



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Simulación de detectores gaseosos usando GARFIELD++

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADA EN FÍSICA

por

Michell Alejandra Osornio Plancarte

Asesorado por

Dra. Cecilia Uribe Estrada

Dr. Gerardo Francisco Torres del Castillo

Puebla Pue.
05/23



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Simulación de detectores gaseosos usando GARFIELD++

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADA EN FÍSICA

por

Michell Alejandra Osornio Plancarte

Asesorado por

Dra. Cecilia Uribe Estrada

Dr. Gerardo Francisco Torres del Castillo

Puebla Pue.

05/23

Título: Simulación de detectores gaseosos usando GARFIELD++

Estudiante: MICHELL ALEJANDRA OSORNIO PLANCARTE

COMITÉ

Presidente

Secretario

Vocal

Vocal

Dra. Cecilia Uribe Estrada
Dr. Gerardo Francisco Torres del Castillo
Asesor

Dedicatoria

A mi mamá por enseñarme a luchar por mis sueños
A mi papá por darme la fuerza para seguirlos
A mi hermano por creer en mi

Agradecimientos

Todo esto comenzó con el sueño de una niña muy curiosa, asombrada y temerosa de la inmensidad del universo que habitaba. Siendo muy pequeña no entendía el por qué de muchas cosas que veía pero siempre estaba en busca de respuestas, aunque eso le costara ojeras (que cada vez son más profundas), crisis (que ahora son existenciales) y dificultad para socializar. Mamá siempre se quedaba a escondidas esperándola a que terminara sus tareas; papá siempre salía temprano a trabajar sin importar su cansancio para poder impulsar sus pequeños sueños; Tita de lejos enviaba todo su amor y las boinas que sabía le encantaban a la pequeña Mich; su hermano la defendía a toda costa de los comentarios en la escuela sobre su rareza. La pequeña creció y aún confundida sobre su entorno decidió seguir un sueño más grande: ser científica, como Carl Sagan. Y aunque su familia no lo entendía y les llenaba de inseguridad y miedo su futuro, estaban seguros de una cosa y es que lucharían por ella para que lo lograra. Ahora los temerosos eran ellos porque la siempre pequeña Mich tenía que irse a perseguir sus sueños a un lugar lejano, guardando sus lágrimas en un cajón, la apoyaron para irse, sin no antes recordarle que siempre estarían con ella y que tenía un lugar donde regresar. Años pasaron y ese lejano lugar le enseñó a la pequeña Mich que el mundo del que buscaba respuestas podía ser muy duro, oscuro y desolador a veces, pero a la vez estaba lleno de otros soñadores compañeros que se volvieron su familia: Mari e Isaac, sus dos soñadores acompañantes, le enseñaron a ver el mundo de otra manera, una en la que a veces necesitas la luz de alguien más para encontrar el camino. En ese camino, que no siempre es el más corto ni el más liso, descubrió que en algunas partes debes detenerte a mirar atrás y agradecerte por lo valiente que has sido por seguir avanzando, aún con las rocas y posibles precipicios en los que caíste. Eso lo aprendió de otro soñador, que no solo le ayudo a salir de varios hoyos, sino que también fue su lugar seguro por mucho tiempo y su guía: Paco. De ese soñador aprendió que hay bondad en el mundo y que debemos ser pacientes y comprensivos con el de adelante y uno mismo, además de que todo es más llevadero cuando lo haces con pasión. Hoy y en esta tesis, pequeña Mich esta cumpliendo su sueño y le dedica este pequeño gran paso a todas aquellas personas que en algún punto de su camino fueron un faro y la recibieron con amor. Pero también a todos aquellos que siguen en el camino. Gracias a mi asesora por confiar en mi y haberme dado la oportunidad de trabajar en esto.

Índice general

Resumen	v
1. Introducción	1
1.1. Objetivo general	3
1.2. Objetivos Específicos	3
2. Marco teórico	5
2.1. RPCs y MRPCs: Diseño	5
2.1.1. Aplicaciones e importancia de los detectores	6
2.2. Ionización	7
2.2.1. Producción de electrones	7
2.2.2. Desplazamiento de electrones en un campo eléctrico	8
2.3. Formación de avalanchas	8
2.4. Carga espacial	10
2.5. Producción de señales	11
2.6. Streamers	12
2.7. Modo operativo de las RPCs	13
2.7.1. Modo Streamer	13
2.7.2. Modo Avalancha	13
3. Simulación	15
3.1. Garfield ++	15
3.2. Clases	15
3.2.1. Magboltz	16
3.2.2. Heed	16
3.2.3. AvalancheMicroscopic	16
3.2.4. Sensor	16
3.3. Simulación Monte-Carlo	17
3.4. Estructura de la simulación MRPC	17
4. Resultados	19
5. Conclusiones	29
Bibliografía	31

Resumen

En este trabajo se presentan estudios de simulación de dos detectores gaseosos de vidrio, así como los de la generación de avalanchas en el campo eléctrico, debido al paso de partículas cargadas a través del gas en el detector. Para ello se usa el paquete de software GARFIELD++. El objetivo de la simulación es recrear el comportamiento del detector al paso de muones, visualizando el proceso de ionización del gas y la señal de la corriente inducida en el electrodo de lectura. La simulación incluye la implementación de una RPC (Resistive Plate Chamber) de un gap y la de una MRPC (Multigap Resistive Plate Chamber) de seis gaps, cada gap es de 0.25mm de anchura. El gas considerado en la simulación es el Tetrafluoroetano ($C_2H_2F_4$) y se aplica una diferencia de potencial, entre los electrodos, para producir el campo eléctrico en el detector. Estos estudios manifiestan la importancia de los trabajos de Monte Carlo en el entendimiento del funcionamiento de los detectores, así como en los análisis de física de partículas.

Capítulo 1

Introducción

La necesidad de explicar todo en nuestro entorno casi siempre viene acompañada del desarrollo de nuevas tecnologías que nos permitan encontrar respuestas. Esto es así sobre todo cuando tratamos fenómenos fuera de nuestro alcance, tal como lo es el mundo microscópico, el cual es de especial interés en este trabajo.

La física de altas energías se enfoca en el estudio de este dominio, analizando las partículas fundamentales y la interacción entre estas. Para ello hace uso de varios dispositivos, algunos de los más importantes son los detectores. Un detector es un dispositivo que permite percibir un determinado evento, lo que puede lograrse por varios métodos dependiendo de la detección deseada. Los detectores de partículas cumplen un papel fundamental ya que permiten tener un registro de las trayectorias, energía y tipo de partícula que se generan luego de un evento de esta naturaleza, con el fin de estudiar su comportamiento. Dentro de esta gran gama de detectores, se encuentran las cámaras de ionización de medio gaseoso, las cuales funcionan aprovechando la generación de electrones libres debido a la colisión de partículas cargadas con las moléculas del gas, ocasionando una posterior cascada de electrones que sirve como método de señalización.

Las Cámaras de Placas Resistivas (Resistive Plate Chambers, RPCs) son detectores gaseosos con alta resolución espacial y temporal, fáciles de construir y de bajo costo, en consecuencia, son muy utilizados en experimentos de altas energías, así como en otras áreas. Estos detectores pueden ser construidos de diferentes materiales, aunque los más comunes están compuestos por electrodos de baquelita o vidrio.

Los detectores RPCs fueron desarrollados en los 80's por Rinaldo Santonico y Roberto Cardarelli [1]. Estos se construyen con placas paralelas: un ánodo con carga positiva y un cátodo con carga negativa, hechas de un material de alta resistividad y separadas por un volumen de gas. Cuando una partícula energética cargada entra en el espacio de gas, ioniza los átomos o las moléculas de este, creando pares electrón-ion. Debido al campo eléctrico, creado por la diferencia de potencial a la que se someten los electrodos, los electrones viajan al ánodo y los iones al cátodo, induciendo señales en los electrodos captadores. Como los electrones en movimiento están sujetos a un proceso de avalancha, esto provoca una amplificación de las señales.

En 1996 el grupo liderado por M.C.S. Williams, crea las MRPCs (Multigap Resistive Plate Chambers) [2] - [3], que logran una mejor resolución temporal, incluso a altos flujos de partículas. Esencialmente, la idea fue dividir la brecha de gas, donde se lleva a cabo la ionización primaria, utilizando varios electrodos, con sólo los dos más externos conectados a un alto voltaje, mientras que los electrodos internos se dejan flotando eléctricamente. Por lo general, cinco o más espacios son utilizados, y esto asegura que un número adecuado de pares primarios de electrón-ion se generen

cada vez que una partícula ionizante atraviesa el dispositivo, obteniéndose una alta eficiencia de detección y una excelente resolución temporal de alrededor de unos cuantos pico-segundos.

La importancia de estos detectores se manifiesta con el hecho de que los principales experimentos de partículas alrededor del mundo los usan como parte de sus sistemas de trigger para la detección de muones [4] - [5]. Así mismo, con mayores retos por vencer con el aumento de la luminosidad en laboratorios como el CERN, los estudios de simulación [6] - [8] y la mejora de estos detectores para hacerlos más robustos para soportar ambientes de radiación extrema, manteniendo una alta eficiencia y tiempo de resolución son cruciales [9] - [10].

Estos detectores son el principal objeto de análisis en este proyecto, ya que la misión es poder visualizar el proceso de avalanchas producido en un detector MRPC de placas de vidrio con un gap y con seis gaps simulados usando el paquete de GARFIELD++ [11].

1.1. Objetivo general

Simular dos detectores gaseosos de vidrio (RPC y MRPC) y la generación de avalanchas en el gas, utilizando el software GARFIELD++. El objetivo de la simulación es recrear el comportamiento del detector al paso de muones, visualizando el proceso de ionización del gas y la señal de la corriente inducida en el electrodo de lectura.

1.2. Objetivos Específicos

- Estudio de detectores gaseosos con énfasis en los RPCs y MRPCs
- Simular la geometría de los detectores usando GARFIELD++
- Obtener los histogramas de los procesos de las avalanchas
- Obtener los histogramas de la señal de la corriente inducida en el electrodo de lectura

Capítulo 2

Marco teórico

2.1. RPCs y MRPCs: Diseño

Con la finalidad de producir detectores más rápidos, económicos y fáciles de construir Rinaldo Santonico y Roberto Cardarelli desarrollaron en 1980 las **Cámaras de Placas Resistivas, RPCs** [12] (**Figura 2.1**). Aprovechando las ventajas de su geometría plana, estos detectores están compuestos por dos placas paralelas (electrodos de alta resistividad), de cierto espesor, separadas por un volumen lleno de gas.

Los electrodos son sometidos a un alto voltaje, a través de una capa de pintura de grafito en su superficie. Mientras que en su superficie externa, se colocan las tiras de lectura (readout strips), que recogen la señal producida por el movimiento de partículas cargadas al cruzar por el gas. El material resistivo de los electrodos, oscila entre $10^8 - 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ y varía dependiendo de las necesidades del detector, siendo el más utilizado de baquelita o vidrio. En este trabajo nos enfocaremos en la variante de vidrio, ya que es el material que normalmente se utiliza cuando se trabaja con detectores de varios gaps, que tienen una mayor resolución temporal, incluso a altos flujos de partículas.

