximo en una MWPC está determinado por dos factores: la resolución temporal y las distorsiones del campo producidas por los iones positivos creados durante el desarrollo de la avalancha (fenómeno de carga espacial), provocando una reducción de la ganancia hasta del 50 % a flujos de 10^4 partículas/seg.

Para resolver estas dificultades se ha ideado un dispositivo donde sólo una fracción f de los eventos, adecuadamente seleccionada, alcanza la amplificación de avalancha total, permitiendo su operación a flujos mayores de 10^7 part./seg. Dichos dispositivos son conocidos como Cámaras de Avalanchas en Etapas Múltiples (MSAC) [19].

Una MSAC es un dispositivo que combina una cámara de placas paralelas (PPAC) con una MWPC u otra PPAC, generalmente construidas con mallas metálicas delgadas.

El principio de operación se ilustra en la figura 2.15. Los electrones liberados por un evento ionizante en la parte superior de la estructura, atraviesan una zona de preamplificación A_1 , donde la carga inicial es multiplicada por un factor M_1 , la avalancha de electrones resultante es arrastrada en el gas a través de la región D de bajo campo eléctrico, hacia la compuerta G la cual transmite las cargas sólo durante un corto periodo de tiempo. Los electrones transmitidos alcanzan la segunda zona de amplificación A_2 de ganancia M_2 . Una ganancia total de $M_1 \times M_2 \approx 10^6$ puede alcanzarse en esta estructura.

El número de iones positivos producidos por unidad de tiempo en la segunda región de amplificación a un flujo de partículas R será entonces:

$$n R M_2 (1 + f M_1)$$

donde n es el número de cargas primarias liberadas en los elementos de amplificación, y f es la razón entre los eventos seleccionados y el flujo total de partículas [20].

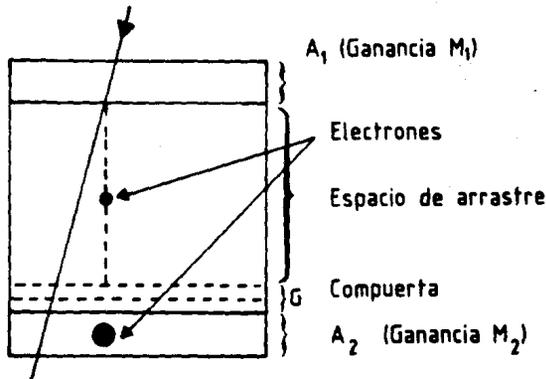


Figura 2.15: Principio de operación de la MSAC.

Charpak y Sauli han sugerido que la propagación de la avalancha en una MSAC puede ser descrita por el siguiente mecanismo: Los electrones liberados en un gas por un evento ionizante incrementan

su energía en la región de alto campo eléctrico e inducen emisión de luz secundaria por colisiones inelásticas con los átomos del gas. Para una mezcla de gas apropiada conteniendo pequeñas cantidades de un componente con bajo potencial de fotoionización, el proceso puede dar lugar al desarrollo de una avalancha.

Si la región de alto campo eléctrico se separa, a través de un malla metálica, de una región de bajo campo; tendrá lugar el proceso de avalancha, con una fuga considerable de electrones hacia la región inferior, como se ve en la figura 2.16. El examen del campo eléctrico en la estructura de Preamplificación y Transferencia (PAT) muestra que un número de líneas de campo igual a la razón de los campos E_T y E_P escapa hacia la región inferior.

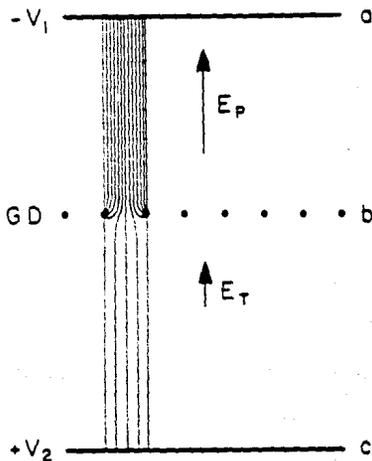


Figura 2.16: El elemento gaseoso de Preamplificación y Transferencia (PAT). La multiplicación ocurre entre los electrodos a y b, y una fracción de los electrones es transferida hacia la región de bajo campo eléctrico.

En un gas noble, por ejemplo argón, conteniendo alguna molécula poliatómica, pueden ocurrir diversos procesos dependiendo de la energía adquirida por los electrones en el campo eléctrico. A medida que los electrones aumentan su energía ϵ , alcanzan ciertos niveles que dan lugar a diferentes procesos de amplificación. Si el potencial de ionización I_a de la molécula poliatómica es menor que la energía de excitación E^* del gas noble, los niveles alcanzados pueden clasificarse de la siguiente manera:

- a) Ionización directa de la molécula poliatómica ($\epsilon > I_a$).
- b) Ionización indirecta de la molécula poliatómica por un átomo excitado del gas noble ($\epsilon > E^*$).
- c) Ionización directa del gas noble ($\epsilon > I_g$), donde I_g es el potencial de ionización del gas noble.

Los átomos excitados pueden perder su energía por la emisión de un fotón o por colisiones moleculares (efecto Penning).

El proceso de Amplificación y Transferencia ha sido estudiado en argón conteniendo:

acetona, $I_x = 9.7 \text{ eV}$.

propano, $I_x = 11.1 \text{ eV}$.

acetileno, $I_x = 11.4 \text{ eV}$.

metano, $I_x = 13 \text{ eV}$.

benceno, $I_x = 9. \text{ eV}$.

Los factores de amplificación obtenidos son muy similares, lo que sugiere que la ionización directa por colisiones electrónicas es el proceso predominante [21].

En ausencia de otros efectos (carga espacial, distorsión, etc) la ganancia total en una PPAC de espesor d está dada por [22]:

$$Q = Q_0 \exp(\alpha d)$$

donde α es el primer coeficiente de Townsend. A diferencia de una MWPC, los electrones representan una fracción considerable de la carga total inducida que está dada por:

$$Q_e = Q_0 \exp(\alpha d) \alpha d.$$

Diversas geometrías de construcción a partir del elemento primario PAT han sido propuestas con el propósito de explotar las propiedades del mecanismo de Preamplificación y Transferencia en un medio gaseoso. Algunas de estas estructuras se muestran en la figura 2.17. La diferencia principal está en el segundo elemento de amplificación y en el método de lectura utilizado. La figura 2.17a muestra un elemento PAT seguido de una MWPC convencional, recordemos que una MWPC entra en régimen Geiger-Müller a ganancias de 10^4 , mientras que en esta estructura pueden alcanzarse ganancias de 10^5 . La estructura del segundo elemento de amplificación permite una lectura electrónica bidimensional de los eventos con un dispositivo convertidor de analógico a digital (ADC).

La figura 2.17b [23] muestra una geometría que permite controlar la transmisión de los electrones preamplificados a través de un espacio de transferencia dividido en dos secciones T_1 y T_2 por una compuerta electrónica G, en tal caso, solo eventos seleccionados pueden alcanzar la segunda amplificación durante el tiempo de abertura de la compuerta.

En la figura 2.17c dos elementos de placas paralelas PPA1 y PPA2 son ensamblados en cascada, separados por una región de transferencia, esta estructura resulta mecánicamente más simple que las anteriores y constituye una verdadera MSAC. Las placas son hechas de mallas metálicas lo que garantiza una mejor uniformidad del campo eléctrico y una mayor resolución espacial. La intensidad y distribución de las líneas de campo dependen del diámetro y separación de los alambres de la malla, y del campo eléctrico aplicado entre las dos placas.

La cámara en etapas múltiples permite alcanzar ganancias de $\sim 10^6$, minimizando los problemas de carga espacial y la inestabilidad de funcionamiento (descargas) que se presentan en cámaras de una sola etapa. Esta nueva geometría permite además reducir el problema de retroalimentación de los fotones producidos por las avalanchas que pueden ionizar el gas y producir una señal secundaria. Con la estructura en etapas múltiples la mayoría de los fotones secundarios son absorbidos en la región de transferencia [24,25].

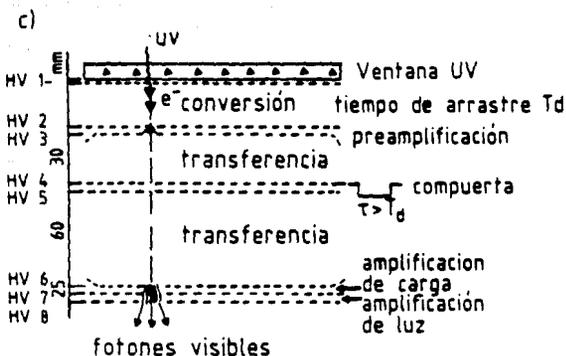
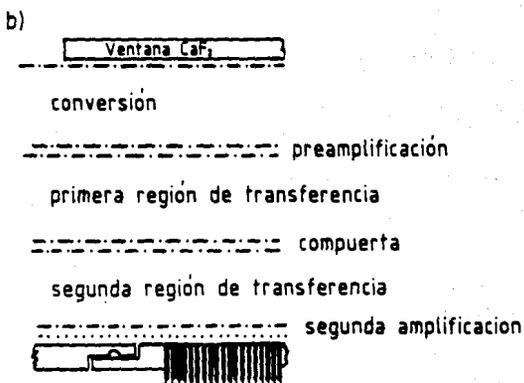
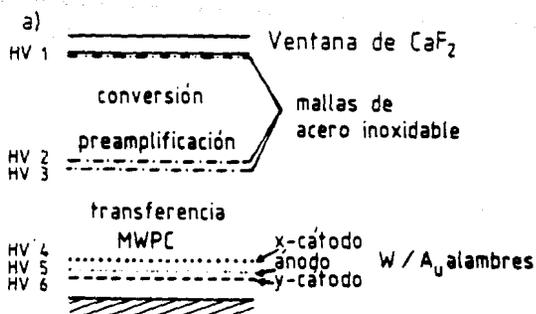


Figura 2.17: Diferentes geometrías de construcción de las cámaras en etapas múltiples.

La sustitución de la MWPC por otra PPAC en la segunda etapa de amplificación, permite la utilización de un sistema óptico para la detección de los eventos. Para ello, un sistema optoelectrónico detecta la luz producida por las avalanchas como resultado de la desexcitación de las moléculas fotosensibles en la mezcla de gas.

En la MSAC de la figura 2.17c, se obtienen ganancias de $\sim 10^4$. Para un sólo fotoelectrón producido en la región de conversión, ésto corresponde a una carga total de aproximadamente 1 pC, que puede ser fácilmente detectada con un amplificador de carga, comercial. Esta característica particular del detector enfoca sus aplicaciones hacia la detección de radiación de Cherenkov, donde es necesaria una eficiente detección de fotones aislados. Ya que no existe un gas fotoionizable en la región del visible, la detección se hace en el ultravioleta [26].

Las combinaciones adecuadas de materiales de construcción y gases fotosensitivos pueden dar eficiencias elevadas en la detección de dicha componente de la radiación.

El estudio de una MSAC, basada en los diseños de Charpak y colaboradores, para tales aplicaciones se describe en los capítulos siguientes.

2.7 El detector RICH del experimento NA35

El detector RICH del experimento NA35 que se lleva a cabo en el CERN, ha sido contruido para la identificación de piones, kaones y protones, producidos en colisiones de iones ^{32}S con núcleos pesados (Au,Ag,Pb). Una primera versión del detector fue construida en la configuración "Focalización de Imagen". El radiador es de freón líquido C_6F_{14} , y el sistema de focalización consiste de una matriz de espejos esféricos cortados en forma hexagonal y recubiertos con $\text{Al} + \text{Mg F}_2$ siendo altamente reflectante en la zona UV.

El detector RICH utiliza una Cámara de Avalanchas en etapas Múltiples (MSAC) para la detección de la componente ultravioleta de la radiación de Cherenkov producida en el radiador y un sistema optoelectrónico para la visualización de las avalanchas producidas en la MSAC.

Actualmente se encuentra en periodo de pruebas una nueva versión del detector, en la configuración "Focalización por Proximidad"

En la figura 2.18 se muestra la primera versión del detector RICH utilizado en el experimento NA35. A continuación, se dará una explicación detallada del detector de fotones.

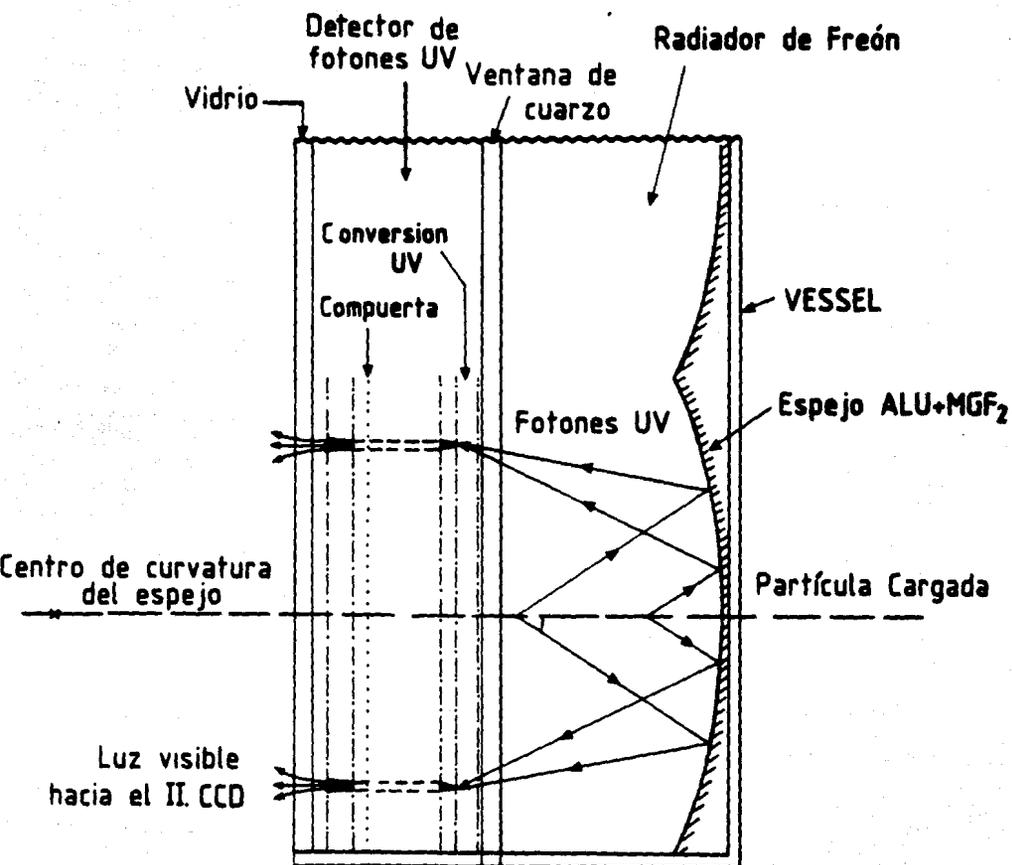


Figura 2.18: El detector RICH del experimento NA35.

CAPITULO 3

LA CAMARA DE AVALANCHAS DE ETAPAS MULTIPLES (MSAC)

3.1 Selección del gas

Ya que el proceso de multiplicación en avalancha ocurre en todos los gases, virtualmente cualquier gas o mezcla de gases puede ser utilizada; sin embargo, los requerimientos experimentales restringen la selección del gas. Bajo voltaje de operación, alta ganancia de carga, buena proporcionalidad, absorción en el ultravioleta lejano, son algunas de las condiciones experimentales que gobiernan la selección. En general estas condiciones son satisfechas más fácilmente por una mezcla de gases que por un gas puro.

La amplificación de la avalancha ocurre en gases nobles a campos eléctricos mucho menores que en un gas con moléculas más complejas. Descartando de antemano el xenon y kripton por su elevado costo, la elección recae en argón debido a su alta ionización específica y su bajo costo. Sin embargo, como se ve a continuación, un detector operando con argón puro no permite ganancias mayores de $10^3 - 10^4$ sin entrar en un estado de descarga continua (régimen Geiger - Müller).

Durante el proceso de desarrollo de la avalancha se forman átomos excitados e ionizados; los gases nobles excitados pueden regresar al estado base sólo a través de un proceso radiativo, y la energía mínima del fotón emitido (11.6 eV para argón) sobrepasa el potencial de ionización de cualquier metal que constituya el cátodo (ej. 7.7 eV para cobre). Los fotoelectrones pueden fácilmente ser extraídos del cátodo e iniciar una nueva avalancha muy poco tiempo después de la primera. Los iones de argón por otro lado, emigran hacia el cátodo y son neutralizados extrayendo un electrón, el balance de energía se logra ya sea radiando un fotón o por emisión secundaria, es decir, por la extracción de otro electrón de la superficie metálica. Ambos procesos resultan en la formación de avalanchas secundarias en todo el volumen gaseoso, aún a ganancias moderadas. La probabilidad de que estos procesos ocurran es suficientemente alta para inducir un estado de descarga permanente.

El problema puede resolverse agregando un gas poliatómico tal como metano, etano o vapores de alcohol ("extintor"). Estas moléculas tienen un comportamiento muy diferente, especialmente cuando tienen más de cuatro átomos. La gran cantidad de estados excitados no radiativos (rotacional y vibracional) permite la absorción de fotones en un amplio intervalo de energías. Para metano por ejemplo, la absorción es muy eficiente entre 7.9 y 14.5 eV, cubriendo el intervalo de energías de los fotones emitidos por argón. Las moléculas disipan esta energía por disociación en radicales más simples o por colisiones elásticas.

Una pequeña adición de gas poliatómico cambia drásticamente la operación del detector, debido al bajo potencial de ionización, resultando en un intercambio eficiente de iones. Una buena absorción de fotones y la supresión de emisión secundaria permiten alcanzar ganancias de hasta 10^6 .

La ganancia puede ser incrementada agregando una cantidad pequeña (ppm) de algún gas electronegativo como freón o etilbromido (C_2H_5Br), los cuales, como se explico anteriormente, capturan electrones libres formando átomos negativos que no inducen avalanchas. Además, su capacidad para absorber fotones reduce la creación de avalanchas secundarias.

Desafortunadamente el uso de gases poliatómicos orgánicos afectan dramáticamente el tiempo de vida y la operación del detector cuando han sido absorbidos altos flujos de radiación; la recombinación y disociación de las moléculas orgánicas producen la formación de polímeros sólidos o líquidos que se acumulan en los ánodos y cátodos del detector dependiendo de su afinidad. El detector puede ser reparado mediante una cuidadosa limpieza de las componentes.

Para detectores cerrados surge un problema adicional, y es la gran cantidad de "extintor" consumido en cada evento detectado. A una ganancia de 10^6 , y asumiendo que hay 100 pares ion-electrón por evento, aproximadamente 10^8 moléculas son disociadas. A fin de eliminar este problema los detectores son operados con un flujo continuo de gas.

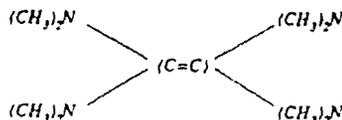
Una mezcla comúnmente usada en detectores proporcionales consiste de argón-metano (90% - 10%) [27]. Sin embargo, para detectores usados en la detección de radiación de Cherenkov, helio es mucho mejor que argón debido a su menor ionización específica para partículas cargadas, además de que tiene una baja saturación de velocidad, lo que permite hacer mediciones exactas de la velocidad de arrastre de los electrones [28]. El detector debe obviamente ser fotosensitivo, y el gas usado como "extintor" debe ser transparente al intervalo de la radiación detectada para que ésta fotoionice a la componente fotosensitiva de la mezcla de gas. Cálculos teóricos indican que mezclas conteniendo etano tienen una buena transparencia en la región de interés [29]. Como se vio en el capítulo anterior los vapores orgánicos como TEA y TMAE son ampliamente usados en este tipo de aplicaciones, sin embargo, el TMAE es preferido debido a: su alta eficiencia en la zona ultravioleta, a su emisión de luz en el visible, y a su compatibilidad con ventanas de cuarzo. El uso de TEA requiere de ventanas de fluoruros como por ejemplo: CaF_2 , MgF_2 , de muy elevado costo. Las propiedades del TMAE son descritas en detalle en la siguiente sección.

En el presente trabajo se han investigado mezclas de gas conteniendo helio, etano y TMAE en diferentes proporciones.

3.2 Tetrakis(dimetilamino)etileno (TMAE)

3.2.1 Propiedades

El tetrakis(dimetilamino)etileno es una molécula orgánica de la familia de aminas, bien conocida como un vapor fotosensitivo eficiente y por su habilidad para la quimiluminiscencia en reacciones con oxígeno, además de ser una buena emisora de luz en la región del visible. La estructura química del TMAE está dada como [30]:



El TMAE se encuentra en estado líquido a temperatura ambiente bajo una coloración amarilla y es altamente reactivo al oxígeno. Las siguientes propiedades físicas del TMAE han sido reportadas [31]:

Punto de fusión	-4 °C
Punto de ebullición	177 °C

Presión de vapor a 27 °C ~ 0.50 torr

Índice de refracción a 20 °C 1.4817

Densidad a 25 °C 0.891 gr/cm³

Conductividad líquida $1.4 \times 10^{-16} \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$

Además TMAE es fácilmente ionizado, lo que lo hace útil como fotocátodo líquido o gaseoso.

El TMAE en estado gaseoso tiene el más bajo potencial de ionización de todas las moléculas orgánicas [32]:

$$V_i = 5.36 \text{ eV} \pm 0.02 \text{ eV} \quad (3.1)$$

además de una alta eficiencia cuántica para la absorción de luz ultravioleta y eyección de fotoelectrones, lo cual lo hace el mejor candidato entre los tetraaminoetilenos para su uso en la detección de radiación de Cherenkov. La Tabla 3.1 [33] da una comparación del TMAE con otros compuestos de la misma familia y con elementos organo-metálicos (ocenos). La tabla da también el potencial de ionización de la trietilamina (TEA) como referencia. Todos estos compuestos son conocidos por tener un potencial de ionización muy bajo, en estado gaseoso.

El TMAE es el único material fotosensitivo que permite la utilización de cuarzo sintético como ventana para la entrada de luz UV. Además el bajo potencial de ionización del TMAE permite su uso con metano, etano e isobutano que son los gases que permiten una mejor estabilidad en el funcionamiento de un detector de fotones. La fotosensitividad del TMAE empieza a 230 nm y aumenta con la energía del fotón. El espectro de fluorescencia en estado gaseoso muestra un máximo a 477 nm.

Sin embargo, el TMAE presenta un inconveniente y es su baja presión de vapor (~ 0.50 torr a 27°), por lo que es necesario utilizarlo a altas temperaturas para tener una absorción eficiente de fotones. La longitud de absorción del TMAE a 40° es aproximadamente 7-8 mm.

Tabla 3.1: Potencial de ionización para diferentes compuestos fotosensibles

Compuesto	Potencial de ionización (eV)
TMAE	5.36
TMBI	5.41
TMAB	5.60
TMPD	6.20
TEA	7.5
Cobaltoceno	5.7
Cromoceno	6.0
Ferroceno	6.8

En la tabla: TMBI = tetrametil - biimidazol - dinilideno. TMAB = tetrakis(dimetilamino)butadieno. TMPD = tetrametil - p - fenilindiamina.

3.2.2 Purificación del TMAE

Para obtener una buena eficiencia de detección, el TMAE debe ser extremadamente puro. Los métodos más frecuentemente usados para la purificación del TMAE son los siguientes [33]:

Método 1. Consiste en mezclar, en una atmósfera de nitrógeno, una pequeña cantidad de agua con TMAE líquido y agitarla perfectamente, ya que el TMAE no se disuelve en el agua, solo las impurezas solubles en agua son capturadas. En seguida los dos líquidos son separados con algún método químico conocido. Esta operación se repite hasta que el agua quede transparente.

Método 2. Consiste en agregar aluminio para remover los productos de oxidación.

Método 3. Se basa en la destilación del TMAE al vacío. La operación debe ser repetida varias veces.

Método 4. Este método fue introducido por Anderson y se basa en el hecho de que las impurezas del TMAE son más volátiles que el TMAE mismo. Bombeando 10% del volumen del líquido con una bomba de vacío, el TMAE restante queda purificado.

3.2.3 Propiedades físicas e influencia de la temperatura

La longitud de radiación de TMAE (X_0) y la pérdida de energía $(dE/dx)_{\min}$ han sido calculadas usando programas de Monte Carlo, y se ha encontrado que a 3 mbar $X_0 = 17648.72 \text{ m}$ de donde $X_0 = 52.946 \text{ m}$ a presión atmosférica y $(dE/dx)_{\min} = 83 \text{ MeV}/X_0$.

Varios grupos han medido la eficiencia cuántica absoluta del TMAE en estado gaseoso y su longitud de absorción en función de la longitud de onda del fotón incidente. La figura 3.1 muestra la eficiencia cuántica del TMAE medida entre 120 y 280 nm [34].

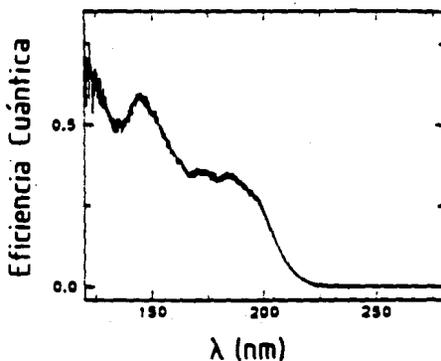


Figura 3.1: Eficiencia cuántica del TMAE en función de λ

El TMAE se utiliza en forma de vapor, siendo la temperatura del líquido la que determina la presión de vapor, sin embargo, debido a que el TMAE tiene una presión de vapor muy baja, la cantidad de TMAE en estado gaseoso es muy sensible a cualquier contaminación.

La presión de vapor del TMAE obedece la ecuación de Clausius - Clapeyron [35]:

$$P = P_0 \exp \left[\frac{\Delta H}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (3.2)$$

donde P_0 y T_0 son la presión y la temperatura de referencia. ΔH es el calor molar de vaporización y R es la constante molar del gas.

La figura 3.2 [35] muestra la presión de vapor del TMAE en función del recíproco de la temperatura absoluta. El mejor ajuste a los datos está dado por:

$$P = 0.500 \exp \left[6372 \left(\frac{1}{300} - \frac{1}{T} \right) \right]$$

La figura 3.2 muestra también el ajuste del grupo Delphi (CERN) (línea continua superior) y un ajuste hecho previamente por Anderson (línea punteada).

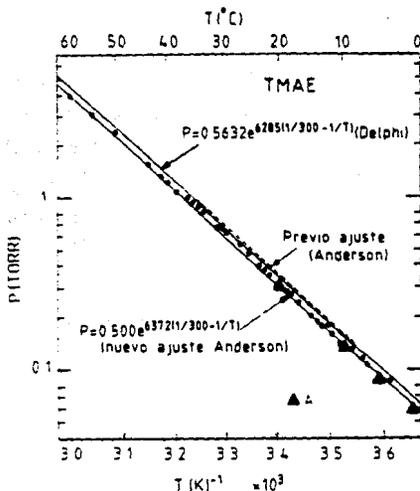


Figura 3.2: Presión de vapor del TMAE en función del recíproco de la temperatura absoluta y de la temperatura en °C. Los cuatro datos llamados A fueron tomados de referencia [34].

3.2.4 Descomposición y compatibilidad con materiales de laboratorio

La descomposición térmica del TMAE ha sido estudiada sobre un intervalo de temperatura de 283-323 °C, encontrándose productos de reacción tales como metano y dimetilamina (DMA) predominantemente [30].

La descomposición térmica del TMAE es un proceso menos complejo que las reacciones de oxidación, las cuales pueden ocurrir a temperatura ambiente formando una gran variedad de productos como DMA, TMH (tetrametilhidracina) y TMU (tetrametilurea).

Además de las reacciones de TMAE con oxígeno, se ha observado que reacciona con materiales comúnmente usados en el laboratorio para la construcción de este tipo de detectores, generando impurezas que absorben fuertemente los fotoelectrones cuando son arrastrados en el gas [36,37]. Para una alta eficiencia de detección, los fotoelectrones deben tener un tiempo de vida relativamente alto ($\sim \mu\text{s}$). La presencia de materiales con secciones transversales de captura electrónica alta reducen fuertemente los tiempos de vida de arrastre de los electrones, lo cual influye altamente en la eficiencia del detector. Algunos de los materiales más comunes y las impurezas encontradas en sus reacciones con TMAE son listados en la Tabla 3.2. Los datos han sido tomados del trabajo de R.T. Rewick et al. [31]. El análisis fue hecho en muestras de aproximadamente 200 a 300 mm² de diferentes materiales usando cromatografía de gases y espectrometría de masas como técnicas para la identificación de las impurezas. Los datos están dados en términos del porcentaje de área de la muestra ocupado por la impureza.

Las abreviaciones de las impurezas son: Tetrametilhidracina (TMH), Tetrametilurea (TMU), Bis(dimetilamina)metano (BMAM), y Tetrametiloxamida (TMO).

Tabla 3.2: Análisis de impurezas de reacciones de TMAE con diversos materiales

Material	[Area %]			
	TMH	BMAM	TMU	TMO
Acero inoxidable	0.25	—	1.09	—
Cobre	—	0.60	0.90	—
Aluminio	—	0.60	0.83	—
Mylar	—	—	—	—
Nylon	0.23	—	1.09	0.16
Policetileno	—	—	0.87	—
Teflon	—	—	—	—
Cuarzo	—	0.58	0.89	—

3.2.5 El TMAE y la emisión de luz en mezclas conteniendo gases nobles

En la distribución espectral de la emisión de gases nobles puros, excitados por electrones acelerados en un campo eléctrico se han observado diferentes mecanismos que contribuyen a la producción de fotones en la región visible y en el UV. El espectro obtenido depende principalmente de la presión del gas y de los diferentes modos de excitación: descarga, multiplicación o arrastre sin colisiones ionizantes [38].

En la excitación por descargas, el espectro exhibe un ancho continuo con tres dominios principales como se ve en la figura 3.3. para el argón, a dos presiones diferentes.

El pico de resonancia corresponde a las transiciones $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$ ó $^1P_1 \rightarrow ^1S_0$, seguido por dos continuos, uno cerca del pico de resonancia y otro a más bajas energías. El primer continuo se atribuye a las transiciones de niveles vibracionales al estado base, mientras que el segundo continuo corresponde a la desexcitación de estados moleculares excitados relajados vibracionalmente, el proceso se puede esquematizar como:



producido en colisiones de tres cuerpos:



donde R representa un átomo del gas noble.

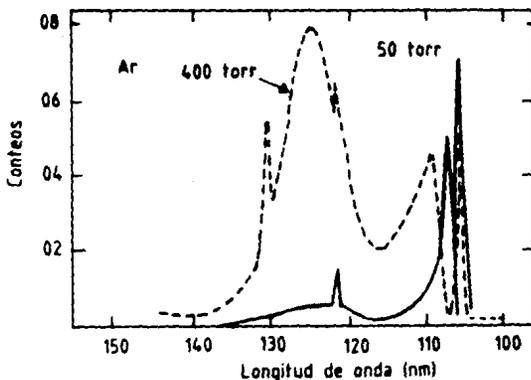
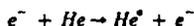


Figura 3.3: Espectro de emisión del argón

En mezclas de gases los espectros son radicalmente modificados por las desexcitaciones de los estados excitados del gas principal por los átomos del segundo gas, los cuales tienen una energía de excitación más baja, presentándose una fuerte emisión de la segunda componente de la mezcla.

Analizemos qué ocurre en la mezcla de gas utilizada en el experimento, la cual está constituida de He, C_2H_6 y TMAE, cuando hay una transferencia de energía resonante del átomo de helio que es la componente primaria de la mezcla, a la molécula de TMAE.

Los átomos de helio son excitados durante la amplificación:



y transfieren su energía resonante a la molécula de TMAE la cual tiene un potencial de ionización más bajo:



El proceso de emisión de luz ocurre por la transición de la molécula de TMAE excitada, al estado base:



Los fotones emitidos de la desexcitación del TMAE no pueden ser absorbidos por la otra componente de la mezcla debido a que esta presenta regiones de absorción a energías más elevadas.

El uso del TMAE está justificado por sus excelentes propiedades como vapor fotosensitivo y por la posibilidad de obtener luz visible en la última etapa del detector ya que el TMAE tiene un espectro

de emisión continuo en el visible con un máximo en 480 nm, cuando se excita por avalanchas de electrones [39]. Esta característica del TMAE permite utilizar un sistema óptico con cientos de miles de "píxeles", relativamente simple y económico para la detección de los eventos. La figura 3.4 muestra el espectro de emisión de TMAE.

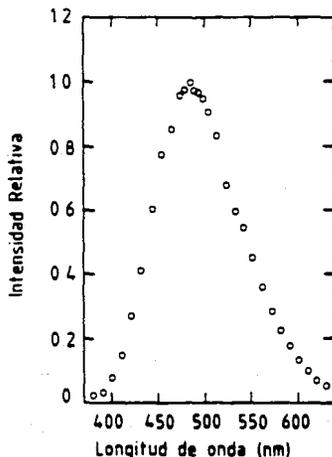


Figura 3.4: Espectro de emisión de avalanchas en TMAE. Mezcla de gas: argón (97%) + CH_4 (3%) + TMAE (0.4 Torr)

Diversos estudios sobre la emisión de TMAE en mezclas conteniendo gases nobles han aportado resultados interesantes:

El espectro de emisión en mezclas de gases nobles y TMAE corresponde básicamente a la banda de emisión del TMAE.

La razón luz - carga para una ganancia de 100 y para diferentes gases nobles se muestra en la figura 3.5. En la figura se nota la tendencia a la saturación cuando $P_{TMAE} > 7 \text{ Torr}$. La razón luz - carga aumenta con el número atómico del gas noble.

Como se mencionó antes, para aumentar la ganancia de carga y estabilizar el proceso de multiplicación es necesario agregar algún porcentaje de gas "extintor" tal como etano o metano. La figura 3.6 [40] muestra los cambios en la razón luz - carga en mezclas conteniendo metano (CH_4), puede verse como la razón aumenta con la presión de TMAE.

Estudios hechos en mezclas de argón - TMAE muestran cantidades comparables de luz emitida para cuando se ha agregado metano o etano a la mezcla, lo cual indica que los hidrocarburos no juegan un papel significativo en la producción de luz.

La emisión de luz como función de la ganancia revela propiedades interesantes. En mezclas conteniendo TEA o TMAE se observa emisión de luz antes de que haya amplificación. Para una ganancia de carga dada en un detector con TEA o TMAE existe un incremento lineal de fotones en función del ancho de la franja de amplificación.

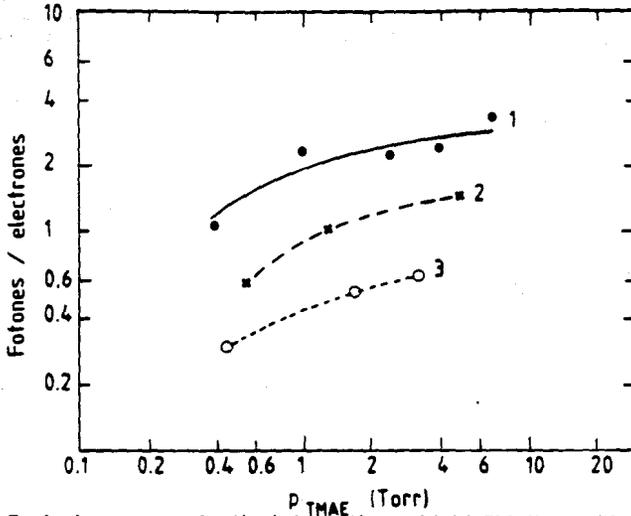


Figura 3.5: Razón luz-carga en función de la presión parcial del TMAE para diferentes gases nobles. (1) Ar + TMAE, (2) Ne + TMAE, (3) He + TMAE.

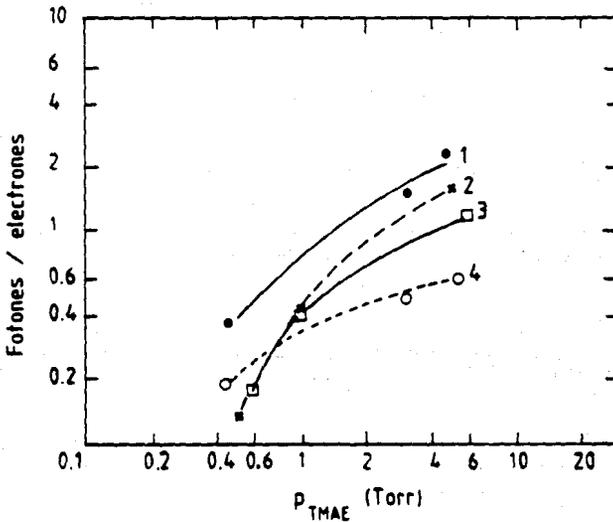


Figura 3.6: Razón luz-carga para mezclas conteniendo metano. (1) Ar + CH₄ (10%), (2) Ne + CH₄ (10%), (3) He + CH₄ (2%), (4) He + CH₄ (5%).

3.3 Descripción y operación de la MSAC

El detector utilizado consiste de 5 planos paralelos (electrodos) y una compuerta de alambres paralelos (Gate), delimitados por un lado con una ventana de cuarzo y por el otro, con una ventana doble de Mylar-Aclar³ la cual permite observar la luz producida por las avalanchas. Una vista esquemática de la MSAC se muestra en la figura 3.7.

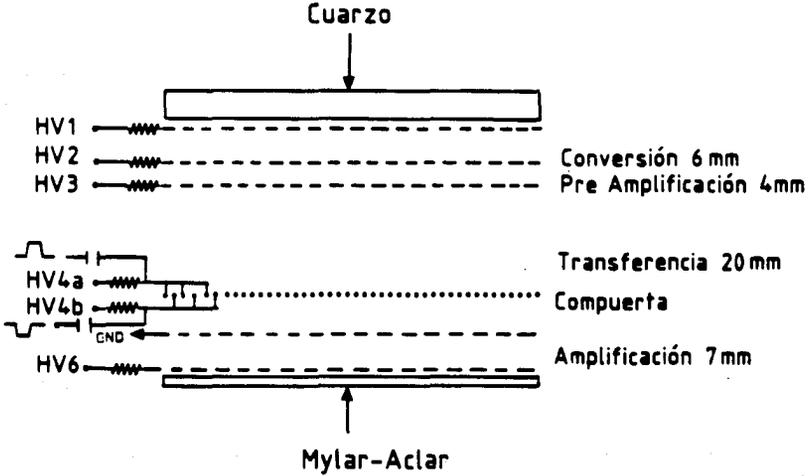


Figura 3.7: Vista esquemática de la Cámara de Avalanchas en etapas Múltiples (MSAC).

Para una MSAC usada en un detector RICH la selección de la ventana de separación entre el radiador y el detector de fotones debe hacerse tomando en cuenta las características del radiador usado (normalmente se utiliza freón líquido), de la transparencia óptica de éste y del intervalo de energía de los fotones que se quieren detectar. El espesor de la ventana debe calcularse en función de la diferencia de presión entre el radiador y el detector de fotones. La MSAC estudiada usa una ventana de cuarzo sintético⁴ de 6 mm de espesor, la cual es transparente a luz ultravioleta de longitud de onda $\lambda > 160 \text{ nm}$.

La figura 3.8 muestra las curvas de transmisión del cuarzo y freón y la eficiencia cuántica del TMAE en función de la energía del fotón [41].

³ Aclar: policlorotrifluoroetileno (PCTFE).

⁴ Suprasil: un silicato fundido fabricado por Heraeus. Transparente a longitudes de onda $\lambda > 160 \text{ nm}$.

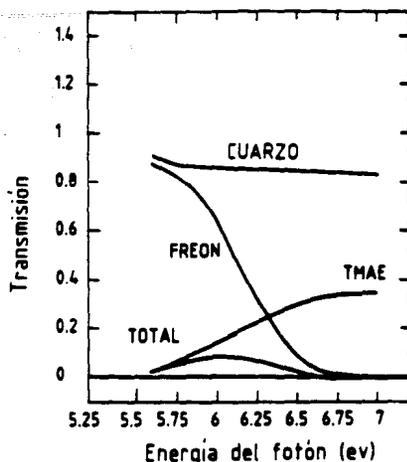


Figura 3.8: Curva de transmisión de freón y cuarzo. Eficiencia cuántica del TMAE.

Los planos están hechos de mallas de alambres de acero inoxidable de $50 \mu\text{m}$ de diámetro separados $500 \mu\text{m}$ y entrelazados en direcciones ortogonales, las cuales son tensadas y soldadas sobre marcos de "Stesalit"⁵ de $27 \times 27 \text{ cm}^2$. Estas mallas tiene una transparencia óptica de 85%. El espesor de los marcos depende de la distancia requerida entre cada plano.