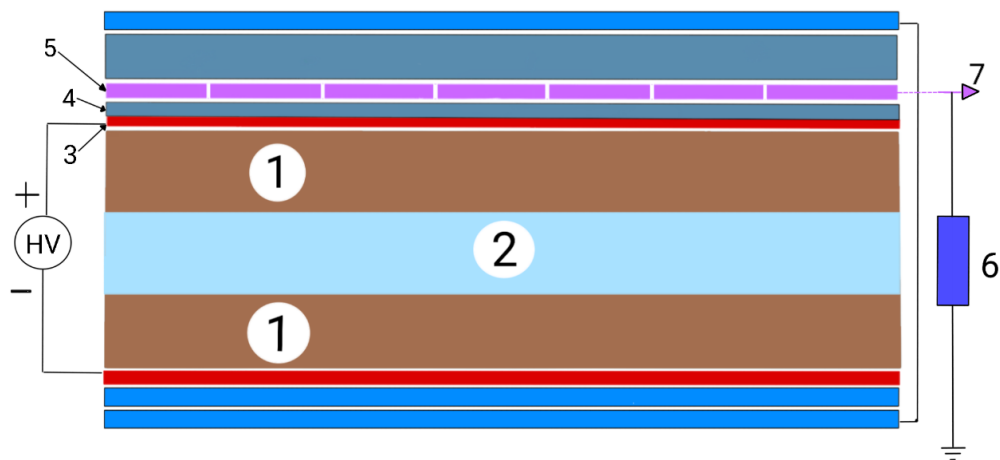


Figura 2.1: **Esquema de la RPC de Santonico y Cardarelli.** (1) Electrodos de alta resistividad de baquelita de 2mm. (2) Gas gap 2mm. (3) Película de grafito (para aplicación de alto voltaje). (4) Mylar $50\mu\text{m}$ (aislante). (5) Tiras de lectura. (6) Resistencia. (7) Electrónica de lectura.

Como una mejora a las RPCs surgen las **Cámaras de Placas Resistivas Multigap, MRPCs**, propuestas por primera vez en 1996 por el grupo liderado por M.C.S. Williams [2]. La configuración propone múltiples espacios de gas (gaps) separados por electrodos, eléctricamente flotantes, de tal manera que cada espacio funcione exactamente como un RPC. En este caso, el voltaje aplicado a sus electrodos se divide en función del número de espacios, reduciendo la tensión para cada espacio pero manteniendo el voltaje efectivo igual, como se observa en la **Figura 2.2**.

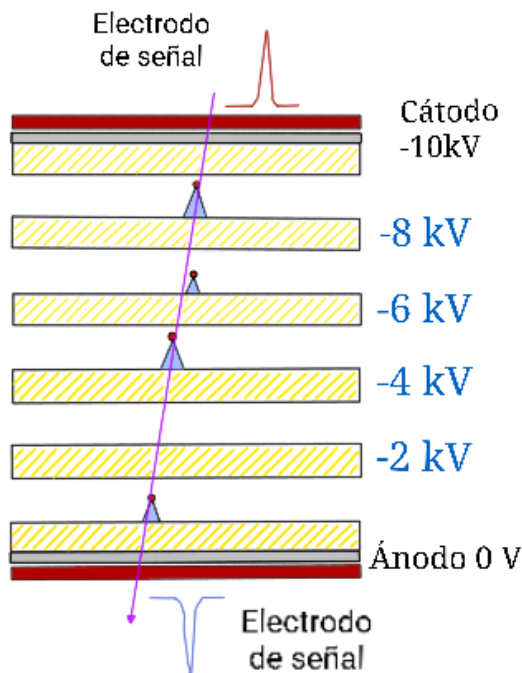


Figura 2.2: **Esquema de una MRPC**. El detector está compuesto de una pila de electrodos resistivos, una partícula que incide puede crear pares primarios de iones y electrones en cualquiera de los volúmenes del gas.

Aunque el proceso de construcción de una MRPC, puede ser más complicado, en comparación con una configuración regular de un solo espacio, esto es compensado por las múltiples ventajas que posee, tal como la reducción del voltaje de operación sin reducir la señal total lograda. Esto ocurre debido a que la reducción del ancho del espacio de gas provoca un aumento en el campo eléctrico efectivo aplicado. No obstante, el ancho efectivo total de la cámara, que es la suma de todos los espacios en la configuración de múltiples espacios, no se ve afectado.

2.1.1. Aplicaciones e importancia de los detectores

La detección de partículas no solo es útil para la física de altas energías, sino para muchas otras áreas. Un ejemplo donde se aplica es en la reconstrucción de imágenes de tomografía por emisión de positrones (PET), la cual es posible con la detección de fotones emitidos mediante la aniquilación de pares. Otro ejemplo es la tomografía de dispersión de muones (MST), en la cual los muones provenientes de los rayos cósmicos son rastreados antes y después de atravesar un volumen, con la finalidad de crear un mapa de densidad de los materiales contenidos en dicho volumen y sondear la presencia de materiales con un alto número atómico (Z), como materiales nucleares especiales. Incluso la película de rayos X puede ser considerada un detector, ya que la película se vuelve negra

cuando recibe radiación, pero permanece translúcida donde los rayos son bloqueados, como los huesos.

2.2. Ionización

Cuando una partícula cargada eléctricamente atraviesa un medio, e interactúa con los átomos de este, tiende inevitablemente a perder parte de su energía. Si la energía transferida es mayor que la energía de enlace del electrón colisionado, este abandonará al átomo dando lugar a la creación de un ión positivo. A este proceso se le conoce como **ionización**. La ionización originada por la transferencia de energía de la partícula cargada a los electrones atómicos, se denomina **ionización primaria**. Mientras que la generada por electrones producidos durante la ionización primaria y cuya energía es suficiente para producir nuevas ionizaciones recibe el nombre de **ionización secundaria**. La **ionización total** producida será proporcional al número total de pares electrón-ion producidos por ionización primaria y secundaria a lo largo de su trayectoria.

Una característica fundamental de las cámaras de ionización es la creación de pares electrón-ion en el medio, para lo cual se precisa de una apropiada selección del gas que compone el volumen sensible del detector, pues este determinará la magnitud que tendrá en promedio la avalancha de electrones generada por partículas incidentes. La energía que pueden ceder las partículas durante el proceso de ionización se define como el coeficiente W del material (el cual varía entre 25 - 45 eV por carga de par para la mayoría de los gases). Conociendo el valor de este parámetro, podemos encontrar el número de pares que una partícula generará al incidir en este medio, a través de la siguiente fórmula:

$$N_T = \frac{\Delta E}{W} \quad (2.1)$$

donde ΔE es la energía depositada en el medio por la partícula incidente. Sin embargo, si la partícula no depositara toda su energía, entonces tendríamos que cambiar el parámetro por dE/dx , con lo que la ecuación (2.1) se vería modificada de la siguiente manera:

$$N_T = \frac{1}{W} \frac{dE}{dx} \Delta x \quad (2.2)$$

donde Δx es el camino recorrido por la partícula. Con lo que podemos ver que para un mismo valor de Δx , los gases con un mayor coeficiente entre su pérdida de energía por unidad de distancia y la energía cedida por creación de pares será más propensa a ser ionizada por la radiación incidente.

2.2.1. Producción de electrones

Durante la ionización, la producción de electrones surge en dos etapas:

Primera etapa:

Los electrones producto de la colisión entre la partícula y el medio, que dependen de la distancia media que recorra la partícula en el medio ionizante, a los cuales denominamos **electrones primarios**.

Segunda etapa:

Los electrones que surgen debido a que la partícula incidente cede una energía mayor a la de ionización, resultando en electrones con una energía cinética suficiente para volver a ionizar el medio, a los cuales llamamos **electrones secundarios**.

El número de electrones primarios durante el proceso de ionización esta dado por una **Distribución de Poisson**, expresada matemáticamente como:

$$P(m) = \frac{\mu^m e^{-\mu}}{m!} \quad (2.3)$$

donde m es el número de ocurrencias del evento en un intervalo de tiempo dado ($m = 0, 1, 2, \dots$); μ es el número promedio de ocurrencias del evento por unidad de tiempo ($\mu > 0$); y e es el número de Euler ($e = 2,7182$). De esta manera, podemos obtener la eficiencia del detector a través de la ecuación:

$$\epsilon_{detector} = 1 - P(0) \quad (2.4)$$

2.2.2. Desplazamiento de electrones en un campo eléctrico

Los electrones sometidos a un campo eléctrico experimentan una fuerza proporcional a la magnitud del campo, es decir son acelerados. Entonces al aplicar un campo eléctrico constante entre los electrodos de una cámara de ionización, los electrones ahí expuestos se verán rápidamente acelerados debido a su reducida masa. De tal manera que su velocidad media no puede ser descrita mediante una distribución de Maxwell, sino que será proporcional al campo eléctrico aplicado y su límite dependerá del gas en el que se desplace.

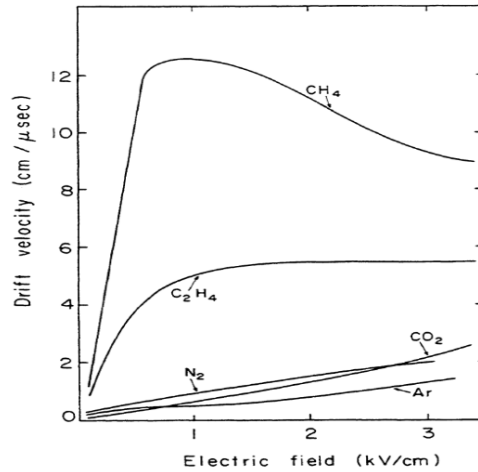


Figura 2.3: Velocidades de electrones en múltiples gases [13]

A partir de esto, una formulación sencilla para la velocidad de deriva de los electrones estará dada por la siguiente ecuación:

$$v_d = \frac{2eERl_{mt}}{3m_e\bar{v}_e} \quad (2.5)$$

donde E representa el campo aplicado, l_{mt} es el momento medio transferido en la trayectoria, R es la constante de los gases, e es la carga del electrón, m_e es la masa del mismo y \bar{v}_e es la velocidad media de los electrones.

2.3. Formación de avalanchas

La señalización en un detector gaseoso se debe a la amplificación de electrones debido a la ionización del medio, este proceso se conoce como **avalancha de electrones** y ocurre bajo la influencia de campos eléctricos del orden de kV/cm . La adecuada selección de parámetros, tales

como: mezcla de gases y campos eléctricos, es de suma importancia para garantizar la creación de avalanchas localizadas que permitan al mecanismo de lectura ubicar de forma precisa la incidencia de diferentes tipos de radiación. Un ejemplo gráfico y representativo de una avalancha de electrones se puede ver en la **Figura 2.4**, donde la partícula incidente se representa con una línea que atraviesa la cámara de ionización. La creación de pares da como resultado una región positiva y una negativa, la cual se debe al campo eléctrico generado por los electrodos.

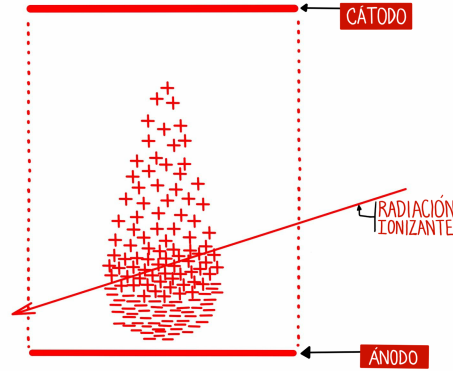


Figura 2.4: Avalancha de electrones para una cámara de ionización sencilla

El aumento del número de electrones libres, n_e , en el volumen del gas con respecto a la distancia viene dado por:

$$\frac{dn_e}{dx} = \alpha n_e \quad (2.6)$$

donde α es el primer coeficiente de Townsend, que representa la probabilidad de que un electrón genere pares electrón-ion adicionales por unidad de longitud y depende del campo eléctrico. Dicho coeficiente es equivalente a:

$$\alpha = Ape^{-\frac{Bp}{E}} \quad (2.7)$$

con A y B dos constantes, E el campo eléctrico y p la presión del gas. Asumiendo que el campo eléctrico es homogéneo y la presión del gas es constante, la cantidad de átomos o moléculas de gas por metro cúbico (n_A) es despreciable. Por lo que, sustituyendo (2.7) en (2.6) e integrando esa expresión, tenemos que:

$$n_e = n_0 e^{\alpha d} \quad (2.8)$$

la cual es la **Ecuación de Townsend**, donde n_0 es el número de electrones primarios, $e^{\alpha d}$ es la ganancia del gas y d es la distancia a través de la cual se desarrolla la avalancha (eventualmente limitada mecánicamente por los electrodos, es decir el ancho del gap, en el caso de un detector de placas paralelas).