La compuerta está hecha de alambres de acero inoxidable de $100 \mu\text{m}$ de diámetro separados 1 mm. Las distancias entre planos y su arreglo geométrico se muestran en la figura 3.7.

El detector es ensamblado sobre un soporte metálico, con un área activa total de $20 \times 20 \text{ cm}^2$.

3.3.1 Región de Conversión

La primera zona es una franja de 6 mm de ancho y de bajo campo eléctrico ($\sim 1.3 \text{ kV/cm}$) conocida como región de conversión. En esta zona los fotones ultravioleta son convertidos por efecto fotoeléctrico en fotoelectrones, debido a la presencia del vapor fotosensible (TMAE) en la mezcla de gas. El ancho L de esta franja depende de la eficiencia que uno quiere obtener en la detección de fotones de una longitud de onda dada. L debe ser del orden de 3λ , donde λ es la longitud de absorción de los fotones ultravioleta en el gas, para que aproximadamente el 95% de los fotones sean absorbidos.

Una región de conversión demasiado ancha produce errores de paralaje debido a la dispersión de electrones en el gas. Para fotones de incidencia no-normal, como se muestra en la figura 3.9, la posición detectada depende de la distancia atravesada en el gas antes de que sea absorbido en el TMAE. La desviación de la posición real está dada por:

⁵ Stesalit: es una betronita de fibras de vidrio en una matriz de Epoxi.

$$\sigma = \frac{\int_0^d I \frac{dn}{dl} \sin\theta dl}{\int_0^d \frac{dn}{dl} dl}$$

donde θ es el ángulo de incidencia.

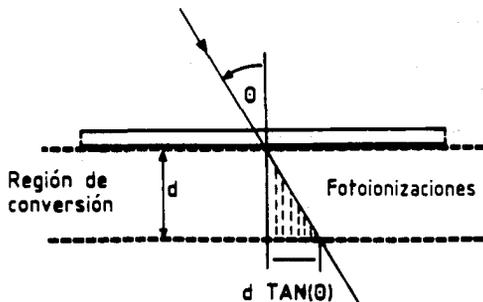


Figura 3.9: Efecto de la incidencia no normal del fotón

La dimensión de la región de conversión se calcula en función de la longitud de absorción del fotón ultravioleta en la mezcla gaseosa. λ depende exponencialmente de la presión de vapor de TMAE. Por ejemplo, $\lambda = 2 \text{ mm}$ para $T = 60^\circ\text{C}$.

3.3.2 Región de preamplificación

Los electrones producidos en la región de conversión son llevados por el campo eléctrico perpendicular a los planos, hacia la etapa de preamplificación, donde el campo eléctrico es suficientemente alto ($\sim 4.3 \text{ kV/cm}$) para que los electrones ionizen la mezcla de gas produciéndose una avalancha de Townsend. En esta primera etapa de amplificación pueden alcanzarse ganancias de 10^3 a 10^4 .

Con estos valores de ganancia se reduce notablemente el número de fotones producidos por la avalancha, los cuales pueden regresar a la región de conversión e iniciar una avalancha secundaria (retroalimentación).

El espesor de esta franja depende de la ganancia que se desea obtener; para ganancias de $10^3 - 10^4$ son suficientes 4 mm. Para obtener una ganancia estable sobre toda la superficie activa del detector, se debe garantizar que el espesor sea uniforme sobre toda la franja de preamplificación. Variaciones del 3% en el espesor de esta franja implican variaciones en la ganancia de un factor de 2.

3.3.3 Región de transferencia

Conforme los electrones se mueven hacia el final de la región de preamplificación, estos pueden ser colectados por la malla de alambre o ser transferidos a la siguiente franja. El porcentaje de electrones transferidos fuera de la región de preamplificación depende del porcentaje de líneas de campo dejando esta zona y entrando a la zona de transferencia, esto es simplemente la razón del campo eléc-

trico entre la región de transferencia y la región de preamplificación. Eficiencias de transferencia entre 20 y 30 % han sido obtenidas en este detector, para un campo $E_T = 1 \text{ kV/cm}$.

Los electrones transferidos entran a una franja de 20 mm de ancho, la cual se conoce como región de transferencia y que separa a la zona de preamplificación de la segunda etapa de amplificación.

El ancho de la región de transferencia ha sido calculado en función de la trayectoria libre media de los fotones en la mezcla gaseosa, teniendo en cuenta el fenómeno de retroalimentación que es uno de los principales factores que limitan la operación de este tipo de detectores. En 20 mm de espesor que tiene la franja la mayoría de los fotones producidos por la avalancha son absorbidos. En regiones de transferencia más grandes se incrementa la difusión lateral de la avalancha, afectando la resolución espacial del detector.

Otro parámetro tomado en cuenta en la determinación del espesor de la zona de transferencia es la velocidad de arrastre de los electrones en la mezcla de gas. En la figura 3.10 se muestra la velocidad de arrastre de los electrones en una mezcla de helio/etano. Se puede observar que la velocidad tiene una meseta para un valor de $2 \text{ cm}/\mu\text{s}$.

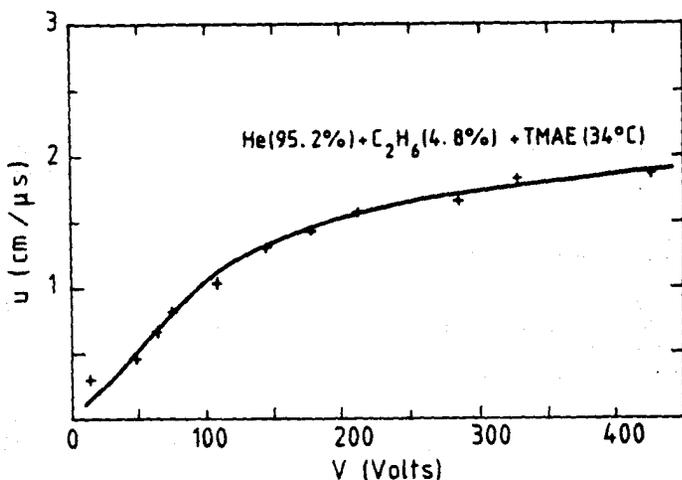


Figura 3.10: Velocidad de arrastre de los electrones en una mezcla de : He (95.2%) - C_2H_6 (4.8%) + TMAE a 34° .

La región de transferencia introduce un retardo temporal de la nube de electrones preamplificados, lo cual permite hacer una selección de los eventos de interés utilizando una compuerta electrónica como será explicado en seguida.

3.3.4 Compuerta electrónica

La nube de electrones transferidos de la primera región de amplificación sufre un retardo temporal debido a la velocidad de arrastre relativamente baja, causada por el bajo campo eléctrico en la zona. Este retraso temporal permite hacer una selección sobre los eventos de interés para ser transferidos a la siguiente zona, de esta manera se inhibe la amplificación de los electrones secundarios producidos por retroalimentación, reduciendo así el número de avalanchas secundarias que no corresponden al evento real. Esto se logra con la introducción de una compuerta electrónica que permite o no el paso de los electrones.

Una compuerta electrónica puede ser construida de dos formas:

a) Usando redes metálicas, las cuales tienen un campo normalmente invertido. Las cargas pueden ser transferidas cuando el campo eléctrico entre las redes adquiere un valor y dirección correctos lo cual se logra aplicando un pulso negativo en uno de los electrodos.

b) Usando alambres paralelos donde se aplica una diferencia de potencial adecuada entre alambres adyacentes de manera que se bloquea el paso de electrones, la transmisión se establece cuando se aplica un pulso apropiado de polaridad opuesta a cada juego de alambres, llevándolos al mismo potencial.

Los dos mecanismos son ilustrados en la figura 3.11.

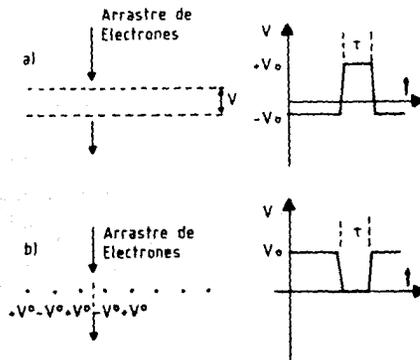


Figura 3.11: Diferentes mecanismos de compuerta electrónica.

La MSAC utiliza una compuerta de alambres paralelos, en este tipo de compuerta se requiere que la diferencia de potencial entre alambres adyacentes sea suficientemente grande de manera que el paso de electrones se bloquee completamente. La compuerta funciona de la siguiente manera.

El voltaje que se debe aplicar a la compuerta para que los electrones sean transmitidos a la segunda amplificación está determinado por la distancia a la que se encuentra entre el electrodo HV3 y el electrodo HV5 (tierra), este valor es calculado por una simple regla de tres en función del voltaje aplicado en el electrodo HV3. Para tener una transmisión adecuada un campo eléctrico de 1 kV/cm es suficiente, lo cual significa que si el electrodo HV3 tiene un potencial de -2.6 kV, es necesario aplicar un potencial de -600 V a la compuerta, ya que ésta se encuentra a una distancia de 6 mm del electrodo HV5. Para cerrar la compuerta (transmisión interrumpida) los alambres pares son puestos a -500 V y los nones a -700 V estableciendo una diferencia de potencial de 200 V, suficiente para bloquear la

transferencia. La compuerta se abre cuando un pulso de 100 V de polaridad opuesta se aplica a cada grupo de alambres, llevándolos al mismo potencial. El momento de la aplicación del pulso y la duración de éste está dado por el "trigger"⁶ del experimento. La figura 3.12 muestra los dos modos de operación de la compuerta. El pulso se aplica sólo cuando un evento se ha seleccionado como aceptable, por medio de otros detectores en el experimento. Este modo de operación reduce la posibilidad de que los fotones producidos en la última etapa del detector regresen y sean fotoabsorbidos con la consecuente producción de un avalancha secundaria.

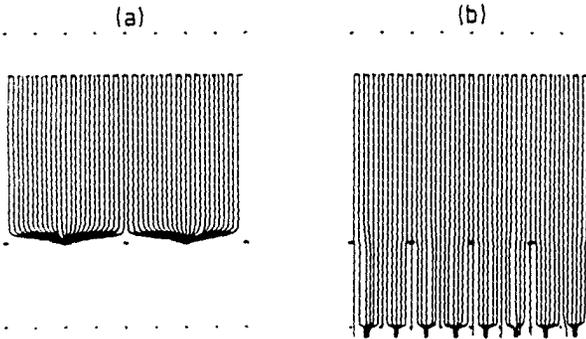


Figura 3.12: a) Compuerta cerrada. b) Compuerta abierta

3.3.5 Región de amplificación

Durante el breve intervalo de tiempo en que la compuerta se encuentra abierta, la nube de electrones provenientes de la región de preamplificación alcanzan la segunda región de amplificación. Los electrones que alcanzan esta zona son nuevamente amplificados debido al alto campo eléctrico entre los electrodos HV5 y HV6 ($\sim 3.8 \text{ kV/cm}$), alcanzándose ganancias de 10^6 a 10^7 .

Para evitar descargas en esta última etapa, el voltaje en el electrodo HV6 se mantiene a un valor relativamente bajo y sólo cuando una nube de electrones llega se aplica un pulso de alto voltaje aumentando momentáneamente el campo eléctrico en la región y produciendo la amplificación. El tiempo de aplicación del pulso está sincronizado por el "trigger" externo como será explicado posteriormente.

El espesor de esta región debe ser tal que garantice la máxima producción de luz en la última etapa del detector, ya que la cantidad de luz obtenida depende del tamaño de esta franja. El espesor de esta franja en el detector es de 7 mm.

En la última etapa del detector, los fotones son emitidos isotrópicamente en la región visible, durante el desarrollo de la avalancha. La ventana de Mylar-Aclar permite la transmisión de dicha emisión, hacia el sistema óptico de lectura.

⁶ El "trigger" es un pulso de validación o gatillo que permite activar la operación del detector y del sistema de lectura y adquisición de datos.

CAPITULO 4

OPTIMIZACION DE LA MSAC

El trabajo de laboratorio fue dividido en dos fases. La primera tuvo como propósito conocer los mecanismos de operación de este tipo de detectores y adquirir experiencia en el uso del equipo de laboratorio y electrónico asociado. La segunda etapa consiste propiamente en el estudio y optimización del detector para su aplicación en la detección de fotones ultravioleta. Ambas etapas son descritas ampliamente a continuación.

4.1 Funcionamiento del detector

En esta primera etapa se utilizó una mezcla de gas conteniendo 95% de argón y 5% de metano. El gas pasa a través de un filtro que absorbe oxígeno (OXISORB⁷) antes de llegar al detector, el cual ha sido operado a temperatura ambiente y a presión atmosférica. Antes de realizar las pruebas se dejó fluir la mezcla de gas durante varias horas para evacuar cualquier residuo de oxígeno en el detector, ya que, como se mencionó en el capítulo 1, el oxígeno es un gas electronegativo, y cualquier pequeña cantidad de este tipo de gases en la MSAC reduce fuertemente el factor de amplificación. El arreglo experimental para esta etapa se muestra esquemáticamente en la Figura 4.1.

La ventana de Mylar - Aclar del detector permite que los rayos X penetren en éste y sean convertidos en electrones. La fuente radiactiva usada fue ⁵⁵Fe, la cual emite rayos X de 5.9 keV. La fuente es colimada por una placa metálica con un agujero de 1 mm de diámetro y colocada aproximadamente a 2 cm de la ventana de Mylar - Aclar.

El comportamiento para diferentes voltajes aplicados y la uniformidad de respuesta del detector han sido estudiados con el detector operando en modo continuo (compuerta abierta). La señal de la carga es tomada de los planos HV2 y HV5, a través de un condensador de alto voltaje, correspondiendo a las señales de preamplificación y amplificación respectivamente. La señal es preamplificada por un preamplificador de carga con un tiempo de integración de 1 μ s, y amplificada por un amplificador lineal Ortec 142.⁸

Ambas etapas de amplificación en el detector fueron probadas separada y acoplada. La figura 4.2a muestra la señal obtenida en la etapa de preamplificación cuando no hay transferencia de carga hacia la siguiente zona, lo cual se obtiene reduciendo el campo en la zona de transferencia a cero, es decir: $E_T = 0$. En la figura 4.2b puede verse la señal obtenida para una transferencia de aproximadamente 10% ($E_T/E_p \approx 0.10$). Aunque el número de electrones transferidos es de aproximadamente un décimo del total, inducen una señal positiva a medida que son arrastrados hacia el siguiente electrodo.

⁷ Filtros OXISORB son hechos por Messer Griesham GmbH, Dusseldorf, FRG. Contiene trióxido de cromo y silicagel. Reduce la cantidad de oxígeno y agua a menos de 1 ppm.

⁸ Para especificaciones de los dispositivos electrónicos ver Apéndice B.

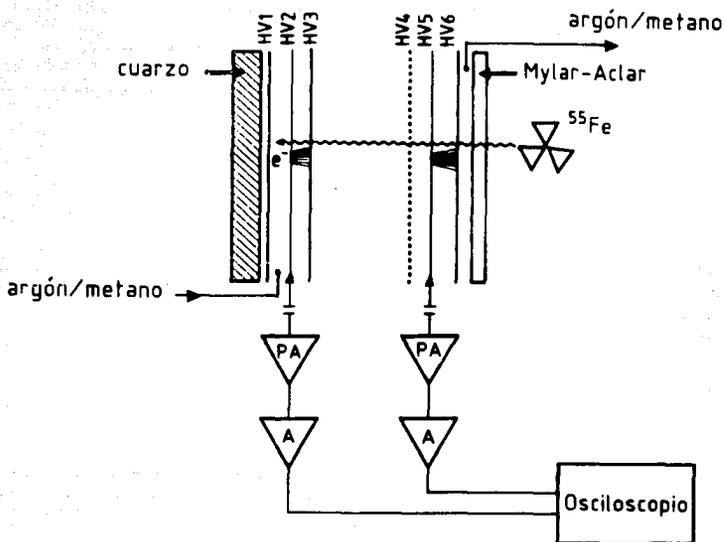


Figura 4.1: Dispositivo experimental, para las pruebas realizadas con argón/metano.

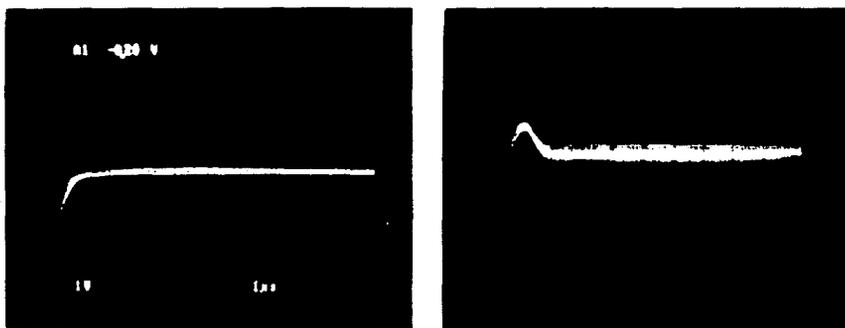


Figura 4.2: Señal obtenida en la etapa de preamplificación para: (a) ninguna transferencia de carga y (b) transferencia del 10 %.

Una señal similar se obtiene para la segunda etapa de amplificación del detector cuando es operada como amplificación única, pero a voltajes diferentes debido a que el ancho de esta región de amplificación es mayor que la anterior.

Las señales obtenidas cuando las dos etapas de amplificación están acopladas son mostradas en la figura 4.3. La señal en la segunda etapa de amplificación aparece 1.6 μ s después de la aparición de la señal en la etapa de preamplificación, lo que corresponde al tiempo de arrastre de los electrones entre las dos etapas.

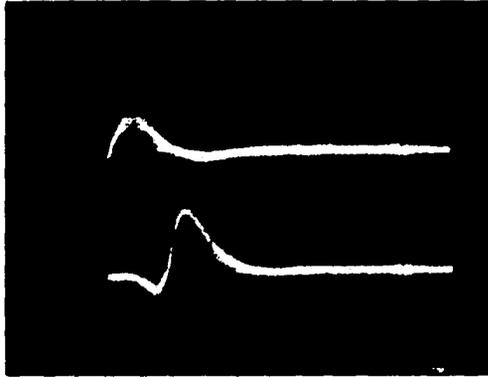


Figura 4.3: Señales correspondientes a la preamplificación y amplificación.

Cuando se estudia el factor de multiplicación, se debe distinguir entre la ganancia total obtenida en la región de preamplificación y la fracción de cargas transferidas a la región inferior, o preamplificación efectiva, que son las cargas que efectivamente entrarán a la segunda etapa de amplificación. En el presente trabajo se ha medido la transferencia del primer elemento PAT como una función de E_T/E_P , midiendo la altura del pulso en el electrodo HV2 como referencia y las variaciones de la altura del pulso en el electrodo HV5 en función de las variaciones del campo de transferencia. Los resultados se resumen en la figura 4.4. Fue observado que una operación estable de la MSAC puede ser obtenida operando el detector a una transferencia de entre 20 y 35 %.

Las curvas de amplificación obtenidas para argón - metano para rayos X de 5.9 keV detectados en el electrodo HV5 (tierra) se muestran en la figura 4.5. Los datos corresponden a las variaciones del voltaje en la segunda etapa de amplificación, para una preamplificación y transferencia dadas. Cada curva corresponde a una diferente preamplificación. Los valores nominales de los voltajes de operación del detector para una ganancia de carga de aproximadamente 10^4 se listan en la Tabla 4.1 .

Un parámetro importante en la operación de estos detectores es la uniformidad de la ganancia sobre toda el área activa del detector, sobre todo en detectores de gran área, ya que la uniformidad de la ganancia depende fuertemente de las desviaciones del paralelismo de las mallas en las zonas de amplificación. En la figura 4.6 se muestra la altura del pulso medido con la misma fuente colimada en función

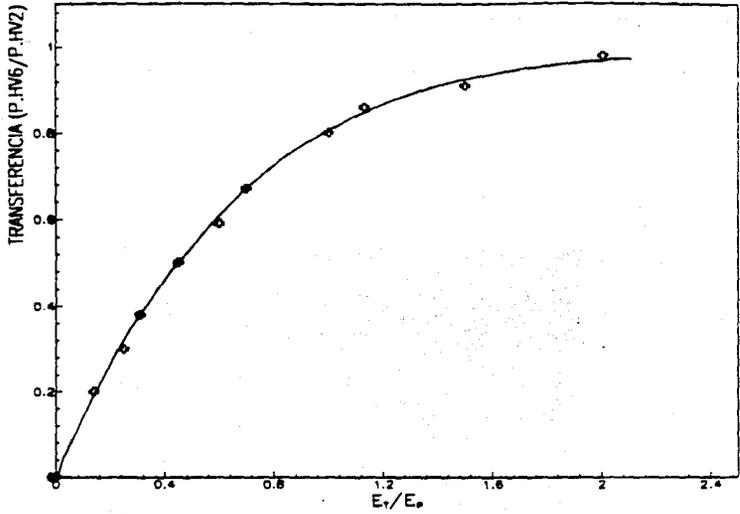


Figura 4.4: Curva de transferencia de la carga en función de E_T/E_p .

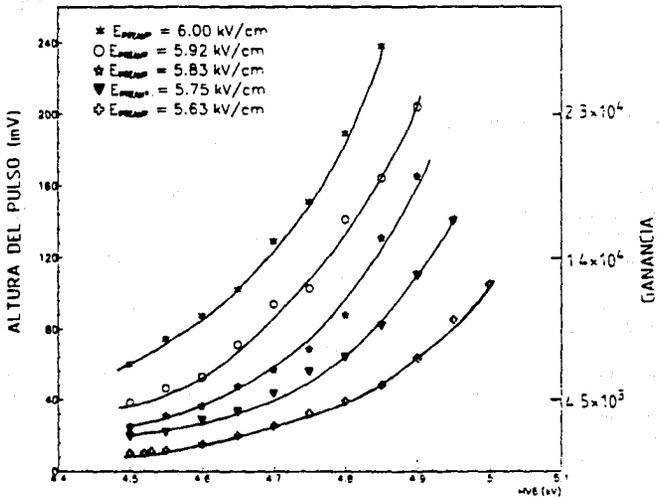


Figura 4.5: Variación de la amplificación en función del voltaje de amplificación. Cada curva corresponde a diferentes campos aplicados en la región de preamplificación.

Tabla 4.1: Voltajes nominales de operación en la mezcla argón 95%/ metano 5%.

Plano	Voltaje (kV)	Campo Eléctrico (kV/cm)
HV1	- 5.98	.500
HV2	-5.68	8.725
HV3	-2.19	.895
HV4	-0.4	.800
HV5	0.	6.857
HV6	+4.80	

de la posición de ésta. La variación de la uniformidad obtenida es de aproximadamente $\pm 5\%$ en el área central. Las mayores variaciones de la altura del pulso respecto al valor promedio sobre toda la superficie activa, se observan en los bordes superior e inferior del detector, alcanzando diferencias de alrededor de 15%. Los valores negativos en la gráfica indican que la altura del pulso medida en esa posición tuvo un valor menor que el valor promedio.

De acuerdo con ref [42], la variación de la ganancia en una cámara de placas paralelas para un cambio δ en anchura de la franja, se puede expresar en primera aproximación como:

$$\Delta M = 1 - e^{-b\delta} \quad (4.1)$$

donde b es un parámetro provisto por una aproximación del primer coeficiente de Townsend para la mezcla de gas usada:

$$\alpha = aE + b \quad (4.2)$$

siendo E la magnitud del campo.

Para los valores de campo en los que estamos interesados, es decir ≈ 8 kV/cm, y la mezcla de gas argón(95%)/metano(5%), el parámetro $b \approx -5 \text{ mm}^{-1}$. Tomando la mayor diferencia obtenida, es decir $\sim 15\%$, se obtiene que la variación del ancho de la zona es de:

$$\delta \approx 30 \mu\text{m}.$$

La figura 4.7 muestra el espectro de la altura del pulso de la fuente ^{55}Fe con una ganancia de aproximadamente 10^4 , tomando la señal del plano HV5. El primer pico corresponde al ruido electrónico introducido por el preamplificador y el mismo detector (3mV), el pico intermedio corresponde a la línea de escape del argón (3.2 KeV) para rayos X de 5.9 eV y el tercero a los rayos X de 5.9 eV.

Uno de los principales problemas en la operación del detector es la producción de avalanchas secundarias debido a la retroalimentación de los fotones VUV (Vacuum UltraViolet) producidos durante el desarrollo de la avalancha. Debido a que la compuerta permanece abierta, muchos de estos fotones fácilmente alcanzan la región de conversión, dando lugar a un electrón que puede ser amplificado hasta formar una avalancha perfectamente detectable. El fenómeno es mostrado en la figura 4.8. Puede observarse que a medida que se aumenta el voltaje en la región de amplificación un mayor número de fotones es producido y un mayor número de avalanchas aparece a intervalos de 1.6 μs , que es el tiempo que tarda una nube de electrones, de la zona de conversión a la segunda zona de amplificación.

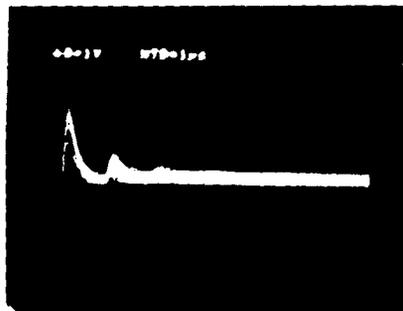
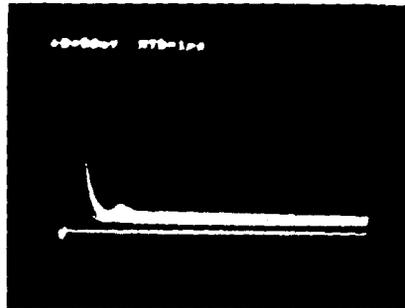
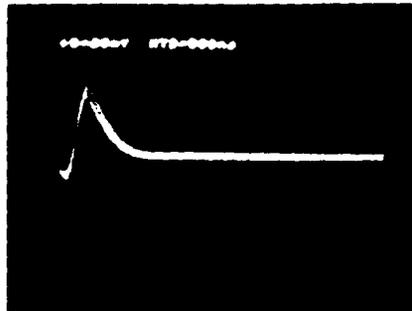


Figura 4.8: Fenómeno de retroalimentación. Un mayor número de avalanchas secundarias aparece a medida que se incrementa el voltaje de amplificación.

En resumen, probando el detector con una fuente de rayos X, utilizando una mezcla de gas estándar (Ar/CH_4) y una lectura electrónica de los planos de preamplificación y amplificación se obtuvo que:

1. El detector opera satisfactoriamente en la región proporcional de amplificación. El nivel de ruido del detector es menor de 3 mV, lo cual permite distinguir perfectamente las señales de preamplificación y amplificación.
2. Una buena uniformidad de respuesta fue obtenida en la zona central del detector. Las diferencias observadas en los extremos fueron debidas principalmente a que el detector no se encontraba apretado uniformemente. Para mantener los planos juntos y encerrar el volumen de gas, los planos se ensamblan a través de tornillos que atraviesan los marcos de "stesalit", de modo que la tensión aplicada debe ser uniforme en todos los tornillos para evitar que el paralelismo de las placas se distorsione. El problema fue fácilmente resuelto ajustando el ensamble de las placas.
3. El problema de retroalimentación observado en esta etapa de las pruebas, proviene principalmente de la segunda zona de amplificación, debido a que la compuerta estuvo continuamente abierta. Sin embargo el problema en esta zona puede suprimirse con la operación de la compuerta electrónica. No es claramente observable si el fenómeno de retroalimentación proviene también de la primera etapa del detector.

Los resultados obtenidos muestran la buena operación del detector y su posibilidad de utilizarlo para la detección de fotones UV. Las pruebas realizadas para esta aplicación se describen a continuación.

4.2 Estudios de la MSAC como detector de fotones ultravioleta

Para determinar las condiciones óptimas de operación de la MSAC, que permitan una detección eficiente de la componente UV de la radiación de Cherenkov, se ha realizado un estudio del detector en el laboratorio, simulando los fotones de Cherenkov con un flash de deuterio como será explicado posteriormente, y utilizando helio/etano mezclados en dos diferentes proporciones: 95-5 % y 93-7 % respectivamente. La mezcla de gas es saturada con vapor TMAE a temperaturas de 43,46, y 48 °C.

Como fue explicado anteriormente helio/etano fue seleccionada como mezcla gaseosa ya que el número total de electrones producido por partículas de ionización mínima en esta mezcla de gas es pequeño (8 cm^{-1}), además de que la emisión de etano en la región ultravioleta es mucho menor que en otros "extintores" como por ejemplo metano. Por otro lado, la emisión de TMAE en la región visible durante el desarrollo de la avalancha, lo que permite el uso de un sistema de lectura óptico para la detección de los eventos, y su compatibilidad con ventanas de cuarzo debido a su bajo potencial de ionización, son las características que determinan su selección para su uso en el experimento.

El dispositivo experimental y el estudio realizado en el laboratorio son descritos a continuación.

4.2.1 El sistema de gas y TMAE.

El sistema de gas se muestra en la figura 4.9. La mezcla de gas fluye a través de un medidor de flujo que controla la cantidad de gas que llena el detector. La mezcla pasa a través de un filtro de oxígeno OXISORB y entra a la burbuja de TMAE. El gas saturado con vapor de TMAE entra entonces al detector, la salida de gas del detector está conectada a una pequeña burbuja que contiene aceite de sili- con para evitar que el oxígeno entre al detector.

La burbuja de TMAE se mantiene en un baño térmico, con lo cual se controla la temperatura del TMAE. Ya que el TMAE es reactivo a la presencia de luz, el baño térmico debe estar cubierto para evitar su descomposición debido a la luz solar.

Para garantizar que el sistema y el detector estuvieran perfectamente limpios se fluyó helio puro durante varias horas a través de todas las componentes del sistema de gases y del detector.

El detector está colocado en el interior de un caja térmicamente aislada y oscura, que permite tenerlo a una temperatura de 53 °C con un gradiente de temperatura menor de 2 °C, evitando así cualquier condensación del TMAE en las paredes del detector. El sistema de gases se mantiene también a alta temperatura utilizando cintas de calentamiento ohmico enrolladas en los tubos y controladas por un transformador.

Entre las dos paredes de la ventana de Mylar-Aclar se fluye argón puro previamente calentado, lo cual evita que el TMAE se adhiera a la ventana en caso de condensación y garantiza una mayor uniformidad de la temperatura.

4.2.2 El sistema óptico y la adquisición de datos

La luz emitida por la avalanchas debido a los procesos de recombinación del TMAE y los átomos del gas, tiene un máximo en aproximadamente 480 nm. A esta longitud de onda la ventana de Mylar-Aclar es perfectamente transparente, y permite utilizar un sistema óptico para la visualización de las avalanchas proporcionando una imagen bidimensional del evento.

El sistema óptico utilizado se muestra en la figura 4.10 [37] y está compuesto por los siguientes elementos:

- Lente de gran apertura, objetivo Leitz Noctilux 1:1/50 mm
- Intensificador de imagen MCP (Multichannel Plate) Philips XX1410
 - diámetro activo 18 mm
 - fotocátodo S20
 - pantalla de fósforo P47, tiempo de decaimiento 80 ns
- Intensificador y reductor de imagen DEPXX1490
 - fotocátodo S20
 - pantalla de fósforo P46 tiempo de decaimiento 160 ns
- Cámara CCD (Charge Coupled Device) Thomson TH 7852 FO
 - área activa 4.32 mm X 5.82 mm
 - 144 X 208 pixeles
- Digitalizador ADC (6 MHz) 8 bits de resolución
- Computadora IBM PC/AT

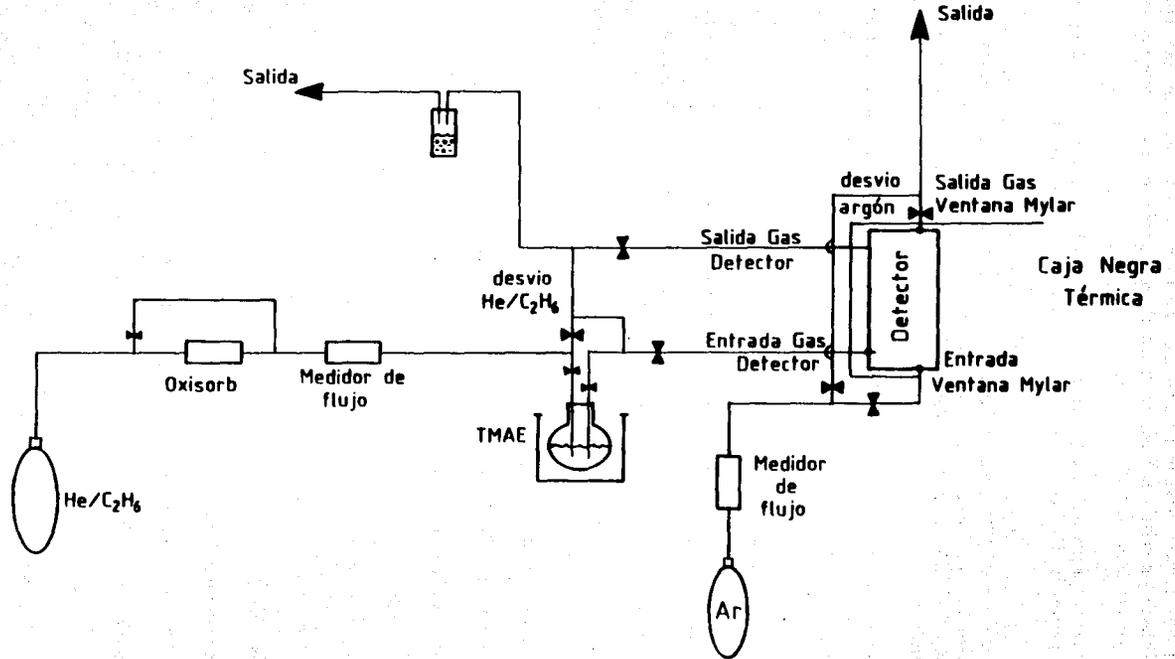
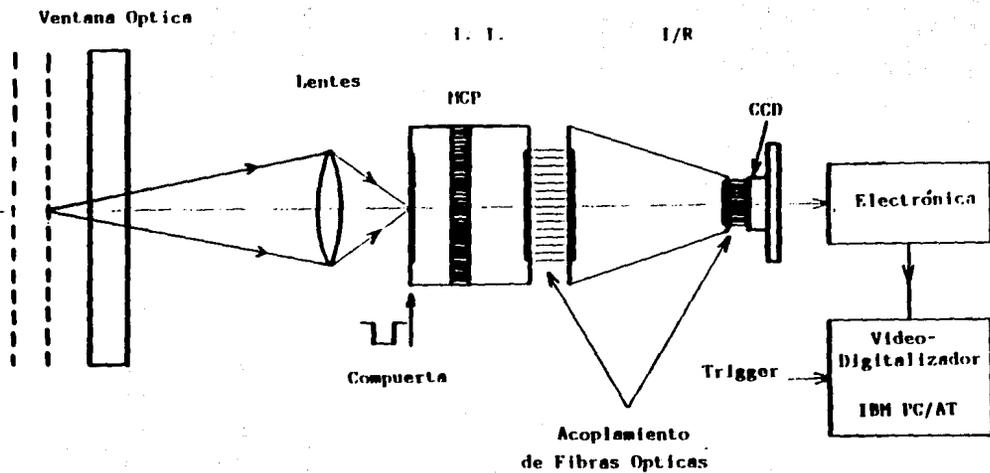


Figura 4.9: Sistema de gases y TMAE

Figura 4.10:

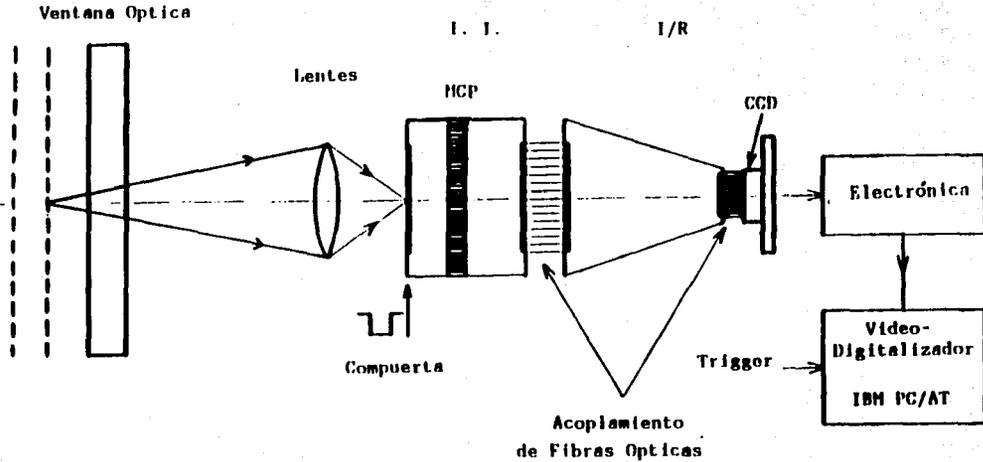
Sistema óptico usado en el experimento



SISTEMA OPTICO

Figura 4.10:

Sistema óptico usado en el experimento



SISTEMA OPTICO

La imagen de la avalancha es transferida por el objetivo al primer intensificador de imagen MCP (Multichannel Plate), donde los electrones producidos en el fotocátodo son amplificados dentro de los canales de la MCP y finalmente acelerados por el campo eléctrico entre la MCP y la pantalla de fósforo [43].

El intensificador puede operar ya sea en modo continuo o en modo pulsado (gated mode), en el último caso el potencial entre el fotocátodo y el cátodo MCP se invierte, y retoma su valor nominal de operación mediante la aplicación de un pulso de 230 V sincronizado por el "trigger" central del experimento, de la misma manera que para la compuerta de la MSAC. Este modo de operación y el uso de pantallas de fósforo reducen considerablemente el 'ruido' de la señal. Tomando en cuenta la eficiencia cuántica de los fotocátodos y la eficiencia del fósforo, la ganancia de luz de este intensificador es de 2×10^6 fotones secundarios por fotón incidente.

El intensificador MCP está acoplado al siguiente intensificador a través de fibras ópticas. El segundo intensificador/reductor electrostático demagnifica la imagen de 18 mm en diámetro a 7 mm, ajustándose al tamaño de la CCD.⁹ En este intensificador los electrones producidos por el fotocátodo son acelerados (sin amplificación) por el alto voltaje aplicado entre el fósforo y el fotocátodo (15 kV). La pantalla de fósforo tiene un espectro de fluorescencia en el amarillo. La ganancia en el segundo intensificador es de 7 fotones por fotón incidente al voltaje nominal de operación de 15 kV.

Los intensificadores están acoplados a la cámara CCD que es la parte más importante del sistema optoelectrónico, la cual produce una señal de video que puede ser mostrada en un monitor o enviada a una tarjeta digitalizadora conectada a una computadora IBM PC/AT. Un sensor CCD opera en cuatro etapas consecutivas:

Durante el tiempo de exposición:

- a) convierte la luz incidente en una cantidad proporcional de cargas eléctricas (fotocargas). Esto se logra con un arreglo de fotoelementos dispuestos en una matriz bidimensional.
- b) almacena las fotocargas de cada fotoelemento en un condensador MOS¹⁰ asociado.

Durante la etapa de lectura

- c) transfiere los paquetes de fotocarga acumulada secuencialmente en los condensadores MOS hacia una etapa de lectura.
- d) en la etapa de lectura, cada paquete de fotocargas que llega es convertido en una señal proporcional de voltaje, de aquí se obtiene una señal de video de baja impedancia de salida, la cual es digitalizada por el ADC.

La figura 4.11 muestra esquemáticamente el funcionamiento de la CCD.

⁹ Un sensor CCD (Charge Coupled Device) [44] es un circuito analógico integrado que convierte una imagen óptica en una señal electrónica, en otras palabras es la interface optoelectrónica en un sistema de detección de imágenes electrónico.