Más aún, un electrón a la deriva en el gas bajo el efecto de un campo eléctrico fuerte, además de provocar ionización y avalanchas, puede también experimentar interacciones con los átomos y las moléculas del gas y formar iones negativos con algunos de ellos. La clase de moléculas y átomos que son probables que formen iones negativos se conocen como electronegativos. Este proceso se conoce como attachment o recombinación y lo que provoca es la reducción del número de electrones en el gas. Si al mismo tiempo ocurre la multiplicación de electrones, esto es básicamente un proceso concurrente, reduciendo la ganancia neta total. Se puede introducir un coeficiente de recombinación (attachment coefficient, η) que da la probabilidad (por unidad de longitud) de la recombinación de un electrón. En este caso, la variación dn_e en el número n_e de electrones libres en dx es dado por:

$$dn_e = (\alpha - \eta)n_e dx \quad (2.9)$$

donde

$$\bar{\alpha} = (\alpha - \eta) \quad (2.10)$$

se conoce como el primer coeficiente efectivo de Townsend. Por lo que, tomando en cuenta lo anterior, el equivalente de la ecuación (2.8) se puede escribir como:

$$n_e(t) = n_0 e^{(\alpha - \eta)d} = n_0 e^{\bar{\alpha}d} \quad (2.11)$$

$$n_e(t = d/v_e) = n_0 e^{\bar{\alpha}v_e t} \quad (2.12)$$

$$n_e(t = 0) = n_0 \quad (2.13)$$

donde $n_e(t)$ es el número de electrones presentes en un tiempo t (que se puede calcular de la simulación de las avalanchas de los electrones primarios individuales), además v_e es la velocidad del electrón en la avalancha (también referida como velocidad de deriva o velocidad del cluster).

2.4. Carga espacial

Durante la ionización se desencadena el proceso de avalancha, la cual se constituye de dos partes: la cabeza conformada por electrones de movimiento rápido y la cola conformada por iones positivos de movimiento lento. Cuando la cantidad de partículas es lo bastante grande, su presencia puede alterar el campo eléctrico de su entorno afectando a su velocidad de deriva y al coeficiente efectivo de Townsend, distorsionando en consecuencia el campo uniforme a través del gap. Esta gran presencia de carga se denomina **Carga Espacial**.

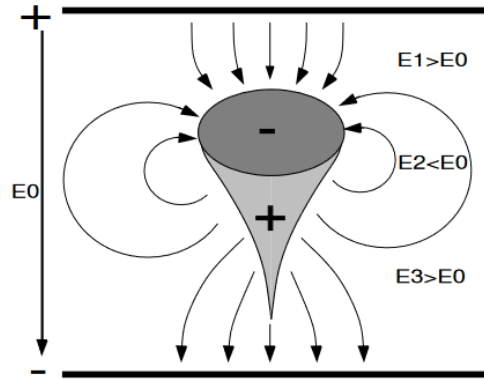


Figura 2.5: Esquema de una avalancha y las deformaciones del campo eléctrico causadas por los portadores de carga [14]

La presencia de carga espacial repercute en la señal recuperada y, por tanto, en la cantidad de carga medida, principalmente porque estas agrupaciones de carga modifican drásticamente el campo eléctrico local que las rodea, véase la **Figura 2.5**. Esto es aplicable al caso de las MRPCs, en las que la reducción del gap permite una mayor intensidad del campo eléctrico, pero a su vez una mayor densidad de carga espacial debido a que la avalancha se produce en una distancia menor y, por tanto, se tiene una mayor carga espacial.

2.5. Producción de señales

El movimiento de los electrones en el campo eléctrico induce una señal de corriente en los electrodos de la RPC. La señal de corriente inducida en un electrodo viene dada por:

$$i(t) = \frac{e_0 n_e(t) E_w \cdot v_e}{V_w} \quad (2.14)$$

donde E_w (weighting field) es el campo eléctrico en el gap de gas si ponemos el electrodo al potencial V_w y conectamos a tierra todos los demás electrodos, v_e es la velocidad de deriva del electrón (o velocidad del cluster), e_0 es la carga del electrón y $n_e(t)$ es el número de electrones presentes en el tiempo t .

En nuestro caso y como estamos trabajando con un campo uniforme, que tendrá una sola componente en la dirección y , podemos escribir el campo como $E_y = -V_w/g$, con g representando la anchura del gap. La ecuación (2.14) se puede escribir de manera más general, agregando la función Heaviside de escalón Θ [15], por lo que se puede escribir como:

$$i(t) = \frac{e_0 n_e(t) v_e}{g} \Theta(t - d/v_e) \quad (2.15)$$

Las ecuaciones (2.14) y (2.15) indican que la señal tendrá un crecimiento exponencial y una caída determinada por la función de escalón, para el caso cuando $v_e = 0$ (cuando se alcanza el final del gap y no hay más medio para ionizar) la señal será cero.

La relación (2.14) es equivalente a la dada por el **Teorema de Shockley-Ramo**, que indica que la corriente i en un electrodo inducida por una carga puntual q en movimiento viene dada por:

$$i_{nd}(t) = qN(t) \nu_d \cdot E_\omega(x(t)) \quad (2.16)$$

donde q es la carga de la partícula, $N(t)$ es el número de partículas en el cluster.

La cantidad total de carga es la suma de todas las corrientes inducidas sobre todos los clusters que se han formado, es decir, la avalancha. La velocidad de deriva de los electrones durante la formación de la avalancha es mayor que la de los iones debido a sus diferencias de masa, lo que significa que la inducción de corriente para los iones es menor en comparación con la de los más rápidos electrones.

La carga inducida es la integral sobre la corriente inducida total, es decir:

$$q_{nd}(t) = \sum_{j=0}^n \int_{t_0}^t qN(t) \nu_d E_\omega(x(t)) dt \quad (2.17)$$

la suma es sobre todos los grupos formados durante la avalancha. La avalancha se ve limitada a un pequeño volumen debido al uso de materiales resistivos, de esta manera no se ven afectadas las regiones cercanas, véase la **Figura 2.6**.

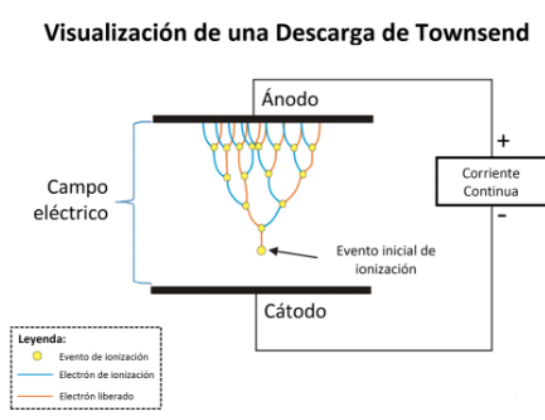


Figura 2.6: Descarga de Townsend [14]

La zona afectada por la avalancha se calcula como:

$$S = \frac{\bar{Q}}{\epsilon_0 E} \quad (2.18)$$

con K la carga media generada durante la avalancha y E la magnitud del campo eléctrico aplicado [18].

2.6. Streamers

Una avalancha puede transformarse en una streamer con una alta ganancia de gas cuando los fotones comienzan a contribuir a su propagación. Se midió que la velocidad de propagación de los streamers era significativamente mayor que la velocidad de deriva de la avalancha normal [16]. En una fase posterior, la streamer puede convertirse en una descarga luminosa, una descarga filamentosa y una chispa [17]. Sin embargo, las etapas de descarga posteriores requieren que fluya una corriente considerable en el gap, que es suprimida por la alta resistividad de los electrodos RPC. Existen dos mecanismos diferentes de generación de streamers:

- 1) Un mecanismo relativamente lento, que necesita que se produzcan varias avalanchas consecutivas en el gap. Esto puede deberse a una alta tasa de partículas primarias o a sucesores de una avalancha primaria producida por efecto fotoeléctrico.
- 2) Un mecanismo rápido que convierte directamente la primera avalancha en una streamer.

En los RPCs en modo streamer, la aparición de streamers es deseada, porque los pulsos streamer de gran tamaño no necesitan amplificación, lo que simplifica la lectura. En los RPCs en modo avalancha, las streamers son un efecto secundario no deseado que empeora la capacidad de los detectores, porque la cantidad de carga liberada en una streamer acaba entrando en los electrodos resistivos y es mucho mayor que en el caso de una avalancha normal. Abordaremos estos temas con más profundidad en la sección 2.7.

2.7. Modo operativo de las RPCs

2.7.1. Modo Streamer

Un RPC que funciona en modo streamer permite que una avalancha evolucione hasta convertirse en un streamer, normalmente sin dejar que crezca lo suficiente como para producir una descarga. El modo streamer requiere que se apliquen campos eléctricos más elevados en el interior del gap, lo que hace que el coeficiente efectivo de Townsend aumente y alcance el límite deseado, vease la **Figura 2.7** . Para aumentar el campo eléctrico dentro del gap y, en consecuencia, lograr un coeficiente de Townsend efectivo más alto, se pueden utilizar varios métodos. El más obvio es aumentar la tensión aplicada al gap, aunque también se puede conseguir reduciendo el tamaño del gap sin cambiar la tensión de funcionamiento [19].

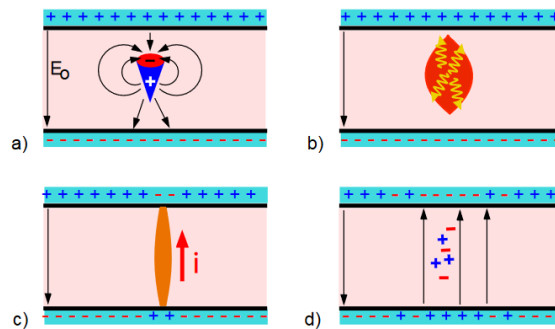


Figura 2.7: **Esquema del desarrollo de un streamer en una RPC.** a) Visualización del desarrollo de una avalancha. b) Las cargas de una avalancha conducen a una alta distorsión del campo en el espacio de gas. c) Puede crearse una chispa débil. Se descarga el área del electrodo local. d) El campo eléctrico está fuertemente disminuido alrededor del lugar de la avalancha. [14]

En consecuencia, la señal producida en este modo es mucho mayor que la de una simple avalancha y puede recuperarse sin necesidad de amplificador. Sin embargo, debido a la mayor cantidad de cargas producidas, fluye una corriente más elevada a través de las placas resistivas, lo que provoca una caída de tensión y, por tanto, la cámara requiere un tiempo de relajación más largo. Este tiempo es necesario para que la región de la avalancha vuelva a ser sensible, lo que provoca una incapacidad para trabajar a velocidades más altas.