¹⁰ MOS: Metal Oxide Semiconductor

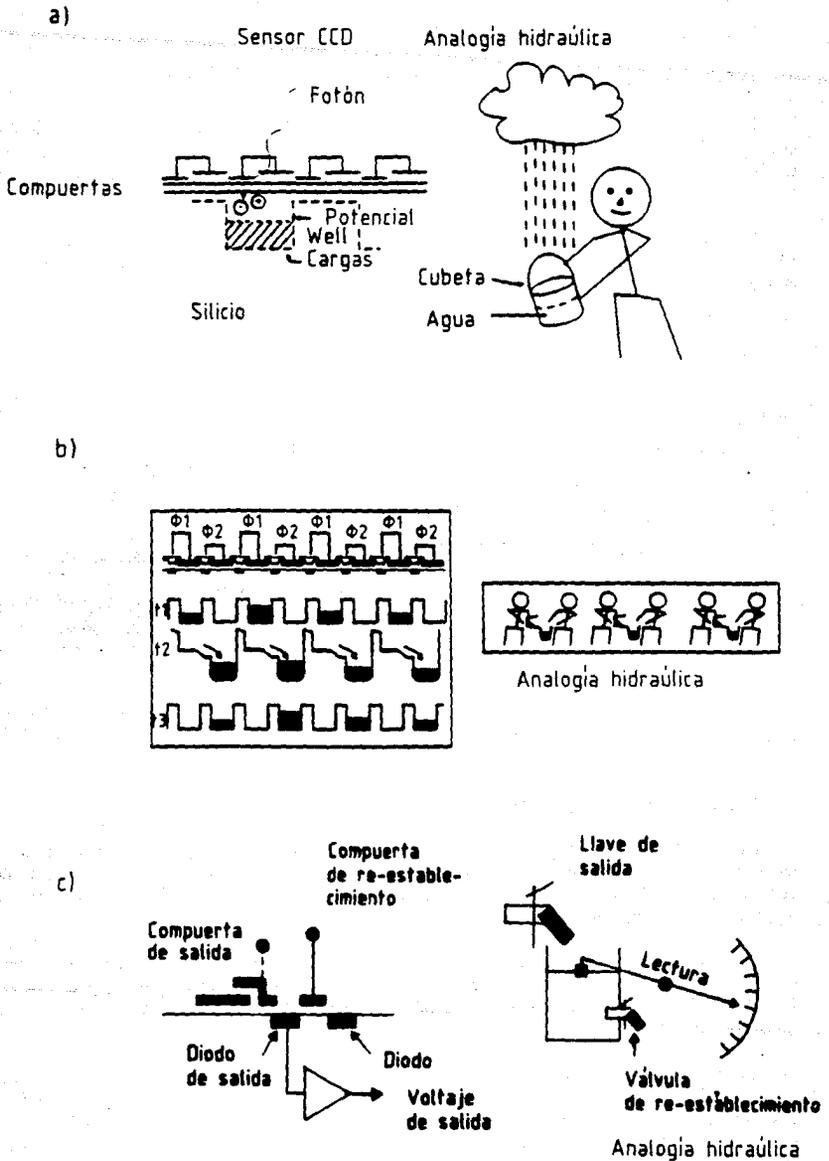


Figura 4.11: Funcionamiento esquemático de la CCD. a). Conversión luz-carga. b). Transferencia de cargas a lo largo de los condensadores MOS. c). Conversión carga a voltaje en la etapa de lectura.

Cada una de las etapas se lleva a cabo de la siguiente manera:

1) Conversión luz – carga y almacenamiento de cargas:

La entrada de la CCD consiste de un arreglo de elementos fotosensitivos o pixeles compuesto por elementos fotoMOS, los cuales llevan a cabo la conversión de luz a carga. Cuando un fotón atraviesa el silicio se crea un par electrón – agujero, el electrón es colectado en una zona creada por una estructura MOS o un diodo, mientras que el agujero se recombina en el silicio.

En la estructura MOS, la región de carga espacial es inducida por una compuerta (gate) de polisilicio encimada a una delgada hoja de oxido. Después de la separación electrón – hoyo, la acumulación de cargas ocurre en la hoja. La fotodetección usando silicio se muestra en la figura 4.12.

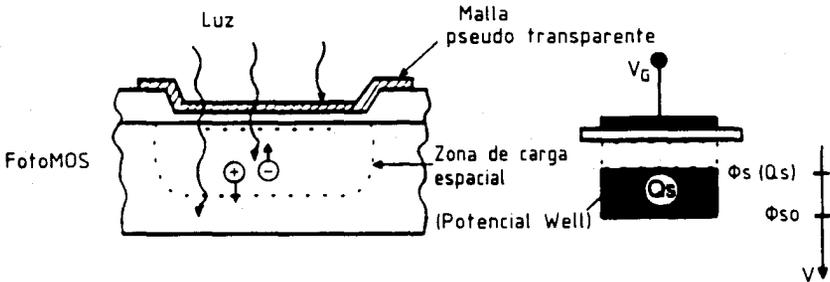


Figura 4.12: Fotodetección utilizando silicio.

2) Transferencia de carga y etapa de lectura.

La transferencia de carga consiste en desplazar secuencialmente los paquetes de fotocargas a lo largo del arreglo de elementos, hacia la etapa final de salida. La transferencia puede hacerse en dos o cuatro fases y está caracterizada por el número de diferentes tiempos requeridos para pasar las cargas de un elemento al siguiente.

Cuando las cargas van llegando a la etapa de lectura, son convertidas a un nivel de voltaje proporcional. Esta conversión es llevada a cabo por un diodo de lectura, adyacente a un compuerta de salida. Después de la lectura, las cargas son desechadas en un diodo de re-establecimiento a través de un transistor MOS.

El sensor CCD usado en el experimento consiste de un arreglo bidimensional de fotoelementos, con dimensiones físicas de $4.2 \times 5.82 \text{ mm}^2$, conteniendo 144×208 pixeles. El sensor está separado en dos áreas idénticas: una zona de imagen, la cual recibe la información óptica, y una zona de memoria dentro de la cual la imagen almacenada es transferida para su posterior lectura, por un registro de lectura (ver figura 4.3). La zona de imagen está hecha de una matriz de elementos fotoMOS. Cada columna forma un registro, separado de los otros por una pared aislante.

Después de transferir una imagen a la zona de memoria, la siguiente imagen es integrada, es decir, los elementos de la zona de imagen son desplazados para acumular fotocargas durante un período de 20 ms. Una vez que pasa el período de integración, las cargas son transferidas a la zona de memoria, este proceso se lleva a cabo durante un tiempo menor de 1 ms, conocido como período de oscurecimiento y durante el cual la zona de imagen no recibe información. Cuando todas las cargas han sido transferidas, la zona de imagen está lista para integrar un nuevo campo mientras que el contenido de la zona de memoria es transferido línea por línea hacia el registro de lectura, recorriendo secuencialmente todos los píxeles de cada línea. Cuando el contenido de la primera línea se ha registrado, la siguiente línea es leída. Las frecuencias de lectura horizontal y vertical de la CCD son: 7.375 MHz y 15.625 kHz respectivamente.

En la etapa de salida se obtiene una señal de vídeo estándar, la cual es secuencialmente digitalizada por una tarjeta electrónica digitalizadora compatible con una computadora IBM PC/AT, proporcionando la posición y luminosidad de cada píxel cuyo contenido sea mayor de un cierto valor umbral dado, esta información es almacenada en la memoria de la computadora o en cinta, para posterior análisis.

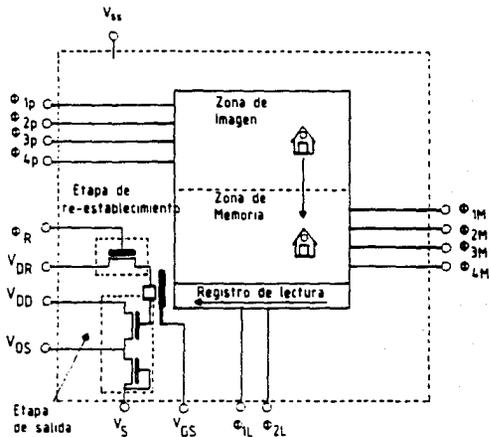


Figura 4.13: Organización del sensor CCD.

Los parámetros principales que caracterizan un sensor de imagen CCD son los siguientes:

Respuesta (R). Es la razón entre la señal de voltaje útil y la exposición, para una iluminación dada, y es función de la sensibilidad de los fotoelementos y de la conversión carga a voltaje.

Respuesta espectral. La respuesta espectral está dada por la respuesta en función de la longitud de onda de la fuente luminosa, y depende de la estructura de los fotoelementos y del tipo de silicio usado. La diferencia en la eficiencia cuántica promedio de los dos tipos de elementos fotosensitivos es significativa para longitudes de onda abajo de 700 nm. Variaciones locales en el grosor de las placas o en la geometría de los píxeles generan modificaciones en la eficiencia cuántica a lo largo del área fotosensitiva, dando como resultado una señal de carga no uniforme, para una iluminación uniforme.

Linealidad. Para un sensor CCD la señal de salida es directamente proporcional a la exposición, pero puede ser afectada por efectos secundarios como la no linealidad del condensador de lectura y de la amplificación de salida.

Eficiencia de transferencia de carga. Mide el porcentaje de cargas transferidas de una etapa a la siguiente.

Resolución y contraste. La resolución espacial caracteriza la habilidad del sensor para discriminar detalles muy poco espaciados en la imagen, y se mide por la respuesta del fotosensor a un patrón de pares de líneas equidistantes en blanco y negro de frecuencia espacial creciente.

En la tabla 4.2 se dan las características de la CCD utilizada.

Tabla 4.2: Características de la CCD

Parámetro	Símbolo	Valor			Unidad
		Min.	Tip.	Max.	
Saturación del Voltaje de salida	Vsat	400	750	-	mV
Saturación de Exposición	Esat	-	0.20	-	$\mu\text{J}/\text{cm}^2$
Saturación de iluminación	Lsat	-	30	-	lux
Respuesta	R	2.2	3	-	$\text{V}/\mu\text{J}/\text{cm}^2$
Ruido en Oscuridad rms	Vn	-	0.25	-	mV
Espectro dinámico	DR	-	3000	-	
Fotorespuesta	PRNU	-	± 4	± 6	%
Resolución Horizontal	Reh	-	150	-	líneas de TV
Resolución Vertical	Rev	-	150	-	líneas de TV

4.2.3 Dispositivo experimental y el "trigger" del sistema.

Los fotones ultravioleta de la radiación de Cherenkov se han simulado en el laboratorio utilizando un flash de deuterio, el cual tiene una distribución espectral de radiación continua entre 160 y 400 nm [45]. El flash es un dispositivo tubular de pirex con una pequeña ventana de fluoruro de calcio para reducir la atenuación de la radiación en la zona de bajas longitudes de onda. Los electrodos son hechos de tungsteno y están separados 1 mm.

En una MSAC expuesta a radiación de Cherenkov real, cada avalancha es producida por un solo fotoelectrón, el cual proviene de un solo fotón. Para simular la radiación de Cherenkov, es necesario colimar la fuente ultravioleta al nivel de fotones aislados. El colimador utilizado es un tubo de 20 cm de largo con dos perforaciones de 200 μm en un extremo, y un colimador con un agujero de 1 mm de diámetro en el otro extremo. La intensidad del flash fue además atenuada con varias hojas de filtro Aclar 22 A.

A bajos flujos de fotones incidentes, la respuesta del detector, es decir, la probabilidad de crear un fotoelectrón en la región de conversión sigue una distribución de Poisson con una media muy baja (< 1). En una muestra de 150 eventos detectados por la CCD fue encontrado que el 64 % de ellos eran eventos vacíos, es decir ningún fotón había sido fotoconvertido en la MSAC. Con estos datos uno puede calcular la media de la distribución y calcular la probabilidad teórica de detectar uno, dos o más fotones. La distribución de Poisson está dada por:

$$P_{\mu}(n) = \frac{e^{-\mu} \mu^n}{n!} \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

Usando que para la muestra estudiada $P_{\mu}(0) = .64$, se puede calcular la media μ , obteniéndose que: $\mu = .4359$.

Con este valor se pueden calcular las probabilidades de detectar uno, dos o más fotones:

$$P(\mu,1) = 0.2818 \quad \text{y} \quad P(\mu,2) = 0.06$$

La distribución de Poisson predice que la probabilidad de detectar dos fotones es del 6 %, ésto puede ser verificado en la muestra experimental ya que el colimador tiene dos orificios de la misma área separados 3 mm. Asumiendo que la probabilidad de detectar dos fotones en un hoyo es igual a detectar uno en cada hoyo se puede ver el buen ajuste de la muestra a tal distribución, ya que fueron encontrados 10 eventos de los 150 que tenían dos avalanchas simultáneas, que corresponden a dos fotones convertidos en el detector, lo que representa ≈ 6 % de la muestra, y por lo tanto el resto de los eventos en los cuales se observa una sola avalancha corresponde a la probabilidad de detectar un solo fotón, ajustando a lo predicho antes. Tal concordancia de los datos experimentales con la distribución de Poisson garantiza la buena colimación del flash al nivel de fotones solos.

Un diagrama del circuito utilizado para pulsar la lámpara de deuterio se muestra en la figura 4.14. Como puede observarse, del circuito es posible obtener una señal en el momento en que ocurre una descarga, dicha señal es utilizada para construir el "trigger" del sistema, del cual se crean las compuertas electrónicas del detector, del sistema óptico de lectura y del sistema de adquisición de datos.

La figura 4.15 muestra una vista esquemática del dispositivo experimental con la fuente UV colocada en frente de la ventana de cuarzo. La CCD está colocada dentro de un compartimiento oscuro a temperatura ambiente acoplado al compartimiento térmico donde se encuentra el detector, a través de una ventana doble de vidrio aislante. La distancia entre la ventana de Mylar-Aclar del detector y la CCD es de aproximadamente 40 cm.

La fuente de luz ultravioleta se coloca en frente de la ventana de cuarzo, con una inclinación de 17° para evitar que el sistema óptico detecte directamente la luz emitida por ésta.

En la figura 4.16 se muestra el "trigger" del sistema. La señal obtenida de la lámpara UV es atenuada a un nivel aceptable por el discriminador (DISC) de donde se obtiene tres señales lógicas idénticas. El número de descargas emitidas por la lámpara UV es contado directamente por un escalador (SC). Un fotomultiplicador (PM) colocado a la misma distancia que la CCD detecta la luz producida en cada evento, proporcionando una señal analógica que puede ser discriminada en dos niveles dependiendo de la altura del pulso de dicha señal, dicha discriminación permite saber si en un evento hubo descargas o no. La señal del PM permite también conocer el tiempo entre la emisión de la lámpara y la detección de los eventos, facilitando el ajuste temporal de los pulsos. La operación de la compuerta, del pulso aplicado en la etapa de amplificación y del sistema de lectura óptico está gobernado por la señal obtenida cuando ocurre una coincidencia entre la señal de la lámpara UV y la detectada por el dispositivo CCD. La señal de la coincidencia es dividida en tres señales idénticas, cada una de las cuales alimenta una unidad "Timig" la cual da un retraso temporal y un ancho adecuado del

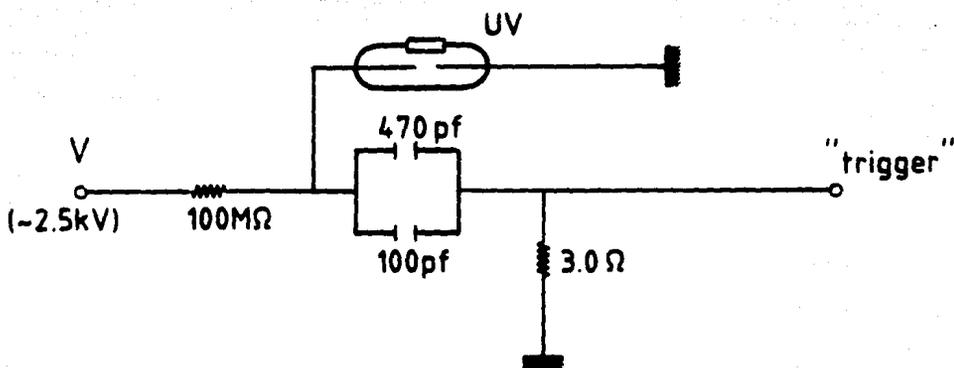


Figura 4.14: Esquema del circuito utilizado para pulsar la fuente de luz ultravioleta.

pulso que será aplicado a la compuerta, al electrodo 6 y al intensificador de imagen para establecer su operación.

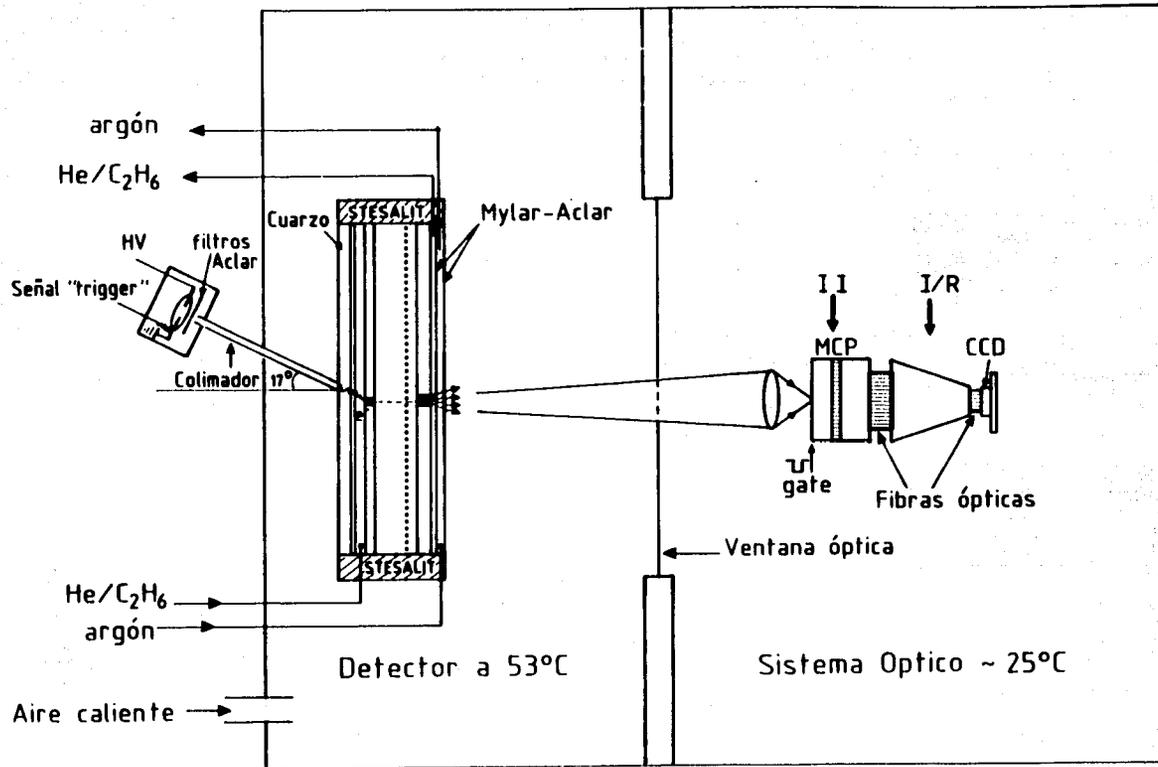
La operación es inhibida (VETO) cuando hay descargas en el detector y durante el "tiempo muerto" de la tarjeta digitalizadora.

Para tener un funcionamiento óptimo de las diferentes compuertas del sistema, la aplicación y duración de los pulsos debe ser tal que garantice que toda la carga es transferida por la compuerta y que toda la luz producida por la avalancha es observada por la CCD. Aquí, la sincronización de los pulsos juega un papel importante.

La sincronización de los pulsos se hace por medio de un barrido temporal de cada uno de los pulsos aplicados, de la siguiente manera:

El fotomultiplicador (PM) que está colocado a la misma distancia de la CCD, proporciona el tiempo entre la aparición de la descarga en la lámpara y la detección de la avalancha por el PM y la CCD; con esta información se establece el intervalo sobre el cual debe hacerse el barrido temporal. Para establecer la operación de la compuerta se mantiene el Intensificador de Imagen en la CCD operando continuamente, asimismo el electrodo HV6 se mantiene a un voltaje alto para obtener una buena amplificación. Para un ancho constante del pulso de 100 ns, se varía sobre un intervalo de aproximadamente 900 ns a 2 μ s el retraso del pulso, es decir el momento en que se aplica.

De la curva de respuesta obtenida se seleccionan los tiempos de retardo y duración adecuados. El proceso se repite para el electrodo HV6 con el funcionamiento de la compuerta ya establecido y para el Intensificador de Imagen, con los anteriores pulsos en funcionamiento. En la figura 4.17 se muestran las curvas obtenidas en función del retardo del pulso. Las características temporales de los pulsos están dadas en la Tabla 4.3.



I.I. = Intensificador de Imagen

I/R = Intensificador/Reductor de Imagen

Figura 4.15: Dispositivo experimental.

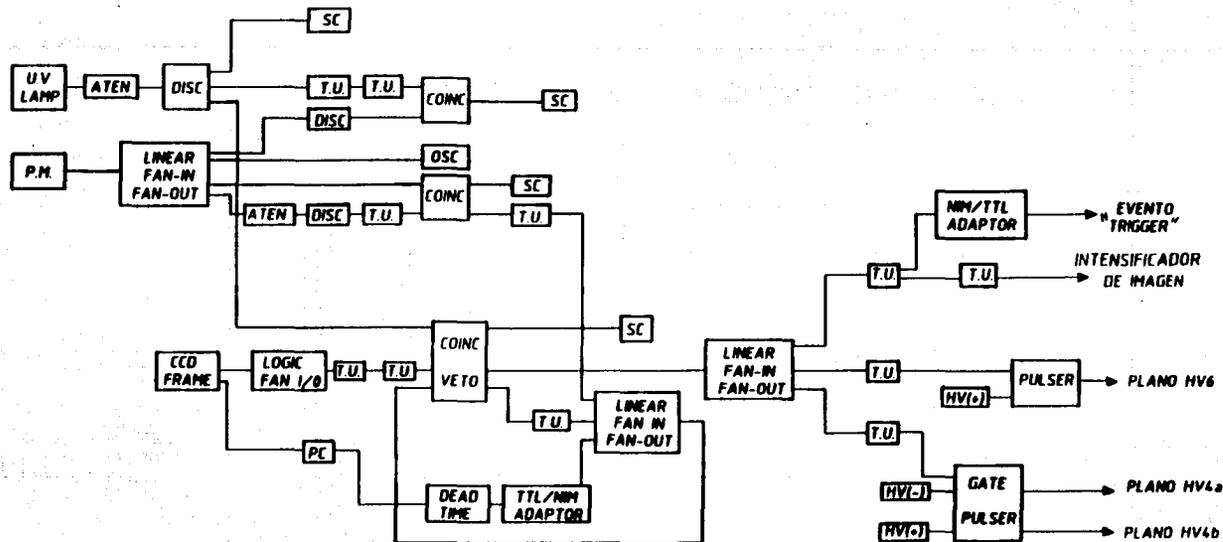


Figura 4.16: "Trigger" electrónico.

Tabla 4.3: Características de los pulsos aplicados

Pulso	Retardo	Duración
Compuerta	900 ns	800 ns
Electrodo HV6	1 μ s	800 ns
I.I.	1 μ s	1.3 μ s

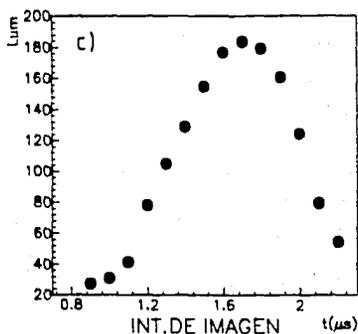
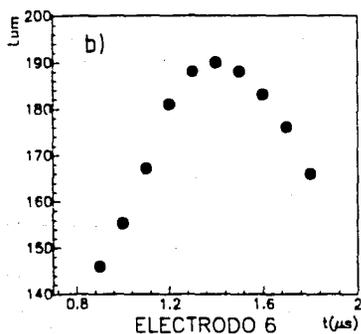
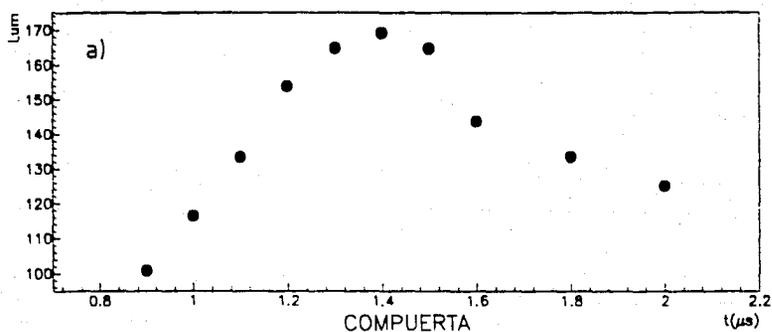


Figura 4.17: Respuesta de la MSAC en función del momento de aplicación y la duración de los pulsos en: a) Compuerta. b) Electrodo HV6. c) Intensificador de Imagen.

4.2.4 Estudio del comportamiento de la MSAC en función de la concentración de etano y de la temperatura de TMAE.

Como fue mencionado previamente, el propósito del presente trabajo es establecer las condiciones de operación de la MSAC que permitan una detección eficiente de fotones UV. Con este fin se han estudiado mezclas de gas conteniendo helio (He) y etano (C_2H_6) en dos diferentes proporciones: 95% He/5% C_2H_6 y 93% He/7% C_2H_6 , las cuales son saturadas con vapor fotosensitivo de TMAE a 43, 46 y 48 °C.

Para la realización del experimento se ha utilizado el dispositivo mostrado en la figura 4.15. Cuando un fotón generado por la lámpara de deuterio penetra en el detector a través de la ventana de cuarzo, fotoioniza la molécula de TMAE y produce un electrón que será llevado hacia la región de preamplificación donde se produce una multiplicación de cargas, algunas de las cuales son transferidas hacia la zona de transferencia y posteriormente hacia la zona de amplificación donde hay una segunda multiplicación de cargas, formándose una avalancha de Townsend cuya ganancia depende de los campos eléctricos aplicados en las diferentes zonas de la MSAC. Durante el desarrollo de la avalancha se emite luz visible debido a las colisiones de los electrones con las moléculas del gas y a la recombinación del TMAE, la mayoría de la cual ocurre cerca del final de la avalancha. La luz es enfocada hacia los intensificadores de imagen y grabada por la CCD, proporcionando una imagen bidimensional con la información de la luminosidad y distribución de la avalancha.

Para determinar los campos eléctricos que deben ser aplicados al detector para operarlo en la región proporcional de amplificación en condiciones óptimas, se hicieron medidas de la luminosidad en función de los voltajes aplicados en los diferentes planos. En la Figura 4.18 se muestran las variaciones de la luminosidad cuando se varía el voltaje en la zona de amplificación (HV6), con la preamplificación, conversión y transferencia dadas. En cada una de las zonas se han hecho variaciones similares de los voltajes y observado el comportamiento del detector, con el fin de determinar los mejores voltajes de operación. Para seleccionar los voltajes óptimos se han tomado en cuenta tres factores principalmente: la luminosidad de la avalancha, de manera que ésta sea perfectamente detectable por el sistema óptico, la estabilidad del detector, es decir, que éste pueda ser operado durante un periodo continuo suficientemente largo sin la ocurrencia de descargas, ya que esto puede causar además de daños a las mallas del detector, daños a los intensificadores de imagen; y finalmente se debe considerar el fenómeno de retroalimentación, el cual debe ser disminuido o de preferencia suprimido totalmente; este último factor será estudiado en detalle posteriormente. Tomando en cuenta estos factores se observó que una mejor operación de la MSAC se obtiene cuando los voltajes aplicados son los listados en la Tabla 4.4 para cada una de las mezclas de gas.

Un parámetro importante en la operación del detector es la cantidad de TMAE en la mezcla de gas, la cual está determinada por la temperatura de la burbuja de TMAE. Ya que el TMAE tiene una presión de vapor muy baja, es necesario utilizarlo a altas temperaturas para tener una conversión eficiente de los fotones incidentes. Para estudiar el comportamiento del detector se tomaron medidas de la luminosidad de las avalanchas para diferentes temperaturas. Los resultados obtenidos muestran claramente el incremento en la luminosidad cuando la temperatura del TMAE es mayor. Una mejor comparación podría hacerse si los voltajes de operación pudieran mantenerse exactamente iguales, de manera que solo el parámetro temperatura quedara libre, desafortunadamente eso no fue posible en el experimento debido a diversos problemas técnicos. La dependencia de la luminosidad con la temperatura del TMAE puede verse en la Figura 4.19, los datos presentados corresponden a la luminosidad obtenida cuando se han aplicado los voltajes seleccionados como óptimos.

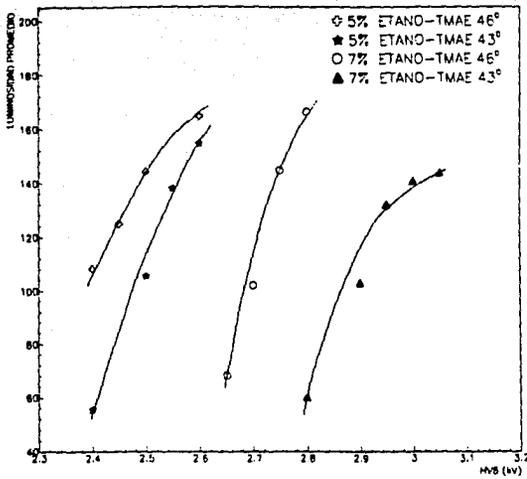


Figura 4.18: Luminosidad promedio en función del voltaje de amplificación, para una preamplificación dada. Cada curva corresponde a diferentes concentraciones de etano y TMAE.

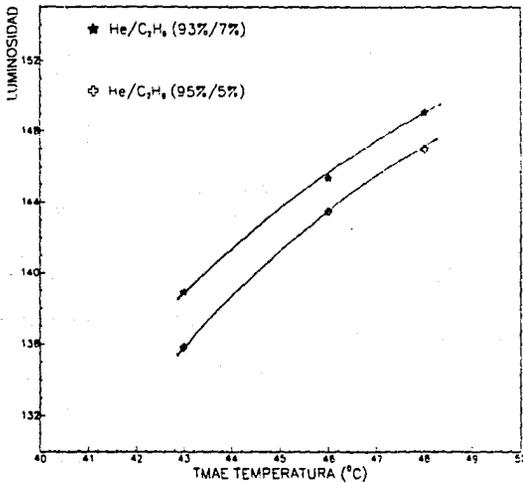


Figura 4.19: Luminosidad en función de la temperatura del TMAE.

Tabla 4.4: Voltajes de operación de la MSAC.

Plano	Temp. TMAE [°C]	Mezcla de Gas	Voltaje [V]
HV1	43	helio 93%/etano 7%	-5990
HV2			-4100
HV3			-2100
HV4a			-400 (-100)
HV4b			-600 (+100)
HV5			0
HV6			+2600 (+400)
HV1	46	helio 93%/etano 7%	-5990
HV2			-4150
HV3			-2300
HV4a			-400 (-100)
HV4b			+600 (+100)
HV5			0
HV6			+2350 (+400)
HV1	48	helio 93%/etano 7%	-5920
HV2			-3980
HV3			-2300
HV4a			-400 (-100)
HV4b			-600 (+100)
HV5			0
HV6			+2200 (+400)
HV1	43	helio 95%/etano 5%	-5150
HV2			-3750
HV3			-2000
HV4a			-400 (-100)
HV4b			-600 (+100)
HV5			0
HV6			+2150 (+400)
HV1	46	helio 95%/etano 5%	-5250
HV2			-3900
HV3			-2300
HV4a			-400 (-100)
HV4b			-600 (+100)
HV5			0
HV6			+2100 (+400)
HV1	48	helio 95%/etano 5%	-5250
HV2			-3900
HV3			-2300
HV4a			-400 (-100)
HV4b			-600 (+100)
HV5			0
HV6			+2000 (+400)

4.2.5 Tamaño de la avalancha y resolución espacial

El tamaño de la avalancha en detectores gaseosos y principalmente en Cámaras de Avalanchas en Etapas Múltiples, es el resultado de una combinación de diferentes factores. En la MSAC operando a presión atmosférica el factor dominante es la emisión secundaria de fotones durante el crecimiento de la avalanchante. Dicho factor es una función de la mezcla de gas y la geometría del detector principalmente.

El tamaño de la avalancha grabada ópticamente depende además, de los elementos que forman la cadena óptica. Con el presente sistema y la MSAC operando a altas temperaturas de TMAE y a presión atmosférica, se ha medido el tamaño de la avalancha y se ha obtenido un tamaño promedio de 0.71 mm en X y 0.7 mm en Y , para avalanchas obtenidas con el detector llenado con una concentración de etano de 7 % , helio 93 %, y TMAE a 48 °C. Una vista bidimensional y tridimensional de una avalancha sola detectada por la CCD en estas condiciones se muestra en la Figura 4.20 . Como puede observarse en la figura a la izquierda, además de la avalancha existen otros puntos luminosos distribuidos azarosamente sobre todo el detector, los cuales son introducidos por el ruido del detector y del sistema óptico. Para calcular el tamaño de la avalancha es necesario remover todos aquellos puntos que no corresponden realmente a la avalancha, para lo cual se ha utilizado un algoritmo que reconstruye la imagen de la avalancha, dejando solo los puntos que tengan una luminosidad mayor que un cierto valor umbral y que estén conectados con el resto de la avalancha por un cierto número de vecinos. La figura tridimensional a la derecha en la figura 4.20 muestra una avalancha reconstruida, con el fondo removido.

Una vez que la avalancha ha sido identificada, se grafican las distribuciones de la luminosidad de en X y Y de los píxeles correspondientes a la avalancha. En la Figura 4.21 se muestran las proyecciones en X y Y . La gráfica esta dada en unidades de pixel, donde 1 pixel = .52 mm. Haciendo un ajuste a una gaussiana de dicha distribución se encuentra el tamaño de las avalanchas el cual está dado por la desviación estándar en el ajuste.

El tamaño de la avalancha ha sido medido en todas las mezclas de gas y temperaturas estudiadas, observándose un ligero incremento en el ancho de la distribución (σ) cuando la temperatura del TMAE es menor. Para la temperatura del TMAE de 43 °C se ha encontrado que $\sigma = 0.723$ mm.

La resolución espacial del detector ha sido estudiada en la mezcla de gas He 93% - C₂H₆ 7%, a alta concentración de TMAE (48 °C). Para determinar la resolución espacial se han calculado los centroides de las imágenes de las avalanchas reconstruidas, para un grupo de aproximadamente 400 eventos tomados con los mismos voltajes de operación aplicados al detector, utilizando un algoritmo que calcula el centroide de la distribución bidimensional de los píxeles asociados a una avalancha y crea un histograma de dichos centroides. La proyección en X de la distribución de los centroides de las avalanchas sigue un comportamiento gaussiano, cuyo ancho (σ_{rms}) proporciona una medida directa de la resolución espacial del detector. Para esta particular mezcla estudiada se ha obtenido una resolución en X de 291 μ m.

La resolución del detector en la dirección Y no puede ser determinada con exactitud ya que la lámpara UV se encontraba inclinada 17 °C, de manera que la posición detectada depende de la distancia viajada por el fotón antes de que la fotoionización ocurra, y la distribución de los centroides en esta dirección no proporciona una medida real de la resolución espacial de la MSAC.

Las distribuciones de los centroides en X y Y se muestran en la Figura 4.22. El ajuste gaussiano en la proyección X da la resolución del detector en esa dirección, mientras en la proyección en Y puede verse un comportamiento exponencial debido a la inclinación del flash.

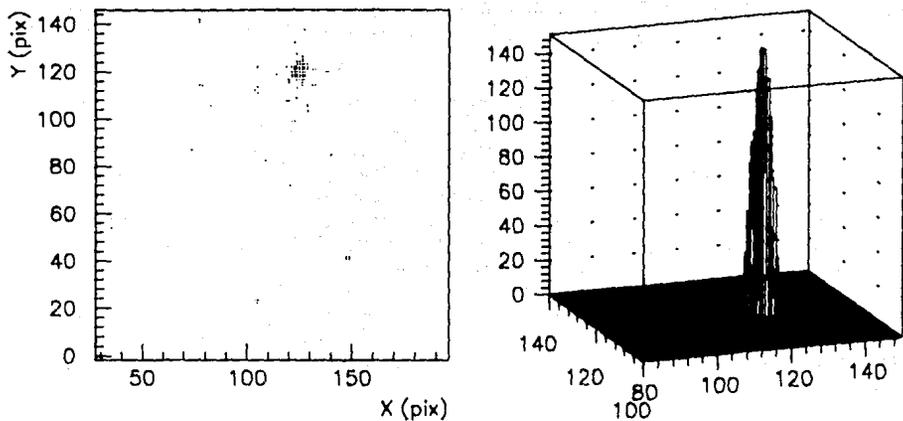


Figura 4.20: Vista bidimensional y tridimensional de una avalancha sola observada por la CCD.

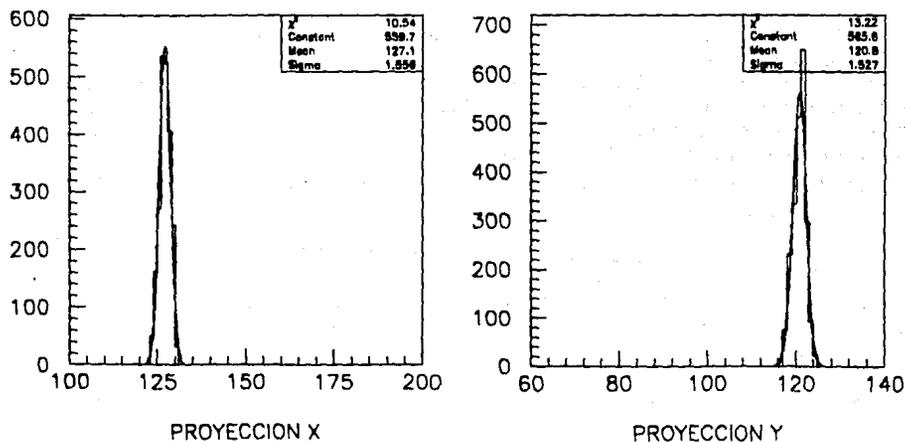


Figura 4.21: Distribución de la avalancha en X y Y. σ representa el tamaño de la avalancha.

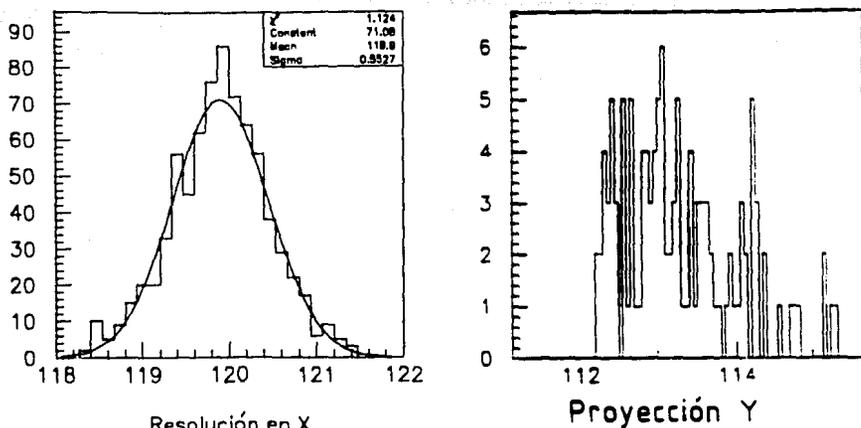


Figura 4.22: Resolución espacial. Proyecciones de los centroides en X y Y , el ajuste gaussiano en X proporciona la resolución del detector en esta dirección, mientras que en Y se observa un comportamiento exponencial debido a la posición del flash UV.

4.2.6 Retroalimentación.

Uno de los problemas principales en la operación de una MSAC, es la producción de avalanchas secundarias o retroalimentación, debido a que algunos de los fotones UV producidos durante el desarrollo de la avalancha primaria pueden fotoionizar la molécula de TMAE liberando un electrón que dará lugar a un nuevo proceso de amplificación.

Como fue explicado en el Capítulo 3, el uso de la compuerta electrónica permite suprimir las avalanchas creadas por los fotones que regresan desde la zona de amplificación hacia la de conversión. Sin embargo, aquellas avalanchas secundarias que son creadas en la región de preamplificación se desarrollan simultáneamente con la avalancha real alcanzando la segunda amplificación y siendo por lo tanto detectadas por la CCD, ya que la ganancia obtenida es suficientemente alta para hacerlas visibles. Algunos de estos eventos se muestran en la Figura 4.23 .