2.7.2. Modo Avalancha

Ante la necesidad de lograr mayores eficiencias utilizando tasas más altas, se implementó el modo avalancha. El modo avalancha funciona a voltajes más bajos, reduciendo la probabilidad de transición a un streamer. Una menor cantidad de carga acumulada en cada gap proporciona una mayor eficiencia, cuyo beneficio inmediato es aumentar la capacidad de velocidad. El principal inconveniente es la reducción de la señal debido a la disminución de la carga, por lo que se necesita un amplificador para recuperar las señales, lo que requiere una electrónica más compleja, vease la **Figura 2.8**.

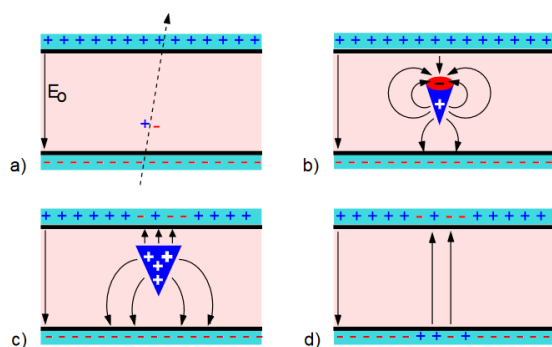


Figura 2.8: **Esquema del desarrollo de una avalancha en una RPC.** a) Algunos átomos de gas se ionizan por el paso de una partícula cargada, iniciando una avalancha. b) El tamaño de la avalancha es lo suficientemente grande como para influir en el campo eléctrico en el espacio del gas. c) Los electrones alcanzan el ánodo y los iones se desplazan mucho más despacio. d) Los iones alcanzan el cátodo. Las cargas en las capas resistivas influyen en el campo en un área pequeña alrededor de la posición donde se desarrolló la avalancha. [14]

Esto puede lograrse reduciendo el voltaje aplicado, pero un enfoque más interesante es el uso de gases electronegativos como el freón, que puede absorber algunos de los electrones creados en la avalancha, produciendo iones negativos lentos o gases de enfriamiento como el SF6, donde incluso pequeñas cantidades pueden marcar la diferencia en la cantidad total de carga [19].

Capítulo 3

Simulación

3.1. Garfield ++

Garfield ++ es un paquete de software orientado a objetos que permite la simulación de detectores de tipo gaseoso o materiales semiconductores, opera con lenguaje C++ y utiliza ROOT para la creación de gráficas. Este paquete cuenta con diferentes clases que permiten realizar los diferentes cálculos correspondientes a ionización primaria, avalancha de electrones, materiales y composición del volumen sensible, en la **Figura 3.1** se presenta un diagrama de la estructura de sus elementos para simulación.

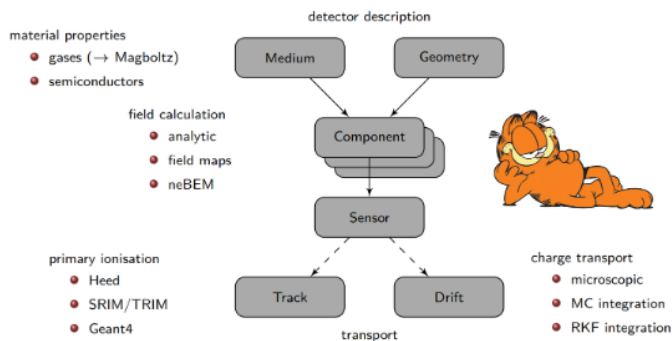


Figura 3.1: Elementos de Garfield++ para simulación

3.2. Clases

En Garfield++, una clase define un tipo de objeto que puede contener datos (variables) y funciones (métodos) relacionadas con ese objeto. Cada clase tiene una serie de atributos o datos que se utilizan para almacenar información relacionada con la clase, y una serie de métodos o funciones que se utilizan para realizar operaciones con los datos almacenados. Los métodos son funciones que están asociadas con la clase y pueden acceder a los datos almacenados en ella.

Aplicado a nuestro trabajo, las clases se utilizan para modelar los distintos elementos que forman parte de un detector, como los electrodos, el gas, los medios de lectura y los efectos de la radiación. Cada clase se utiliza para encapsular los datos y métodos relacionados con un elemento específico del detector y se puede utilizar para simular su comportamiento y respuesta

en diferentes condiciones. A continuación se presentan las descripciones de las principales clases aplicadas en nuestra simulación.

3.2.1. Magboltz

Esta clase se utiliza para realizar simulaciones de **transferencia de energía en gases**. Permite el cálculo de la movilidad de los electrones en mezclas de gases, ya que cuenta con una amplia base de datos para trabajar con diferentes mezclas típicamente utilizadas en cámaras de ionización. Es una de las más importantes del paquete para la simulación de nuestra MRPC y en general de cualquier detector gaseoso. Además permite configurar la proporción de hasta 6 tipos de gases por mezcla.

3.2.2. Heed

Esta clase se utiliza para realizar simulaciones de **transferencia de energía en materiales**. Se basa en la teoría de Monte Carlo y simula la interacción de partículas cargadas con la materia a nivel atómico. Posee varios componentes, con TrackHeed (uno de sus elementos), para inicializar la trayectoria las partículas incidentes, además de que se puede elegir entre un gran número de partículas (vease la tabla 3.1) de las cuales se pueden determinar propiedades tales como: momento, energía, energía cinética, entre otras. Adicionalmente se puede tener registro de los cluster generados debido a ionización y el seguimiento de cada uno de sus electrones.

Partícula	Masa (MeV/c^2)	Carga
Electrón e^-	0.510998910	-1
Positrón e^+	0.510998910	+1
Protón p	938.272013	+1
Antiprotón \bar{p}	938.272013	-1
Muon μ^-, μ^+	105.658367	± 1
PiÓN π^-, π^+	139.57018	± 1
KaÓN K^-, K^+	493.677	± 1
Deuteron d	1875.612793	+1

Tabla 3.1: Partículas disponibles en TrackHeed

3.2.3. AvalancheMicroscopic

Esta clase permite simular detalladamente el movimiento de portadores de carga en un detector, en particular, el transporte de electrones y agujeros en un medio gaseoso bajo la acción de un campo eléctrico. Incluye el cálculo de la distribución espacial y temporal de la carga generada por la avalancha. Además de permitir la visualización en 3D de las trayectorias de los electrones y los agujeros y el cálculo de la distribución de carga inducida en los electrodos del detector.

3.2.4. Sensor

Esta clase se compone de varios elementos y actúa como interfaz entre las clases de transporte, como Heed y AvalancheMicroscopic, se puede implementar de diversas formas dependiendo de las necesidades de la simulación, adicionando electrodos o strips de detección sencillas al interior de la clase, o bien importando campos eléctricos de programas externos si así se requiere. La señalización permite hacer un seguimiento de los iones y electrones de la simulación, además de restringir su operación a cierta región con la finalidad de mejorar la eficiencia de las simulaciones.

3.3. Simulación Monte-Carlo

La simulación Monte-Carlo de los procesos físicos en detectores de partículas es una herramienta importante para comprender el comportamiento de los detectores en los experimentos de física de partículas, en los que son implementados. Para optimizar los parámetros físicos del detector como la mezcla de gases, la presión del gas, la ganancia del gas y los parámetros electrónicos como el tiempo máximo del preamplificador, el ruido, los ajustes del umbral, etc., generalmente se lleva a cabo una simulación detallada de la respuesta del detector [20]. Para la simulación de RPC no existe tal herramienta. Como consecuencia, muchos resultados experimentales no han sido adecuadamente estudiados. Aunque la geometría del dispositivo es mucho más simple que la de un detector de tubo de deriva (drift tube), todavía hay desacuerdos sobre la explicación de varios aspectos del rendimiento de los RPC [21]. Así surgió la necesidad de una simulación Monte-Carlo detallada de avalanchas en RPC. El proceso de simulación de avalanchas que se siguió en este trabajo, se encuentra de manera más detallada en [15].

3.4. Estructura de la simulación MRPC

Se simularon dos detectores gaseosos de vidrio (resistividad de alrededor de $9 \times 10^9 \Omega/cm$): una RPC con un gap y una MRPC con 6 gaps. Cada gap tiene 0.25 mm de ancho, y se llenan con el gas Freón 132a o Tetrafluoroetano ($C_2H_2F_4$). Esta implementación se hizo a través de Garfield++, a partir de las clases Magboltz para los parámetros de transporte de gas y Heed++ para la ionización. Se crea un campo eléctrico debido a la diferencia de potencial que se aplica a los electrodos, donde se dispara un muon μ produciendo ionización a lo largo de su camino. Dando lugar a la generación de avalanchas y permitiendo el cálculo de la señal de corriente rápida inducida. Esta simulación se corrió múltiples veces variando el voltaje con la finalidad de poder analizar las avalanchas producidas en cada capa y su señal. En la **Figura 3.2** se puede visualizar la simulación de la MRPC, y en la **Tabla 3.2** la permitividad relativa y conductividad eléctrica de sus componentes. Para la simulación de la RPC de un gap se sigue la misma geometría, excepto que se considera un sólo gap en vez de seis.

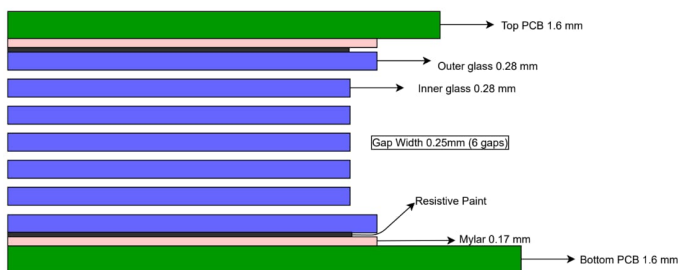


Figura 3.2: Esquema de la simulación de la MRPC

Componentes	Permitividad relativa ϵ_r	Conductividad eléctrica σ (S/m)
PCB	3.5	1×10^{-10}
Mylar	3.1	1×10^{-19}
Glass	7.5	1×10^{-15}
Gas	1	1×10^{-12}

Tabla 3.2: Propiedades de los componentes de la MRPC

Capítulo 4

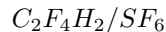
Resultados

Se realizaron un total de 200 simulaciones: 100 simulaciones de RPC (1 gap) y 100 de MRPC (6 gaps), correspondientes a diferentes configuraciones de voltajes, véase la **Tabla 4.1**.

RPC	MRPC
1400 V	7 500 V
1500 V	10 000 V
2000 V	12 500 V
2300 V	15 000 V
2500 V	17 000 V
3000 V	

Tabla 4.1: Voltajes aplicados para cada detector

El gas utilizado en los gaps es el Tetrafluoretano. Aunque a nivel experimental se usa normalmente una mezcla 98/2 de Tetrafluoretano y Hexafluoruro de azufre:



Se procedió a realizar la simulación sin el SF_6 ya que en el laboratorio no se tiene aún la mezcladora para incluirlo y se intenta tener una equivalencia con la parte experimental.

Todas las simulaciones consideraron un muon incidiendo en los detectores, esto con la finalidad de tener un primer acercamiento al proceso de ionización y por ende a la generación de avalanchas, así como a la señal de corriente inducida en los detectores, ecuación (2.15).

$$i(t) = \frac{e_0 n_e(t) v_e}{g} \Theta(t - d/v_e)$$

Es importante enfatizar que la simulación de las avalanchas contiene dos niveles: el microscópico (**microscopic avalanche**) que se presenta al inicio de la ionización, y el más general (**grid avalanche**) que se da cuando la avalancha está comenzada. En el caso microscópico se sigue el paso del electrón primario con sus colisiones y la ionización del gas con precisión (requiriendo un mayor tiempo de CPU), mientras que en el de grid se sigue un proceso más general (requiriendo menor tiempo de CPU) a través de una simulación de Monte Carlo (probabilística) del crecimiento de la avalancha, tomando en cuenta la velocidad de deriva que el electrón tenía al terminar la simulación microscópica. El crecimiento de la avalancha finalizará cuando el medio del gas termine.

Note que las gráficas de avalanchas sólo muestran la parte microscópica (es decir la grid avalanche está invisible, aunque se entiende que la avalancha termina cuando la carga llega al electrodo). Por otro lado, las gráficas de las señales contiene la información de la corriente inducida en el detector, es decir toman en cuenta los dos niveles de la avalancha. En la simulación se considera un número máximo de electrones de $1,6 \times 10^7 e^-$ en la avalancha. Este número toma en cuenta los efectos de carga espacial dentro del gap, lo que crea una reducción del campo eléctrico aplicado al detector. Esta reducción del campo hace que la carga no pueda seguir creciendo indefinidamente.

Los colores en las gráficas de las avalanchas representan lo siguiente:

- **Verde claro:** La trayectoria del muon y excitación de los átomos y moléculas.
- **Naranja:** La trayectoria del electrón e ionización del gas.
- **Cian/verde oscuro:** Recombinación de electrones.

Los colores de las gráficas de señales representan lo siguiente:

- **Azul:** Corriente total inducida.
- **Rosa:** Corriente inmediata inducida.
- **Verde:** Corriente retardada inducida.

Esta última no se gráfica ya que la conductividad eléctrica del vidrio es muy pequeña (ver Tabla 3.2), del orden de $1 \times 10^{-15} S/m$ y Garfield++ usa un valor alrededor de $1 \times 10^{-2} S/m$, por lo que incluso aunque se calculara no sería posible detectarla.

A continuación se presentan algunos de los resultados correspondientes a las simulaciones ejecutadas con la implementación de una RPC de un gap.

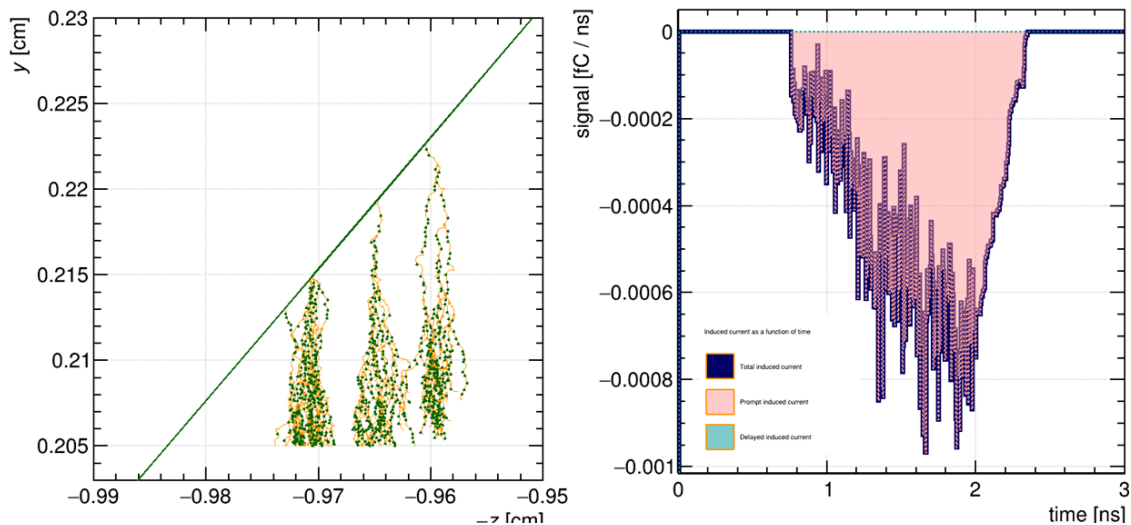


Figura 4.1: Histogramas avalancha - señal en una RPC de vidrio a 1400V

La **Figura 4.1** muestra los resultados de la simulación cuando la RPC se somete a un voltaje de 1.4 kV. El muon cargado ha dado lugar a la ionización del gas y a la formación de tres

avalanchas dentro del gap; se puede ver como las tres avalanchas terminan cuando alcanzan el electrodo (o bien cuando no existe más medio ionizante o gas), por lo que se entiende que el proceso de simulación fue en su mayoría con el microscopio avalanche. La gráfica de la derecha, muestra la señal en función del tiempo. Como puede observarse, la magnitud de la señal es muy pequeña, con su máximo de amplitud alrededor de $0,001 fC/ns$. Esto se debe al bajo voltaje aplicado, que a su vez genera un campo eléctrico débil y por tanto los procesos de ionización no son tan fuertes.

Conforme se incrementa el voltaje en el detector, se puede observar un incremento en la magnitud de la señal. Esto debido al incremento en el campo eléctrico (que a su vez incrementa la velocidad de los electrones). Como sabemos la magnitud del campo eléctrico constante se obtiene como la diferencia de potencial aplicado al detector sobre la anchura del gap.

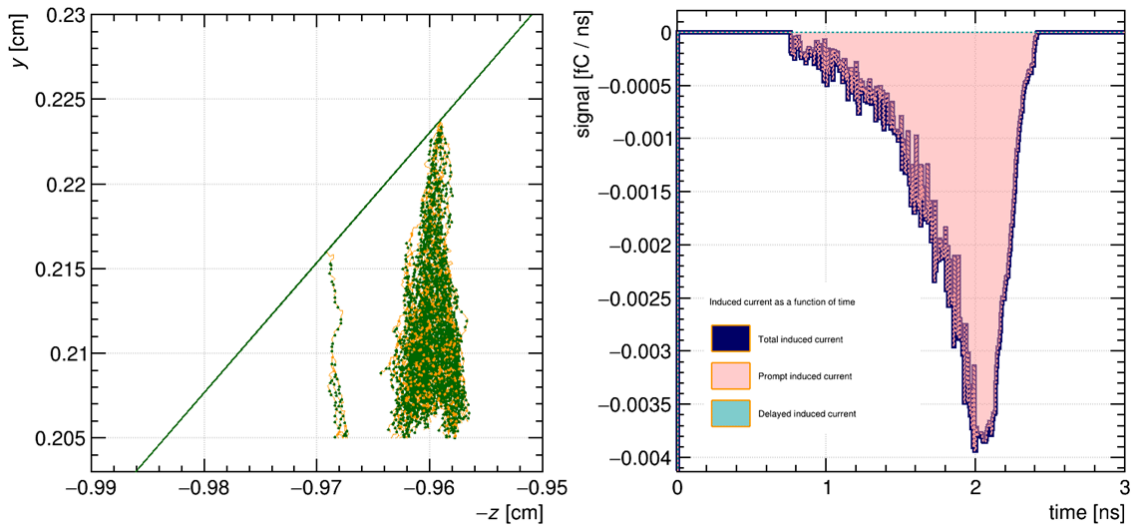


Figura 4.2: Histogramas avalancha - señal en una RPC de vidrio a 1500V

La **Figura 4.2** muestra los resultados para un potencial de $1.5 kV$. Se aprecian dos clusters, uno dominante y otro pequeño (es decir con mínima ionización del gas). Por lo que la señal tiene las características del cluster dominante. De las ecuaciones (2.11-2.13) podemos ver que desde que comienza el cluster (avalancha) a desarrollarse ($t = 0$) y hasta que se detiene (cuando alcanza el electrodo), el crecimiento es exponencial, que es la subida que se aprecia en la gráfica de la señal en función del tiempo. De la ecuación (2.15) vemos que la función de escalón representa la caída de la señal que es más pronunciada después de alcanzar el máximo, aunque aún se aprecia que la caída no es tan brusca pues existen procesos de difusión dentro del gas (cargas llegando y disipándose en el electrodo) que hacen que la caída de la curva sea más suave. Cuando la velocidad de los electrones se vuelve cero (al alcanzar el final del gap), la señal se detiene también, ya que esta es proporcional a la velocidad.

La **Figura 4.3** muestra los resultados para un potencial de $2 kV$, alcanzando el máximo de amplitud de la señal alrededor de $1,5 fC/ns$. La magnitud del campo eléctrico en este caso es de $80 kV/cm$ (tomando los valores del potencial como $2 kV$ y del gap como $0.25 mm$ de anchura). En el histograma de la izquierda se pueden apreciar diferentes clusters a diferentes alturas, lo que significa que todos ellos tendrán que viajar diferentes distancias para alcanzar el extremo del gas

(en el ánodo), que les dará diferentes tiempos de viaje, desde el momento en que son creados hasta que se detienen, con los clusters más cercanos al ánodo llegando más rápido, que los que tienen que viajar distancias más largas. Cada cluster creará una señal independiente en el ánodo. Por lo que el primer montículo que se observa en la señal, alrededor de 1.4 ns , se puede asociar con el primer cluster llegando al electrodo, esta señal disminuye pues los electrones de ese cluster desaparecen. El resto de los clusters continúan creciendo y serán los responsables de producir la señal más grande, con el cluster que tiene que viajar más distancia siendo el responsable de terminar la señal, cuando finalmente alcanza el electrodo y disipa su carga.