El proceso de retroalimentación fue analizado de los datos grabados con la CCD, para cada una de las mezclas de gas estudiadas. El análisis se hizo con un algoritmo que identifica las avalanchas secundarias y las distingue de la real, proporcionando información de las distribuciones de avalanchas secundarias alrededor de la primaria así como la estadística de dichas avalanchas. Del análisis realizado fue observado que:

- 1) Las avalanchas secundarias tienen una distribución azarosa alrededor de la avalancha primaria, como puede verse en la figura 4.24a donde se grafica la distancia angular de las avalanchas secundarias con respecto a la avalancha primaria para un grupo de 200 eventos.
- 2) Un comportamiento exponencial de la distancia radial del centroide de las avalanchas secundarias al centroide de la avalancha primaria fue observado en todos los casos. Además, la distancia promedio a la que son convertidos los fotones secundarios disminuye a mayor temperatura del TMAE. Esto es debido a que una mayor eficiencia de absorción se obtiene en la vecindad de la avalancha pri-

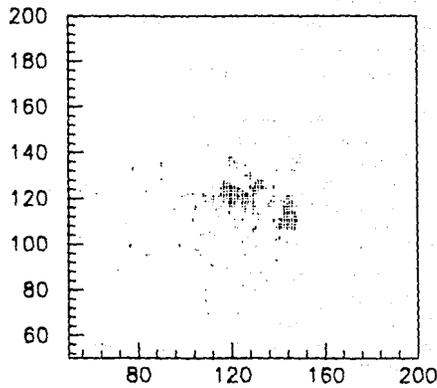
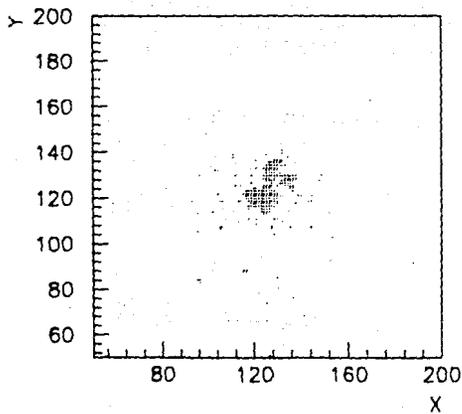
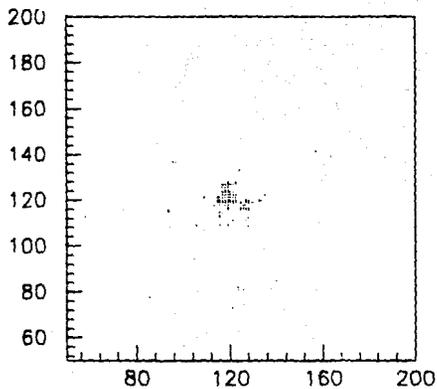
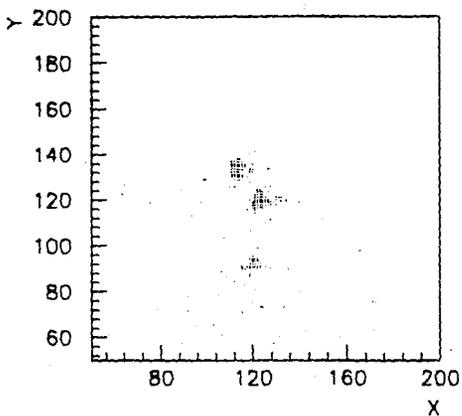


Figura 4.23: Vista bidimensional de eventos con avalanchas secundarias.

maria. Tal distribución radial se muestra en la figura 4.24b

3) El número de avalanchas secundarias disminuye fuertemente en función del incremento de "extintor" y el aumento de la temperatura del TMAE. Porcentajes de entre 48 y 11 % fueron obtenidos en las diferentes mezclas.

Ya que la ganancia alcanzada por las avalanchas secundarias depende de la distancia a la cual el fotón secundario es convertido, la disminución de éstas puede ser explicado debido a que la trayectoria libre media de un fotón disminuye conforme aumenta la temperatura, de manera que un fotón secundario puede ser convertido a una distancia menor y por lo tanto el fotoelectrón producido no alcanza una ganancia suficiente para ser detectado. Por otro lado, el incremento de "extintor" reduce la cantidad de fotones libres que puedan fotoionizar las moléculas de TMAE. La tabla 4.6 resume los resultados obtenidos para las diferentes mezclas, los cuales son mostrados en la figura 4.25, para una muestra de 200 eventos en cada caso.

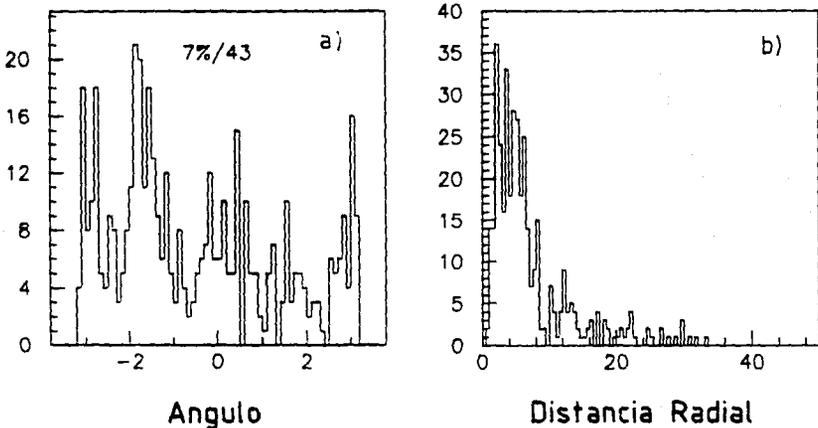


Figura 4.24: a) Distribución angular de las avalanchas secundarias alrededor de la avalancha primaria. b) Distribución radial de las avalanchas secundarias.

Otro factor que influye en la cantidad de avalanchas secundarias detectadas por la CCD, es el ancho de la zona de preamplificación. Aunque este parámetro no fue estudiado experimentalmente, teóricamente se espera que el incremento del ancho de esta zona disminuya notablemente las avalanchas secundarias detectadas. Un simple cálculo matemático del problema se encuentra en el Apéndice C.

De los estudios realizados se ha visto la capacidad del detector para la detección de fotones solos, además se ha observado que la estabilidad y eficiencia de detección mejora notablemente cuando la temperatura del TMAE aumenta. Como puede notarse de la figura 4.25, el porcentaje de eventos con avalanchas secundarias disminuye fuertemente en función de la cantidad de quencher y la concentración de TMAE. De los resultados obtenidos se puede concluir que las condiciones óptimas para la

Tabla 4.5: Porcentaje de avalanchas de retroalimentación.

Concentración He/C ₂ H ₆ (%)	TMAE Temp. (°C)	Porcentaje de avalanchas secundarias (%)
95/5	43	42
95/5	46	34
95/5	48	22
93/7	43	28
93/7	46	19
93/7	48	11

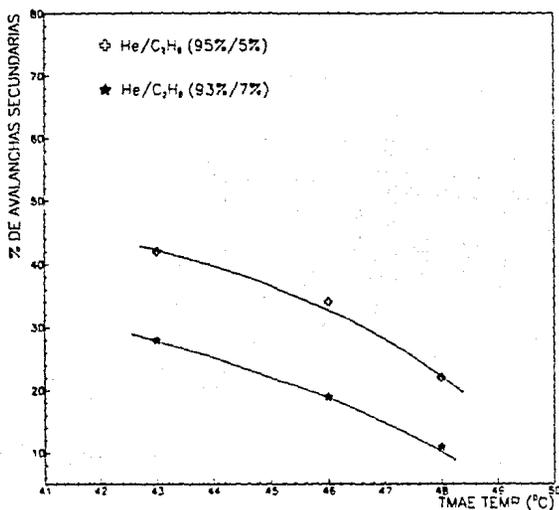


Figura 4.25: Porcentaje de avalanchas de retroalimentación en función de la concentración de TMAE y etano en el detector.

detección eficiente de fotones UV, son aquellas en las que la MSAC se llena con la mezcla He/C₂H₆ (93%/7%), saturada con vapor de TMAE a 48 °C. Sin embargo aunque otras temperaturas no fueron estudiadas, se espera un mejor funcionamiento de la MSAC a mayores temperaturas. Desafortunadamente cuando la MSAC se acopla a un radiador para constituir un detector RICH, la temperatura máxima de operación está restringida por las tolerancias térmicas del resto del detector.

4.3 Resultados del detector RICH de NA35.

Los resultados obtenidos del estudio realizado en el laboratorio con la MSAC muestran que un mejor comportamiento de ésta se obtiene cuando la temperatura del TMAE es de 48 °C y la concentración de etano es 7%, sin embargo debido a diversos problemas técnicos que no pudieron ser resueltos durante el periodo experimental del experimento NA35 en 1990, el detector RICH fue operado a una temperatura máxima de 46 °C. Sin embargo fueron obtenidos muy buenos resultados en cuanto a la detección de los fotones de Cherenkov. Algunas de las imágenes obtenidas se muestran en la figura 4.26. La imagen 4.26a muestra un anillo detectado en el periodo experimental 1988 utilizando un detector de 20 x 20 cm², llenado con una mezcla de helio 97%/etano 3% y TMAE a 48 °C; mientras que en la figura 4.26b puede verse una imagen con múltiples anillos grabada durante el periodo 1990, con un detector de 50 x 50 cm², llenado con helio 95% - etano 5% y TMAE a 46 °C.

Para el siguiente periodo experimental en 1991, se intentará utilizar el detector RICH con una concentración de etano de 7% y una temperatura de TMAE de al menos 48 °C, con lo que se espera una mayor eficiencia de detección y por lo tanto una mejor reconstrucción de los eventos que permitan una buena identificación de las partículas.

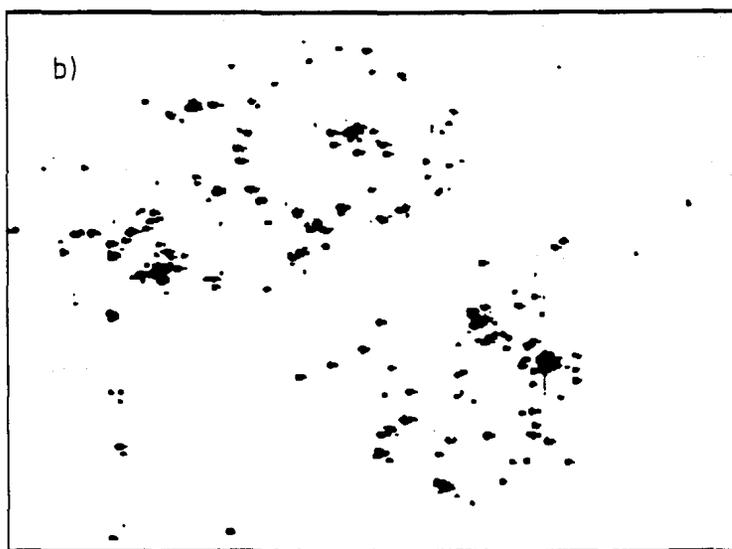
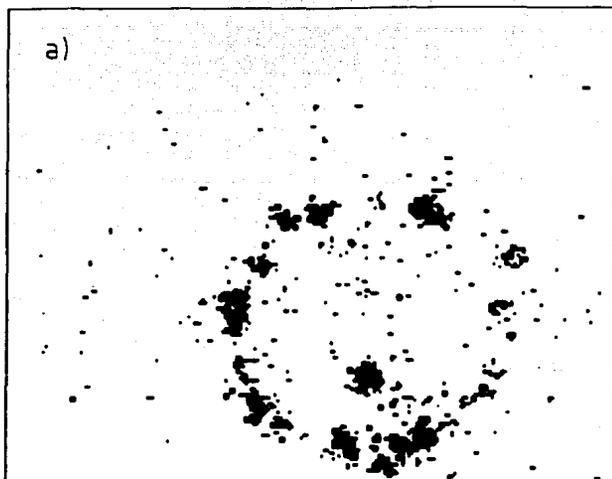


Figura 4.26:

Anillos de Cherenkov. a) Imagen obtenida en un RICH de 20x20 cm² de área activa, llenado con helio/etano (97%/3%). b) Anillos múltiples obtenidos con un RICH de 50x50 cm². La MSAC es operada con una mezcla compuesta de 95% helio y 5% etano, saturada con TMAE a 46 °C.

CAPITULO 5

CONCLUSIONES

Los resultados obtenidos del estudio realizado en el laboratorio muestran que la MSAC opera satisfactoriamente en mezclas de gas conteniendo TMAE, y permite una detección eficiente y localización de fotoelectrones solos producidos por fotones de energía arriba del umbral de ionización de TMAE (5.36 eV).

Se ha visto que la eficiencia del detector y la producción de luz es mayor cuando la temperatura del TMAE aumenta, debido a una mejor fotoconversión de los fotones incidentes y al mayor número de colisiones de los electrones con las moléculas de TMAE ya que la concentración es mayor. Ha sido observada, además, una mayor estabilidad del detector cuando la cantidad de "extintor" es mayor así como la temperatura del vapor fotosensible.

Uno de los principales problemas observados es el fenómeno de retroalimentación. Sin embargo, el problema puede ser reducido aumentando la temperatura del TMAE o incrementando la cantidad de "extintor". Sin embargo, esta segunda solución presenta un inconveniente, ya que un mayor número de fotones UV primarios serán absorbidos antes de ser convertidos en fotoelectrones, reduciéndose la eficiencia de detección del detector.

Tomando en cuenta los diferentes aspectos del estudio realizado y los resultados obtenidos se puede concluir que la mejor eficiencia de detección y operación del detector se obtiene cuando la cantidad de "extintor" es 7% y la temperatura de TMAE es 48 °C.

Se ha visto que la combinación de la MSAC con un sistema de lectura óptico es una solución eficiente para la detección de imágenes anulares de Cherenkov. El sistema óptico provee una localización bidimensional sin ambigüedades de fotones solos, lo cual es crucial en la detección de anillos de Cherenkov múltiples.

APENDICE A

TEORIA CINETICA DE LOS GASES

A.1 Gas Ideal

Dada una masa m de cualquier gas en equilibrio térmico, se puede medir su presión (p), volumen (V) y temperatura (T). Experimentalmente se observa que para densidades bajas los gases se comportan macroscópicamente de acuerdo con la relación

$$\frac{pV}{T} = cte \quad (A.1)$$

Ya que el volumen ocupado por el gas a una presión y temperatura dadas es proporcional a su masa, podemos escribir la ecuación anterior como:

$$\frac{pV}{T} = \mu R \quad (A.2)$$

con R la constante de proporcionalidad para cada gas, y μ es la masa expresada en moles.

Los experimentos muestran que a bajas densidades R tiene el mismo valor para todos los gases, siendo: $R = 8.314 \text{ Joule/mol}^\circ K$.

Desde el punto de vista microscópico se puede definir un gas ideal asumiendo que:

Un gas consiste de partículas llamadas moléculas.

Las moléculas tienen movimiento azaroso y obedecen las leyes del movimiento de Newton.

El número total de moléculas en el gas es grande.

El volumen de la molécula es despreciablemente pequeño comparado con el volumen del gas.

Ninguna fuerza apreciable actúa entre moléculas, excepto durante la colisión.

Las colisiones son elásticas.

Desde este punto de vista la presión de un gas puede calcularse de la siguiente manera:

Consideremos un gas contenido en un recipiente cúbico cuyas paredes son perfectamente elásticas, en el cual una molécula se mueve con velocidad v . Por simplicidad consideremos el movimiento en la dirección x . El cambio en el momento de la partícula debido a una colisión con una pared del recipiente será

$$\Delta p = p_f - p_i = -mv_x - (-mv_x) = -2mv_x$$

normal a la pared. El momento impartido a la pared es $2mv_x$, ya que el momento total se conserva.

El tiempo requerido para que la partícula alcance la pared opuesta es $\frac{l}{v_x}$ con l la longitud de las paredes del cubo. Asumiendo que no hay colisiones intermedias la partícula alcanza nuevamente la pared A1 en un tiempo $t = 2\frac{l}{v_x}$ después del primer choque. El número de colisiones por unidad de tiempo será $v_x/2l$ de donde la razón a la cual la partícula transfiere momento a A1 es:

$$2mv_x \frac{v_x}{2l} = \frac{mv_x^2}{l}$$

La fuerza total sobre la pared, es la razón a la cual el momento es impartido por todas las moléculas del gas,

$$p = \frac{m}{lA}(v_{x1}^2 + v_{x2}^2 + \dots)$$

Si N es el número total de partículas en el volumen y n es el número por unidad de volumen, entonces $\frac{N}{lA} = n$. De donde

$$p = mn \left(\frac{v_{x1}^2 + v_{x2}^2 + \dots}{N} \right)$$

La cantidad $(v_{x1}^2 + v_{x2}^2 + \dots)/N$ es el valor promedio de v_x^2 para todas las partículas, de manera que

$$p = mn \langle v_x^2 \rangle$$

Para cualquier partícula $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$. Debido a que hay muchas moléculas y su movimiento es azaroso, los valores promedio de la velocidad son iguales en las tres direcciones, y el valor de cada una es un tercio de la velocidad promedio $\langle v^2 \rangle$

$$\langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle$$

Finalmente la presión se puede reescribir como;

$$p = \frac{1}{3} mn \langle v^2 \rangle \quad (\text{A.3})$$

donde mn es la densidad ρ .

Multiplicando ambos lados de A.3 por el volumen, y tomando en cuenta que $\rho V = m = \mu M$, donde μ es la masa en moles y M es el peso molecular.

$$pV = \frac{1}{3} m \langle v^2 \rangle \quad (\text{A.4})$$

Dividiendo por el número de Avogadro y comparando con la ecuación A.2 se obtiene:

$$\frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} k T \quad (\text{A.5})$$

donde m es la masa de una sola molécula y k es la constante de Boltzman.

A.2 Trayectoria libre media

La distancia promedio entre colisiones sucesivas de las moléculas del gas se conoce como *trayectoria libre media* λ , y está relacionada con el tamaño de las moléculas y su número por unidad de volumen.

Considerando una molécula como una esfera de radio d moviéndose en un gas con n moléculas por unidad de volumen, la sección transversal para una colisión es πd^2 . El número de colisiones en una distancia vt será: $\pi d^2 vt n$.

La trayectoria libre media puede expresarse como la distancia total vt cubierta en un tiempo t dividida por el número de colisiones que ocurrieron en ese tiempo. es decir:

$$\lambda = \frac{vt}{\pi d^2 n vt} = \frac{1}{\sigma_0 n} \quad (\text{A.6})$$

donde σ_0 es la sección transversal para una colisión.

En realidad, las moléculas no son blancos estacionarios, debido al movimiento, la frecuencia de colisiones aumenta y la trayectoria libre media se reduce a

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} n \sigma_0} \quad (\text{A.7})$$

Utilizando la ecuaciones A.3 y A.5 se encuentra que

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{\sigma_0 P} \quad (\text{A.8})$$

A.3 Distribución de velocidades

Las velocidades de moléculas individuales varían sobre un amplio intervalo, con una distribución característica para un gas dado.

Maxwell propuso la siguiente distribución de velocidades para una muestra de gas con N moléculas:

$$N(v) = 4\pi N (m/2\pi kT)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT} \quad (\text{A.9})$$

La velocidad promedio o velocidad térmica de las moléculas del gas puede calcularse multiplicando el número de partículas en cada intervalo de velocidad por una velocidad característica del intervalo;

sumando los productos sobre todo los intervalos de velocidades y dividiendo por el número total de partículas. Reemplazando la suma por una integral se obtiene:

$$v = \frac{\int_0^{\infty} N(v) v \, dv}{N}$$

donde $N(v) \, dv$ es el número de partículas con velocidad entre v y $v + dv$.

$$v = \frac{\int_0^{\infty} 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-m^2/2kT} v \, dv}{N} = A \int_0^{\infty} v^2 e^{-Cv^2} v \, dv$$

donde $A = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}$ y $C = -\frac{m}{2kT}$. Integrando resulta

$$v = A \left[\frac{1}{C} \left(-\frac{1}{2C} e^{-Cv^2} \right) \right]_0^{\infty}$$

Evaluando y substituyendo los valores de A y C se obtiene:

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \tag{A.10}$$

A.4 Difusión

En cualquier gas, átomos, iones y electrones se difunden de posiciones de alta a baja concentración. El proceso es descrito por la ley de Fick, la cual establece que el flujo de partículas expresado como una densidad de flujo, es proporcional al gradiente de concentración:

$$J = -D \nabla n \tag{A.11}$$

Donde D se conoce como coeficiente de Difusión.