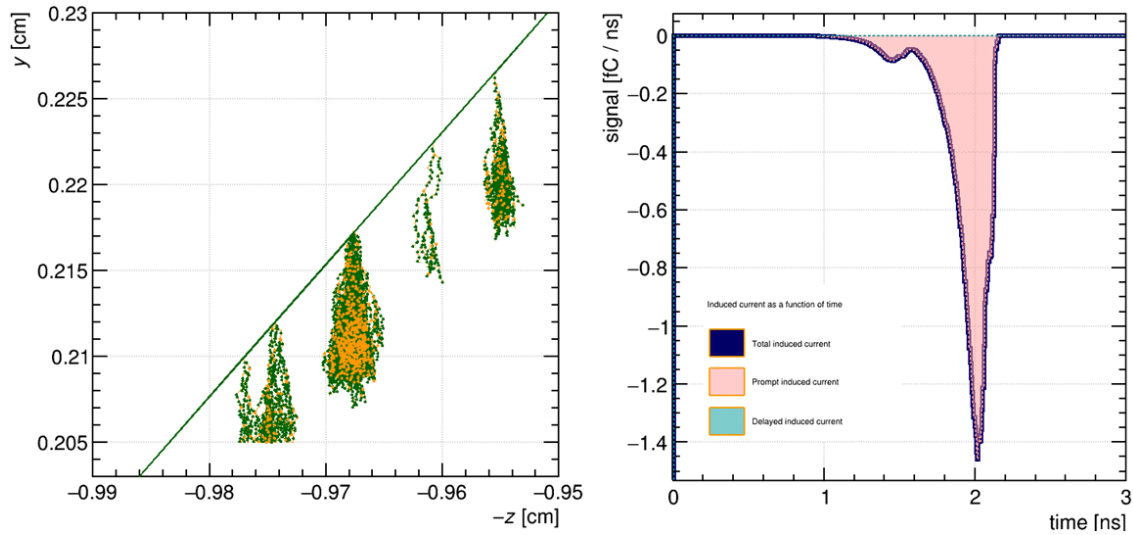


Figura 4.3: Histogramas avalancha - señal en una RPC de vidrio a 2000V

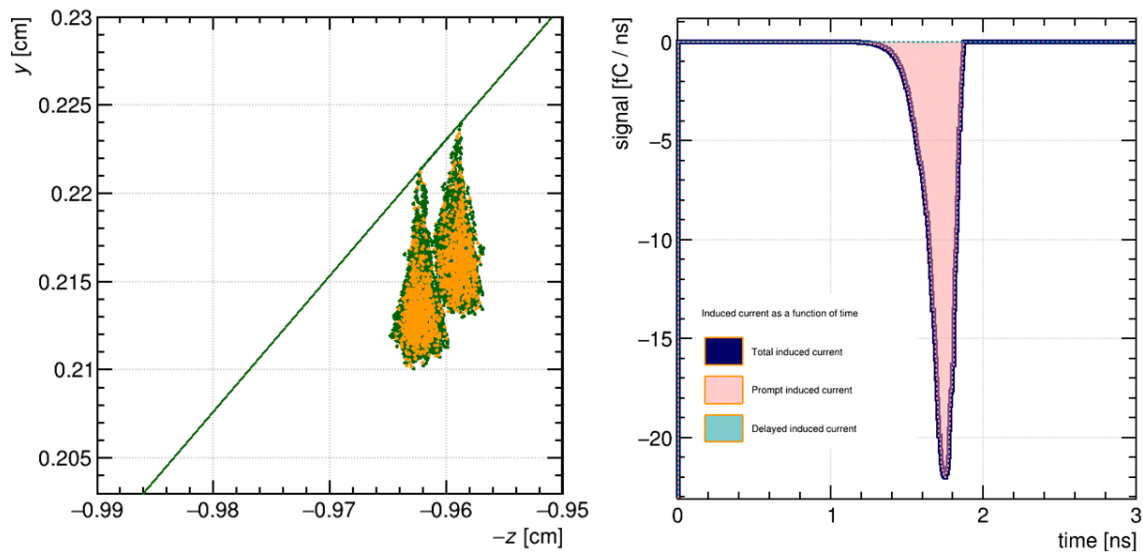


Figura 4.4: Histogramas avalancha - señal en una RPC de vidrio a 2300V

En la **Figura 4.4** se puede apreciar una señal mejor definida con una amplitud de alrededor de $22fC/ns$ para el caso de $2.3 kV$ y un campo eléctrico de $92 kV/cm$. El coeficiente de Townsend reportado en este caso fue de $781,909 1/cm$, el coeficiente de recombinación (attachment) de $0,52566 1/cm$ y la velocidad de $-0,0179591 cm/ns$. Nuevamente vemos que para un mayor campo eléctrico se tendrán electrones más rápidos que producirán una longitud de la señal más corta (anchura de la señal en el tiempo), pues llegarán más rápido al electrodo.

El comportamiento de la señal nuevamente está bien representada por la ecuación (2.15), con un crecimiento exponencial al inicio y una caída representada por la función de escalón de Heaviside (sin una caída severa debido a los procesos de difusión dentro del gas). Se puede observar también que gracias al campo eléctrico más intenso, en las avalanchas existe una mayor excitación de los átomos y moléculas y un mayor número de electrones ionizando el gas, representado por los colores verde y naranja respectivamente.

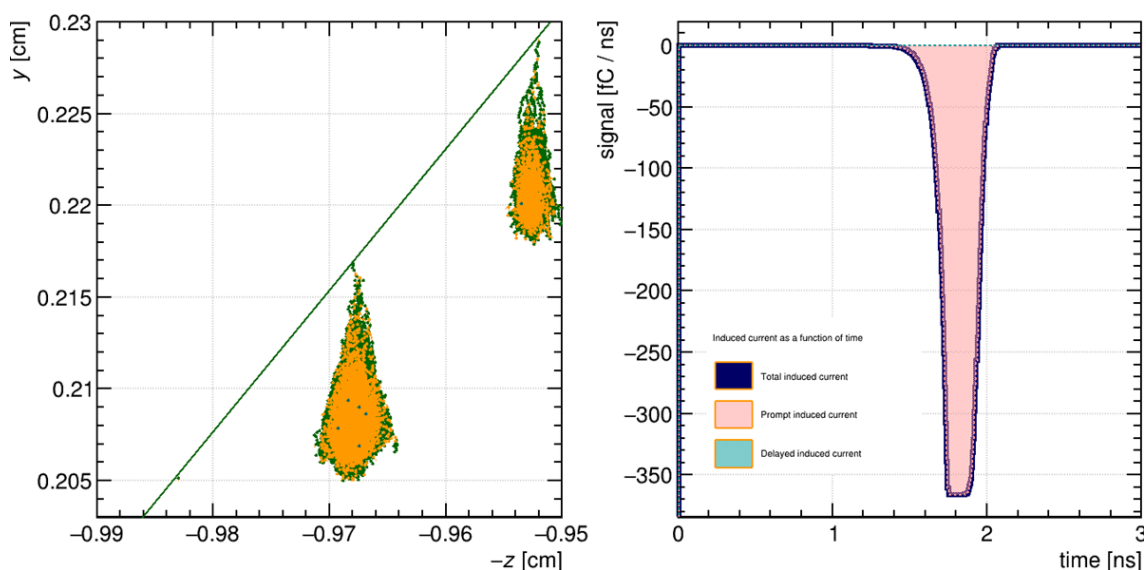


Figura 4.5: Histogramas avalancha - señal en una RPC de vidrio a 2500V

La **Figura 4.5**, muestra los resultados para un voltaje aplicado de $2.5 kV$. En esta existe una saturación de las avalanchas (que alcanzan el límite máximo establecido de electrones), esto se aprecia en la señal con su máximo de amplitud truncado (representado por una superficie plana).

La **Figura 4.6**, muestra que para un voltaje de $3 kV$, también existe saturación de las avalanchas (que alcanzan el límite máximo establecido de electrones), por lo que el crecimiento no continúa. La primera avalancha llega al electrodo y crea el pico de la señal, mientras que la segunda que está saturada (produce una señal cuadrada) llegando más tarde, como se aprecia en la gráfica.

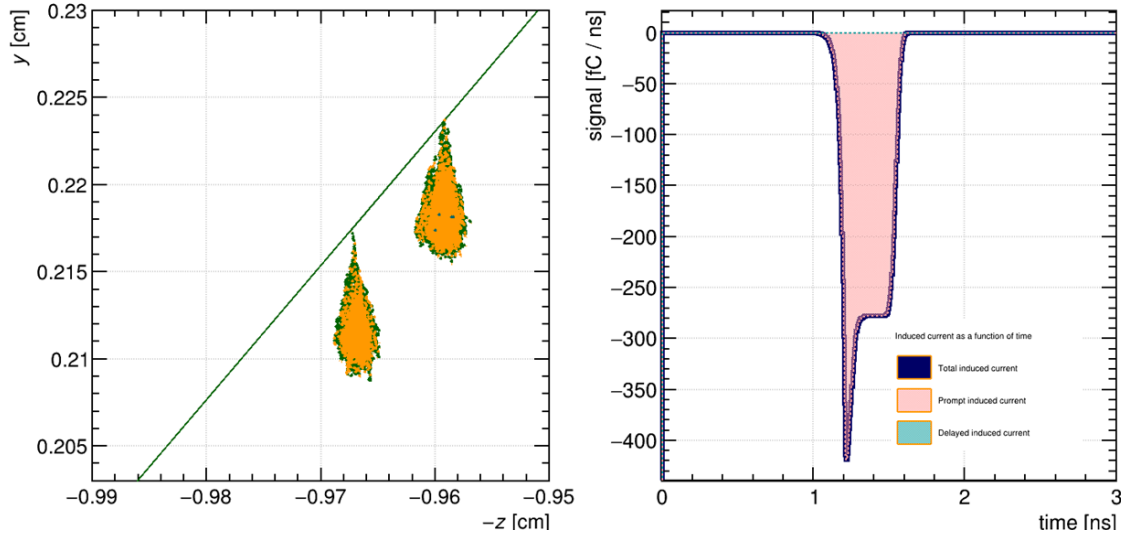


Figura 4.6: Histogramas avalancha - señal en una RPC de vidrio a 3000V

A continuación se presentan los resultados obtenidos de las simulaciones correspondientes a la implementación de una MRPC de vidrio con 6 gaps. El algoritmo empleado para las simulaciones de las MRPCs es el mismo que el empleado para las RPCs, por lo que las explicaciones dadas en la sección anterior de las RPCs siguen siendo válidas en este caso. Se puede pensar que para un MRPC de 6 gaps, se está multiplicando la señal de una RPC por 6, esto es debido a que la simulación toma en cuenta una placa de un electrodo en ambos casos (lo que no necesariamente sería correcto de suponer si estuviéramos simulando strips o pads). La amplitud de la señal de la MRPC puede presentar un desplazamiento con respecto al de la RPC, esto debido al material extra que se tiene al construir el detector de 6 gaps.

Note que los potenciales aplicados a las MRPCs serán mayores (comparados con las RPCs) debido a que el potencial se reparte entre los gaps. Las simulaciones de las avalanchas se han sobrepuesto a los diferentes gaps para tener una mejor representación de los procesos de ionización dentro del detector. La ecuación (2.15) sigue representando el comportamiento de las señales con respecto al tiempo, con un incremento exponencial al inicio de la curva y una función de escalón después de alcanzar el máximo de amplitud, tomando en cuenta los procesos de difusión dentro del detector.

La **Figura 4.7** muestra los resultados obtenidos para una MRPC sometida a un voltaje de 7.5 kV y una magnitud del campo eléctrico de 50 kV/cm. El coeficiente de Townsend reportado en este caso fue de 122,538 1/cm, el coeficiente de recombinación (attachment) de 1,33958 1/cm y la velocidad de $-0,0108856$ cm/ns.

La señal en función del tiempo es bastante pequeña con un máximo de amplitud alrededor de 0,0009 fC/ns, el campo eléctrico débil no ayudó a producir una buena ionización dentro de los gaps del detector, los electrones viajaron a velocidades más pequeñas y por tanto se tiene una mayor difusión en el gas, con una anchura de la señal mayor en el tiempo.

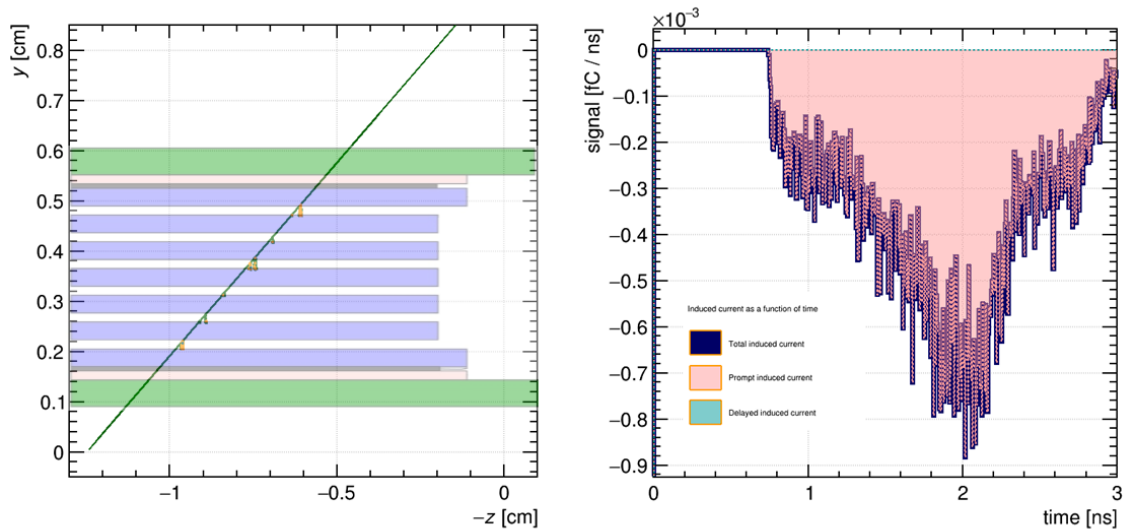


Figura 4.7: Histogramas avalancha - señal en una MRPC de vidrio a 7500 kV

La **Figura 4.8** muestra los resultados obtenidos para una MRPC sometida a un voltaje de 10 kV y una magnitud del campo eléctrico de 66.6667 kV/cm . Como puede verse la magnitud de la señal ha crecido a $0,035 \text{ fC/ns}$, lo que indica que aún se requiere un potencial mayor para obtener una mayor ionización y por tanto una señal más fuerte.

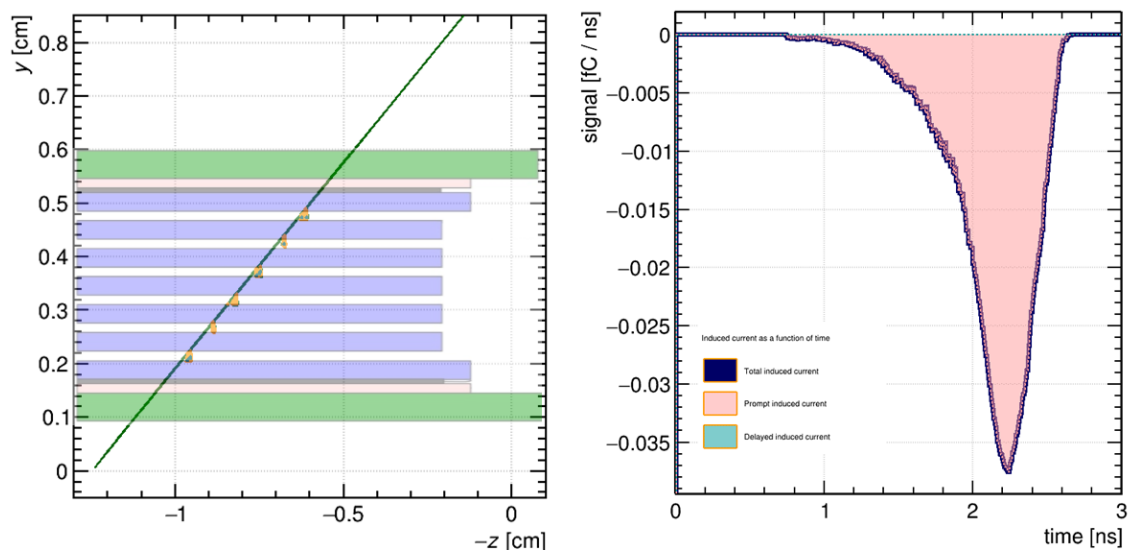


Figura 4.8: Histogramas avalancha - señal en una MRPC de vidrio a 10 000 V

La **Figura 4.9** muestra los resultados obtenidos para una MRPC sometida a un voltaje de 12.5 kV y una magnitud del campo eléctrico de 80 kV/cm . Como puede verse la magnitud de la señal ha crecido a $0,51\text{ fC/ns}$, con el campo aún no lo suficientemente adecuado para tener mejores procesos de ionización en el gas. La caída de la señal presenta un ligero montículo casi al final, donde entendemos que la última avalancha que alcanzó el electrodo fue la responsable de producir este comportamiento de disipación de carga.

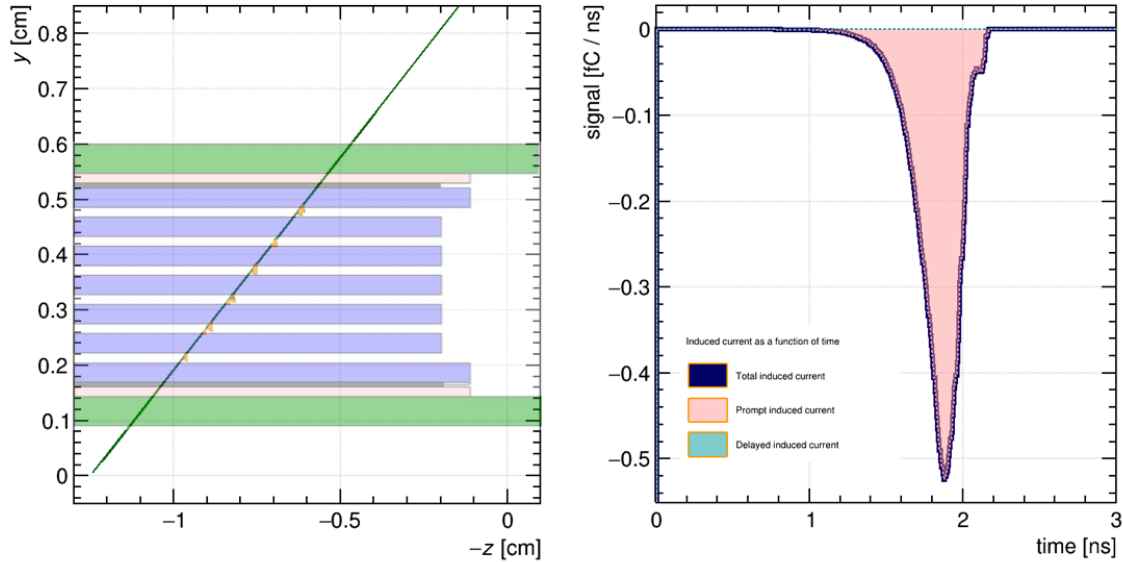


Figura 4.9: Histogramas avalancha - señal en una MRPC de vidrio a 12 500 V

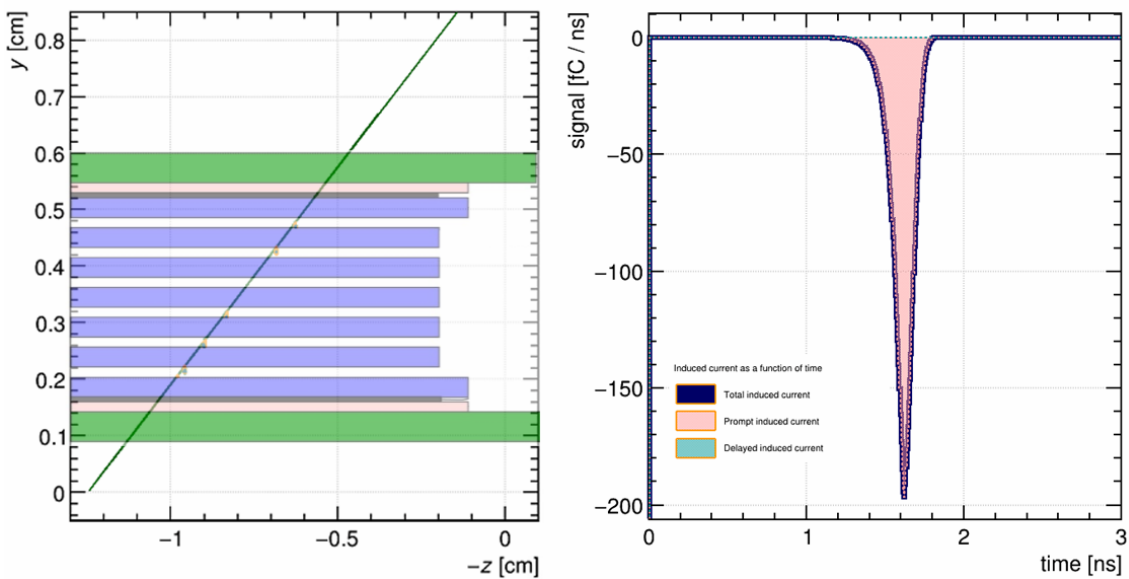


Figura 4.10: Histogramas avalancha - señal en una MRPC de vidrio a 15 000 V

La **Figura 4.10** muestra los resultados obtenidos para una MRPC sometida a un voltaje de 15 kV y una magnitud del campo eléctrico de 100 kV/cm . El coeficiente de Townsend reportado en este caso fue de $886,5941/\text{cm}$, el coeficiente de recombinación (attachment) de $0,4630951/\text{cm}$ y la velocidad de $-0,0193459\text{ cm/ns}$. Como puede verse la magnitud de la señal ha crecido a 200 fC/ns , con el campo lo suficientemente fuerte para darles mayor velocidad a los electrones y crear una mejor ionización en el gas. La señal presenta también una menor anchura en el tiempo, pues los electrones llegan más rápido al ánodo.

La **Figura 4.11** muestra los resultados obtenidos para una MRPC sometida a un voltaje de 17 kV y una magnitud del campo eléctrico de $113,33\text{ kV/cm}$. Como puede verse la magnitud de la señal ha crecido a 600 fC/ns , aunque también se ve que existe una saturación de las avalanchas (que alcanzan el límite máximo establecido de electrones), esto se aprecia en la caída de la señal, creando una sobre-posición de las últimas avalanchas que llegan más tarde al ánodo y crean una anchura de la señal más grande en el tiempo.

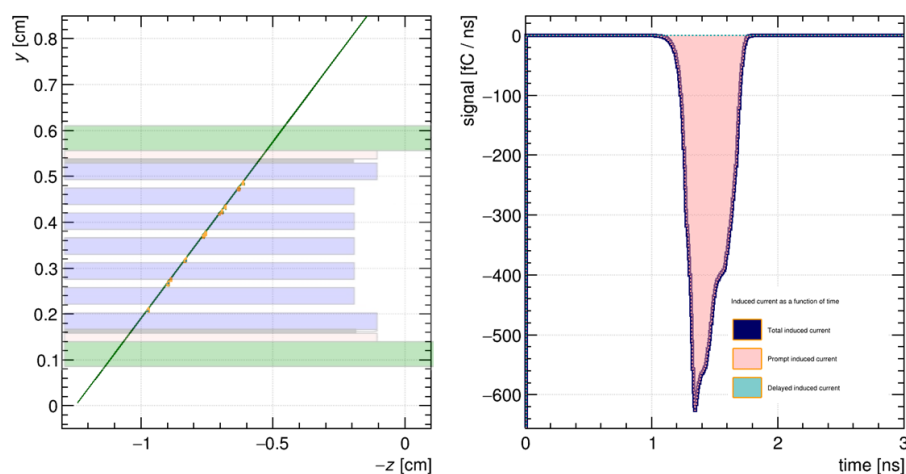


Figura 4.11: Histogramas avalancha - señal en una MRPC de vidrio a 17 000 V

La **Figura 4.12** muestra el promedio de 20 señales para la simulación de la RPC de un gap, con un voltaje aplicado de $2,3\text{ kV}$. El máximo de amplitud de la señal se encuentra cerca de 84 fC/ns . Se decidió tomar en cuenta este voltaje, ya que consideramos que se obtenía el mejor balance entre los procesos de ionización y el voltaje aplicado al detector en este punto. Se debe recordar que en este tipo de detectores, es conveniente operarlos a un voltaje en donde se tenga la mayor eficiencia con el menor voltaje posible (debido a que los altos voltajes pueden producir mayores cargas dentro del detector y por tanto causar un deterioro más rápido del mismo).

La **Figura 4.13** muestra el promedio de 7 señales para la simulación de la MRPC de 6 gaps, con un voltaje aplicado de 15 kV . El máximo de amplitud de la señal es de 205 fC/ns . Se decidió hacer el promedio para este punto de voltaje, ya que se obtuvo una buena ionización del gas y por tanto una señal mejor definida en el tiempo ya que los electrones llegan más rápido al ánodo.