Consideremos una mezcla de gas con un gradiente de concentración en la dirección x . Haciendo uso de la simplificación de que 1/3 de todas las moléculas del gas se mueven en la dirección paralela al eje x , 1/3 paralelo al eje y , etc.; una superficie de área unitaria, perpendicular al eje x será cruzada durante un segundo por $1/6 n_1 v$ moléculas, moviéndose en la dirección de x positiva. Si la concentración varía en la dirección del eje x , la expresión anterior cambiará ligeramente, dando diferentes números de moléculas cruzando la superficie. Las moléculas que cruzan tienen su última colisión en una distancia de aproximadamente la trayectoria libre media antes de la superficie. Si la superficie está situada en $x = x_0$, las moléculas cruzando la superficie en la dirección positiva vendrán de un plano a $x_0 - \lambda$ y el número de éstas será:

$$\frac{1}{6} v (n_1)_{x_0 - \lambda} = \frac{1}{6} v \left(n_1 - \lambda \frac{\partial n_1}{\partial x} \right)$$

y el número de moléculas cruzando en la dirección x negativa será:

$$\frac{1}{6}v(n_1)_{x_0+\lambda} = \frac{1}{6}v\left(n_1 + \lambda \frac{\partial n_1}{\partial x}\right)$$

La densidad de flujo está dado por la diferencia de las expresiones anteriores:

$$J = -\frac{1}{3}\lambda v \frac{\partial n_1}{\partial x} \quad (\text{A.12})$$

comparando con la ecuación A.11 se obtiene que el coeficiente de difusión está dado por:

$$D = \frac{1}{3}\lambda v \quad (\text{A.13})$$

Sin embargo, esto es sólo una aproximación elemental del proceso. Si las moléculas se mueven con una distribución al azar de velocidades, se obtiene que:

$$D = \frac{1}{2}\lambda v \phi_1$$

El factor ϕ esta dado por el modelo específico considerado para el desarrollo de la teoría.

En el modelo de esferas rígidas se obtiene:

$$D = 2.6880 \times 10^{-3} \frac{\sqrt{T^3/M} \text{ cm}^2}{P \sigma^2 \text{ seg}}$$

donde M es el peso molecular, T es la temperatura en °K, P es la presión en atmósferas, σ es el diámetro molecular.

APENDICE B

MODULOS ELECTRONICOS

Para la realización del trabajo se utilizó un sistema electrónico modular estándar llamado NIM (Nuclear Instrument Module). En este sistema los aparatos electrónicos son contruidos en forma de módulos de acuerdo a especificaciones mecánicas y electrónicas estándar. Cualquier módulo NIM ajusta en "bins" estandarizados que alimentan a los módulos con voltajes estándar (± 12 Volts, ± 24 Volts).

Los módulos utilizados son:

- *QUAD DISCRIMINATOR LRS MODEL 1621 CL Y QUAD DISCRIMINATOR LE CROY MODEL 821*

El discriminador es un dispositivo que responde a señales de entrada con una altura del pulso mayor que un cierto valor umbral. Si el criterio es satisfecho, el discriminador responde dando una señal lógica; si no, no hay ninguna respuesta. El uso más común del discriminador es para bloquear los pulsos de baja amplitud que corresponden al ruido de fotomultiplicadores o del detector mismo.

- *FAN-IN | FAN-OUT LE CROY MODEL 428 F*

Fan-outs son circuitos activos que permiten la distribución de una señal a varias partes del sistema electrónico dividiendo la señal de entrada en varias señales idénticas de la misma amplitud y forma. El Fan-in acepta varias señales de entrada y delibera la suma algebraica como salida. Este módulo puede ser bipolar, es decir, acepta señales negativas y positivas. Ambas Fan-in y Fan-out existen en dos variedades: Lineal y Lógica. El módulo Lineal acepta señales lógicas y analógicas, mientras el módulo lógico acepta solo señales lógicas.

- *COINCIDENCE UNIT LE CROY MODEL 465*

La Unidad de Coincidencia determina si dos o más señales lógicas coinciden en tiempo y genera una señal lógica si la coincidencia es verdadera y ninguna señal si es falsa.

- *QUAD SCALER AND PRESET COUNTER TIMER CAEN MODEL N415*

El escalador una unidad que cuenta el número de pulsos que alimenta la entrada y presenta esta información visualmente.

- *DUAL GATE GENERATOR LRS MODEL 222, TIMER UNIT FE 276, TIMER UNIT MPI 66 10A, 4 DUAL TIMER UNIT MODEL 2225 B*

Los generadores de retardo y compuerta o "Timers" son dispositivos que generan pulsos de ancho variable en un intervalo de unos cuantos nanosegundos hasta unos cuantos segundos. La duración del pulso es seleccionada del panel frontal. Los generadores Gate pueden ser disparados

por una señal de entrada lógica y en algunos casos manualmente via un boton en el panel frontal. Estos módulos están también equipados con una señal "end marker" la cual es un pulso lógico obtenido al final del "pulso gate". Esto es usado para crear un retraso de la señal lógica.

- **HIGH VOLTAGE POWER SUPPLY (HVPS)415 B, HVPS WENSEL ELEKTRONIK MODEL N1130, 5 HVPS MODEL 44114, HVPS CAEN MODEL N125**

Son unidades que proporcionan un alto voltaje entre 0 y 6 KV, y entre 0 y 15 KV. Estas alimentan los diferentes planos del detector, la fuente UV, el dispositivo CCD e Intensificador de Imagen y las unidades de pulsos.

- **LEVEL ADAPTOR (NIM/TTL O TTL/NIM) MODEL 688 AL**

Adapta una señal TTL (Transistor - Transistor Logic) la cual es una señal lógica positiva (2-5 V), a una señal NIM estándar, o viceversa (NIM A TTL)

- **PREAMPLIFICADOR**

La función básica de un preamplificador es amplificar señales débiles de un detector y llevarla a través del cable que conecta el preamplificador con el resto del equipo. Al mismo tiempo debe agregar la menor cantidad posible de ruido. Ya que la señal de entrada es generalmente débil, los preamplificadores son montados lo más cerca posible del detector de manera que se minimize la longitud del cable. De este modo la razón señal/ruido es minimizada. Existen tres tipos básicos de preamplificadores:

- 1) Sensitivo a Voltaje
- 2) Sensitivo a Corriente
- 3) Sensitivo a carga

en el trabajo se utilizó un preamplificador sensitivo a carga.

- **AMPLIFICADOR**

El amplificador sirve para dos propósitos principales:

- 1) Amplificar la señal del preamplificador
- 2) Darle una forma conveniente a la señal, para posterior procesamiento

- **ATENUADOR**

El atenuador es usado para hacer una atenuación de la amplitud de la señal cuando ésta es muy grande, de manera que pueda ser aceptada por el resto del equipo.

APENDICE C

GANANCIA ENTRE DOS PLACAS PARALELAS

Consideremos un elemento de conversión y uno de amplificación como se muestra en la Figura C.1

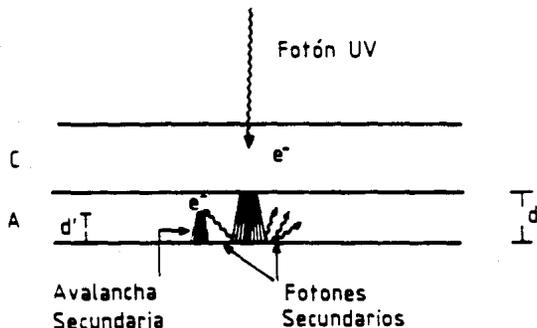


Figura C.1: Amplificación entre placas paralelas.

La amplificación de electrones en un campo eléctrico a lo largo de una distancia x está dada por la relación:

$$G = \exp(\alpha x) \quad (C.1)$$

Para un fotón convertido en la región C de la figura A.1, el electrón producido tendrá una amplificación en la región A de:

$$G = \exp(\alpha d) \quad (C.2)$$

donde d es el ancho del gap.

Supongamos que alguno de los fotones producidos durante el desarrollo de la avalancha empieza a viajar hacia la zona de conversión para dar lugar a una nueva avalancha. El fotón de retroalimentación será fotoconvertido en alguna parte en su trayectoria hacia C; supongamos que es convertido a una distancia d' , dentro de la zona A. El electrón creado tendrá una ganancia de:

$$G' = \exp(\alpha d') \quad (C.3)$$

Como un ejemplo tomemos una ganancia para el electrón primario de $G = 10^4$, en las condiciones actuales $d = 4 \text{ mm}$, de manera que:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln G = 2.3 \text{ mm}^{-1} \quad (\text{C.4})$$

Y la ganancia para el electrón de retroalimentación será:

$$G' = \exp [(2.3) (d')] \quad (\text{C.5})$$

Si por ejemplo $d' = 3 \text{ mm}$, se obtiene una ganancia de:

$$G' = 10^3$$

creandose una avalancha con una amplificación 10 veces menor que la inicial, pero que aún puede ser observada.

Si por ejemplo, el ancho de la zona de amplificación A se incrementa a 7 mm manteniendo la misma ganancia se obtiene que:

$$\alpha = 1.32 \text{ mm}^{-1}$$

En este caso el electrón secundario creado a 3 mm del último electrodo tendrá una ganancia de tan solo:

$$G' = \exp [(1.32) (3)] = 51.79 \quad (\text{C.6})$$

A estos valores de ganancia, la avalancha creada no puede ser detectada por el sistema óptico utilizado, permitiendo ver solamente la avalancha primaria.

De lo expuesto, puede verse claramente que el aumento en el ancho de la zona de amplificación es de gran utilidad para resolver el problema de la retroalimentación de fotones.

BIBLIOGRAFIA

1. F. Sauli, *Experimental Techniques* CERN-EP/ 86-143
M. Adams et al. *Nuclear Instruments and Methods* 217(1983) 237-243.
2. W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*
3. Rice-Evans, *Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers*, Richelieu 1974
4. R. C. Fernow, *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University Press 1986
5. F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire, Proportional and Drift Chambers*, CERN 1976.
6. M. Aguilar et al., *Particle Properties*, Data Booklet April 1986,
7. L. G. Christophorou *Atomic and Molecular Radiation Physics*, Wiley-Interscience 1971.
8. J. Seguinot, T. Ypsilantis *Nuclear Instruments and Methods*, 142 (1977) 377.
9. Geoffrey V. Marr, *Photoionization processes in Gases*, Academic Press 1967.
10. P. Cherenkov, *Physics Review*, 52 (1937) 378.
11. J.D. Jackson *Classical Electrodynamics* J. Wiley & Sons
E. Segrè, *Nuclei and Particles*, W. A. Benjamin, Inc.
12. J.V. Jelley, *Cherenkov Radiation and its Applications*, Pergamon Press 1958
13. T. Ypsilantis, CERN-EP / 89-150, 1989.
14. R. Arnold et al., *Nuclear Instruments and Methods*, 252 (1980) 188.
15. T. Ekelof, CERN EP/84-168 (1984).
16. G. Charpak et al., *Nuclear Instruments and Methods*, 164 (1979) 419.
17. D. Anderson, *Nuclear Instruments and Methods*, 178 (1980) 125.
18. D. Scigocky, Reporte interno EP 87-03, CERN 1987
19. G. Charpak y F. Sauli, *Phys. Lett.*, 78B (1978) 523.
20. A. Breskin et al., *Nuclear Instruments and Methods*, 178 (1980) 11.

21. J. R. Hubbard et al., *Nuclear Instruments and Methods* , 176 (1980) 233.
22. G. Charpak et al. , *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 34 (1984) 285.
23. R. Lacatena, *Tesi di Laurea*, Italia 1989.
24. G. Charpak, W. Dominik, CERN-EP / 88-74, 1988.
25. A. Breskin, *Nuclear Instruments and Methods*, 220 (1984) 349.
26. F. Sauli, CERN-EP / 89-15, 1989.
27. R. Bouclier et al., *Nuclear Instruments and Methods*, 205 (1983) 403.
28. G. Charpak and F. Sauli, *Nuclear Instruments and Methods*, 225 (1984) 627.
29. D. Aston et al. , SLAC-Pub 4795, 1989
30. Chas E. Waring, R. Berard, *Journal of Physical Chemistry*, 80-9 (1976) 1025.
31. Sthepen Shapiro, T. Weber, SLAC-Pub 4114, 1987.
32. Y. Nakato, M. Ozaki, H. Tsubomura, *The Journal of Physical Chemistry*, 76-15 (1972)2105.
33. D. F. Anderson, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS_28 (1981) 842.
34. R. A. Holroyd et al., Berkeley (USA) 1986.
R. A. Holroyd, J. M. Presses, and C. L. Woody, *Nuclear Instruments and Methods* , A261 (1987) 440.
35. D.F. Anderson, *Nuclear Instruments and Methods*, 270 (1988) 416.
36. R. Bouclier, G. Million, Comunicación Privada
37. Jaroslav Va'vra, CERN Crid - Memo # 57, 1988.
38. G. Charpak, CERN-EP / 83-62 1983.
39. G. Charpak et al., *Nuclear Instruments and Methods* , 269 (1988) 142.
40. V. Peskov et al., CERN-EP / 88-167 (1988).
41. Y. Giomataris et al., *Nuclear Instruments and Methods*, 279 (1989) 322.
42. A. Peisert, *Nuclear Instruments and Methods* , 217 (1983) 229.
43. *Optical Characteristics of Chatode Ray Tube Screens*, TEPAC publication No. 116. 1980
44. *The CCD Image Sensor*, Thomson - CSF. Division Silicium.
45. I. B. Berlman et al., *The Review of Scientific Instruments* , 30-1 (1967) 54.

CONTENIDO

CAPITULO 1: PROCESOS FISICOS EN GASES	3
1.1 Ionización	3
1.2 Recombinación y captura de electrones	4
1.3 Transporte de iones y electrones en gases	6
1.3.1 Difusión de iones y electrones en ausencia de campo eléctrico.	6
1.3.2 Arrastre y movilidad de iones	8
1.3.3 Arrastre de electrones	8
1.4 Detección de fotones	10
1.4.1 Absorción fotoeléctrica	11
1.5 Formación de la avalancha	12
CAPITULO 2: USO DE DETECTORES PROPORCIONALES GASEOSOS PARA LA DETECCION DE RADIACION DE CHERENKOV	15
2.1 Efecto Cherenkov	15
2.2 Detectores Cherenkov	18
2.3 Uso de detectores proporcionales en la detección de radiación de Cherenkov	22
2.4 Detectores proporcionales	23
2.4.1 Principios básicos de operación	23
2.4.2 Desarrollo temporal de la señal	25
2.4.3 Fenómeno de carga espacial	27
2.5 Detector proporcional multi alambres (MWPC)	28
2.6 Cámaras de placas paralelas en etapas múltiples (MSAC)	30
2.7 El detector RICH del experimento NA35	34
CAPITULO 3: LA CAMARA DE AVALANCHAS DE ETAPAS MULTIPLES (MSAC) ...	36
3.1 Selección del gas	36
3.2 Tetrakis(dimetilamino)etileno (TMAE)	37
3.2.1 Propiedades	37
3.2.2 Purificación del TMAE	39
3.2.3 Propiedades físicas e influencia de la temperatura	39
3.2.4 Descomposición y compatibilidad con materiales de laboratorio	40
3.2.5 El TMAE y la emisión de luz en mezclas conteniendo gases nobles	41
3.3 Descripción y operación de la MSAC	45
3.3.1 Región de Conversión	46
3.3.2 Región de preamplificación	47
3.3.3 Región de transferencia	47
3.3.4 Compuerta electrónica	49
3.3.5 Región de amplificación	50

CAPITULO 4: OPTIMIZACION DE LA MSAC	51
4.1 Funcionamiento del detector	51
4.2 Estudios de la MSAC como detector de fotones ultravioleta	58
4.2.1 El sistema de gas y TMAE.	58
4.2.2 El sistema óptico y la adquisición de datos	59
4.2.3 Dispositivo experimental y el "trigger" del sistema.	66
4.2.4 Estudio del comportamiento de la MSAC en función de la concentración de etano y de la temperatura de TMAE.	72
4.2.5 Tamaño de la avalancha y resolución espacial	75
4.2.6 Retroalimentación.	77
4.3 Resultados del detector RICH de NA35.	81
CAPITULO 5: CONCLUSIONES	83
APENDICE A: TEORIA CINETICA DE LOS GASES	84
A.1 Gas ideal	84
A.2 Trayectoria libre media	86
A.3 Distribución de velocidades	86
A.4 Difusión	87
APENDICE B: MODULOS ELECTRONICOS	89
APENDICE C: GANANCIA ENTRE DOS PLACAS PARALELAS	91
BIBLIOGRAFIA	93

Lista de Figuras

1.1	Velocidad de arrastre para electrones en metano, etano y etileno.	9
1.2	Velocidad de arrastre para electrones en mezclas de argón – metano.	9
1.3	Sección transversal de absorción en función de la energía del fotón.	10
1.4	Forma de la avalancha	12
1.5	Ionización entre los dos electrodos.	13
2.1	Emisión de una partícula viajando con velocidad a) menor y b) mayor que la velocidad de fase de la luz	16
2.2	Curva de dispersión de un material transparente en el espectro electromagnético total.	17
2.3	a) Curva de dispersión del freón. b) Curva de dispersión para varios cristales.	18
2.4	Configuración "Focalización por Proximidad"	21
2.5	Configuración "Focalización de Imagen"	21
2.6	Primer prototipo del Detector RICH	22
2.7	Principio de operación de la TPC para la detección de fotones.	23
2.8	Detector proporcional constituido por un cilindro coaxial y campo eléctrico en función de r.	24
2.9	Desarrollo de una avalancha en un detector proporcional en la vecindad del ánodo.	24
2.10	Ganancia en función del voltaje en las diferentes regiones de operación.	25
2.11	Señal del pulso en un contador proporcional	27
2.12	Principio de construcción y definición de los parámetros en una MWPC	28
2.13	a) Equipotenciales y líneas de campo en una MWPC. b) Vista ampliada alrededor de los alambres.	29
2.14	Variación del campo eléctrico a lo largo del eje perpendicular al plano del alambre.	29
2.15	Principio de operación de la MSAC.	30
2.16	El elemento gaseoso de Preamplificación y Transferencia (PAT).	31
2.17	Diferentes geometrías de construcción de las cámaras en etapas múltiples.	33
2.18	El detector RICH del experimento NA35.	35

3.1	Eficiencia cuántica del TMAE en función de λ	39
3.2	Presión de vapor del TMAE	40
3.3	Espectro de emisión del argón	42
3.4	Espectro de emisión de avalanchas en TMAE. Mezcla de gas: argón (97%) + CH ₄ (3%) + TMAE (0.4 Torr)	43
3.5	Razón luz-carga en función de la presión parcial del TMAE para diferentes gases nobles	44
3.6	Razón luz-carga para mezclas conteniendo metano	44
3.7	Vista esquemática de la Cámara de Avalanchas en etapas Múltiples (MSAC).	45
3.8	Curva de transmisión de freón y cuarzo. Eficiencia cuántica del TMAE.	46
3.9	Efecto de la incidencia no normal del fotón	47
3.10	Velocidad de arrastre de los electrones en una mezcla de : He (95.2%) - C ₂ H ₆ (4.8%) + TMAE a 34 °	48
3.11	Diferentes mecanismos de compuerta electrónica.	49
3.12	a) Compuerta cerrada. b) Compuerta abierta	50
4.1	Dispositivo experimental, para las pruebas realizadas con argón/metano.	52
4.2	Señal obtenida en la etapa de preamplificación	52
4.3	Señales correspondientes a la preamplificación y amplificación.	53
4.4	Curva de transferencia de la carga	54
4.5	Variación de la amplificación en función del voltaje de amplificación	54
4.6	Uniformidad de respuesta de la MSAC.	56
4.7	Espectro de la altura del pulso en la región proporcional, para rayos X de 5.9 keV de ⁵⁵ Fe.	56
4.8	Fenómeno de retroalimentación.	57
4.9	Sistema de gases y TMAE	60
4.10	Sistema óptico usado en el experimento	61
4.11	Funcionamiento esquemático de la CCD	63
4.12	Fotodetección utilizando silicio.	64
4.13	Organización del sensor CCD.	65

4.14	Esquema del circuito utilizado para pulsar la fuente de luz ultravioleta.	68
4.15	Dispositivo experimental.	69
4.16	"Trigger" electrónico.	70
4.17	Respuesta de la MSAC en función del momento de aplicación y la duración de los pulsos	71
4.18	Luminosidad promedio en función del voltaje de amplificación, para una preamplificación dada.	73
4.19	Luminosidad en función de la temperatura del TMAE.	73
4.20	Vista bidimensional y tridimensional de una avalancha sola observada por la CCD.	76
4.21	Distribución de la avalancha	76
4.22	Resolución espacial	77
4.23	Vista bidimensional de eventos con avalanchas secundarias.	78
4.24	a) Distribución angular de las avalanchas secundarias alrededor de la avalancha primaria.	79
4.25	Porcentaje de avalanchas de retroalimentación en función de la concentración de TMAE y etano	80
4.26	Anillos de Cherenkov	82
C.1	Amplificación entre placas paralelas.	91