Como puede verse de la comparación de los promedios de las señales para la RPC y la

MRPC, existe un desplazamiento en la posición de la señal que está relacionado con el hecho de que se tiene más material en el caso de la MRPC de 6 gaps con respecto a la de un gap. Además el MRPC nos proporciona un incremento en la magnitud de la señal en el tiempo, comparado con el RPC de un gap. Esto es debido a que en el MRPC existe una probabilidad mayor de ionización al tener más medio ionizante.

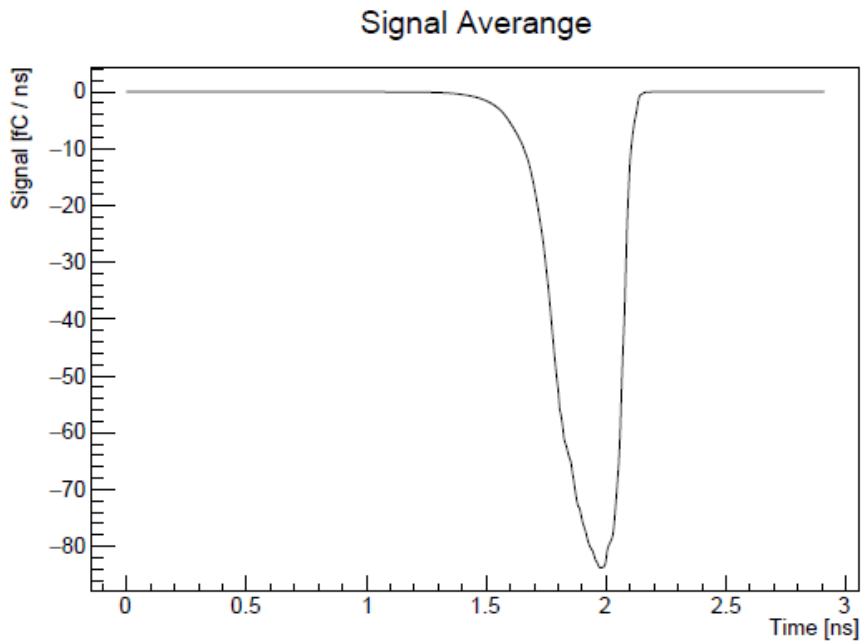


Figura 4.12: Promedio de señales para la RPC a 2300 V

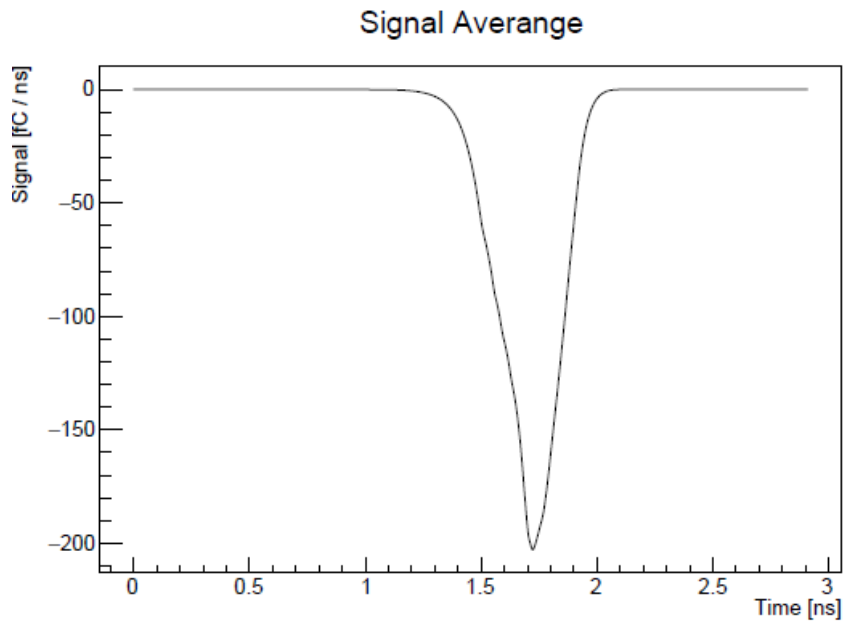


Figura 4.13: Promedio de señales para la MRPC a 15 000V

Capítulo 5

Conclusiones

En esta tesis se presentan los estudios de simulación de dos detectores gaseosos de vidrio: una RPC (Resistive Plate Chamber) de un gap y una MRPC (Multigap Resistive Plate Chamber) de seis gaps, cada gap es de 0.25mm de anchura. El gas considerado en la simulación es el Tetrafluoroetano ($C_2H_2F_4$) y se aplica una diferencia de potencial, entre los electrodos, para producir un campo eléctrico uniforme en el detector. La simulación permite visualizar la generación y desarrollo de avalanchas, debido al paso de un muon cargado a través del gas en el detector, así como la señal de la corriente inducida en el electrodo de lectura.

Los resultados permiten hacer una buena comparación entre el RPC y el MRPC de las señales en el tiempo, que se obtienen de los procesos relacionados con el movimiento de carga en el gas que induce una corriente en el electrodo de lectura. Se observa como un detector multigap producirá señales más robustas debido a un mayor número de gaps y por tanto gas y material para llevar a cabo una mayor ionización.

Las simulaciones de las avalanchas de los procesos de ionización nos permiten hacer una buena correlación con las señales inducidas en el tiempo.

El análisis nos permitió visualizar los procesos de ionización del gas, a través del desarrollo de las avalanchas, para diferentes valores de potencial y proyectar cuales serían los mejores rangos en los voltajes de operación de los detectores.

Estos estudios manifiestan la importancia de los trabajos de Monte Carlo en el entendimiento del funcionamiento de los detectores y los procesos físicos detrás de su operación.

En un trabajo futuro, se podría desarrollar la simulación para incluir estudios de distribución de carga, resolución temporal y espacial además de eficiencia de los detectores, asimismo se podrían simular los electrodos de lectura incluyendo los strips y/o pads para hacer estudios del tamaño de los clusters.

Bibliografía

- [1] R. SANTONICO, R. CARDARELLI. DEVELOPMENT OF RESISTIVE PLATE COUNTERS. NUCLEAR INST. AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH. VOL. 187, 1981, PG. 377.
- [2] M.C.S. WILLIAMS. THE DEVELOPMENT OF THE MULTIGAP RESISTIVE PLATE CHAMBER. NUCLEAR PHYSICS B - PROCEEDINGS SUPPLEMENTS. VOL. 61, 1998, PG. 250.
- [3] E CERRON ZEBALLOS, I CROTTY, D HATZIFOTIADOU, J LAMAS VALVERDE, S NEUPANE, M.C.S WILLIAMS, A ZICHICHI, A NEW TYPE OF RESISTIVE PLATE CHAMBER: THE MULTIGAP RPC, NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH SECTION A: ACCELERATORS, SPECTROMETERS, DETECTORS AND ASSOCIATED EQUIPMENT, VOLUME 374, ISSUE 1, 1996, PAGES 132-135.
- [4] CMS COLLABORATION. TECHNICAL PROPOSAL FOR THE PHASE II UPGRADE OF THE COMPACT MUON SOLENOID. RAPP. TECH. CERN-LHCC-2015-010. LHCC-P-008. JUNE 2015.
- [5] CMS COLLABORATION, RPC TRIGGER, IN CMS TriDAS PROJECT: TECHNICAL DESIGN REPORT 1. THE TRIGGER SYSTEMS, CERN-LHCC-2000-038, CERN, GENEVA SWITZERLAND (2000), PG. 419 [CMS-TDR-006-1].
- [6] C. URIBE ESTRADA ET AL. SIMULATION STUDIES OF THE IMPACT OF THE CMS RADIATION ENVIRONMENT ON RPC DETECTORS. PROCEEDINGS OF SCIENCE (LHCP2019) 049 (2019). DOI: 10.22323/1.350.0049.
- [7] C. URIBE ESTRADA ET AL. RPC RADIATION BACKGROUND SIMULATIONS FOR THE HIGH LUMINOSITY PHASE IN THE CMS EXPERIMENT. JINST 14 C09045 (2019). DOI 10.1088/1748-0221/14/09/C09045.
- [8] C. URIBE ESTRADA AND ON BEHALF OF THE CMS COLLABORATION. CMS IMPROVED RESISTIVE PLATE CHAMBER STUDIES IN PREPARATION FOR THE HIGH LUMINOSITY PHASE OF THE LHC. JINST 17 C09029, (2022). DOI 10.1088/1748-0221/17/09/C09029.
- [9] Z. LIU ET AL. TIMING PERFORMANCE STUDY OF MULTIGAP RESISTIVE PLATE CHAMBER WITH DIFFERENT GAP SIZE. NUCLEAR INST. AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH, A. VOL. 927, 2019, PG. 396.
- [10] Z. LIU ET AL. NOVEL LOW RESISTIVITY GLASS: MRPC DETECTORS FOR ULTRA HIGH RATE APPLICATIONS. NUCLEAR INST. AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH, A. VOL. 959, 2020, PG. 163483.
- [11] GARFIELD—SIMULATION OF GASEOUS DETECTORS, [HTTPS://GARFIELDPP.WEB.CERN.CH/GARFIELDPP](https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp)
- [12] PESKOV, VLADIMIR, MARCELLO ABBRESCIA, AND PAULO FONTE: RESISTIVE GASEOUS DETECTORS DESIGNS, 3(45), PERFORMANCE, PERSPECTIVES. WILEY-VCH, 2018.
- [13] F. SAULI, "PRINCIPLES OF OPERATION OF MULTIWIRED PROPORTIONAL AND DRIFT CHAMBERS," LECTURES GIVEN IN THE ACADEMIC TRAINING PROGRAMME OF CERN, 1977

- [14] LIPPMANN, CHRISTIAN Y WERNER RIEGLER: DETECTOR PHYSICS OF RESISTIVE PLATE CHAMBERS. TESIS DE DOCTORADO, 2002.
- [15] W. RIEGLER, C. LIPPMANN, R. VEENHOF : DETECTOR PHYSICS AND SIMULATION OF RESISTIVE PLATE CHAMBERS. NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH A 500, 2003.
- [16] H. RAETHER. ELECTRON AVALANCHES AND BREAKDOWN IN GASES. BUTTERWORTHS ADVANCED PHYSICS SERIES, WASHINGTON, 1964
- [17] P. FONTE. APPLICATIONS AND NEW DEVELOPMENTS IN RESISTIVE PLATE CHAMBERS. ICFA INSTRUMENTATION BULLETIN, 23, FALL 2001.
- [18] GARCIA, ALEJANDRO LASO: TIMING RESISTIVE PLATE CHAMBERS WITH CERAMIC ELECTRODES: FOR PARTICLE AND NUCLEAR PHYSICS EXPERIMENTS. PHD THESIS, DRESDEN, TECH. U., DEPT. MATH., 2014.
- [19] ALEJANDRO, DEL RIO VIERA MANUEL: CHARGE STUDIES ON MULTIGAP RESISTIVE PLATE CHAMBERS, 2020, TESIS DE MAESTRÍA.
- [20] PIA, MARIA GRAZIA Y GEORG WEIDENSPÖTNER: MONTE CARLO SIMULATION FOR PARTICLE DETECTORS. arXiv:1208.0047, 2012.
- [21] DISCUSSIONS AT THE 'RPC 2001' – 6TH WORKSHOP ON RESISTIVE PLATE CHAMBERS AND RELATED DETECTORS, 26-27 NOVEMBER 2001, COIMBRA, PORTUGAL.