



**Universidad**  
Zaragoza

# Trabajo Fin de Grado

---

Microfísica en detectores gaseosos

**Autor:**

Javier Alguacil Orejudo

**Directores:**

Theopisti Dafni

Francisco José Iguaz Gutiérrez

**Facultad de Ciencias**

2014/2015



# Índice

<b>1. Motivación del trabajo</b>	<b>3</b>
<b>2. Introducción</b>	<b>3</b>
<b>3. Interacciones entre partículas</b>	<b>5</b>
3.1. Interacción radiación materia . . . . .	5
3.2. Producción de pares ion-electrón . . . . .	6
3.3. Transporte de electrones . . . . .	6
3.3.1. Deriva en un gas . . . . .	6
3.3.2. Física de la avalancha de electrones . . . . .	7
<b>4. Estudio de la microfísica en MICROMEGAS</b>	<b>8</b>
4.1. Herramientas de simulación . . . . .	9
4.2. Microbulk circular . . . . .	10
4.2.1. Dependencia de la posición inicial . . . . .	11
4.2.2. Ganancia . . . . .	12
4.2.3. Transmisión electrónica . . . . .	14
4.2.4. Ganancia y transmisión electrónica vs los parámetros menos relevantes . .	15
<b>5. TREX-DM</b>	<b>17</b>
5.1. Simulación de TREX-DX . . . . .	18
5.1.1. Comprobación del campo generado . . . . .	18
5.1.2. Ganancia y transmisión electrónica . . . . .	19
5.2. Datos Experimentales . . . . .	19
5.2.1. Ajuste canal . . . . .	21
5.2.2. Calibración de la electrónica . . . . .	22
5.2.3. Curva de transmisión electrónica . . . . .	22
5.2.4. Curva de ganancia . . . . .	23
5.3. Comparación experimento vs simulación . . . . .	25
<b>6. Conclusión</b>	<b>25</b>
<b>A. Estudio complementario del Neon</b>	<b>1</b>
<b>B. Penning</b>	<b>2</b>
<b>C. Penning para Argón con 2% Isobutano a 2 atmósferas</b>	<b>2</b>
<b>D. Calibración preamplificador y amplificador.</b>	<b>3</b>

## 1. Motivación del trabajo

En el siguiente trabajo se va a estudiar el comportamiento de detectores gaseosos basados en micromegas en función de algunos de los parámetros relevantes. El estudio de estos se reparte en tres grandes bloques.

El primer bloque consta de una presentación de los fenómenos físicos que se llevan a cabo dentro de los detectores.

En los siguientes bloques se pretende lograr uno de los puntos de interés del trabajo, la obtención de datos sólidos que permitan ayudar a decidir en futuros trabajos sobre detectores con micromegas, cual es el 'punto óptimo' (tanto gases y sus condiciones, como geometría de la mesh) de funcionamiento del detector. La forma principal de estudiar este problema será mediante simulaciones, sin embargo una parte del trabajo se ha realizado en laboratorio.

Durante el segundo bloque nos familiarizaremos con los conceptos explicados anteriormente así como con las herramientas de simulación empleadas, para ello se modificará ligeramente una geometría ya empleada en otros trabajos [1], y se estudiará para diversos gases y condiciones.

En el último bloque del trabajo se presentarán datos experimentales tomados de TREX-DM. Además de implementar una geometría similar con el objetivo de comparar los datos simulados en el mismo rango con el experimento.

## 2. Introducción

Nuestros sentidos son incapaces de detectar todas las partículas que existen, por ello necesitamos detectores. Los detectores de partículas son instrumentos con los que interaccionan las partículas provocando cambios internos en estos, de tal forma que provocan finalmente una señal que sí podamos ver. En este sentido, es fundamental el entendimiento de los procesos internos de un detector para la correcta interpretación de toda la información que estos facilitan.

Existen varios tipos de detectores, la idea de los detectores gaseosos, es que las partículas externas interaccionen en el volumen gaseoso generando una señal medible, generalmente electrones que son atraídos mediante un campo eléctrico, son amplificados e inducen una señal eléctrica que se lee por un circuito externo.

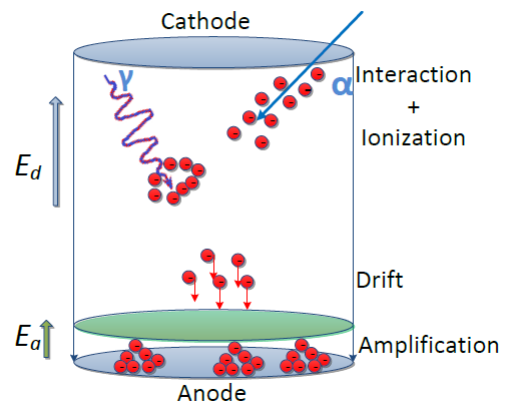


Figura 1: Esquema del funcionamiento de un detector gaseoso micromegas. La imagen ha sido obtenida de [1].

En la figura 1 se muestra un esquema concreto, que describe de forma sencilla los detectores de micromegas que se estudiarán en las secciones posteriores. Se ven las partes más relevantes, un volumen grande donde se da la interacción partícula - gas, generando electrones (con sus correspondientes iones positivos). Estos electrones son conducidos a una región donde se aplica un campo más intenso para producir una avalancha de electrones, consiguiendo así aumentar la intensidad de la señal.

Dependiendo de la intensidad de los campos aplicados, la dinámica de los electrones, y por lo tanto, el comportamiento del detector cambia. Podemos clasificar en función de la intensidad en varias regiones como muestra la figura 2.

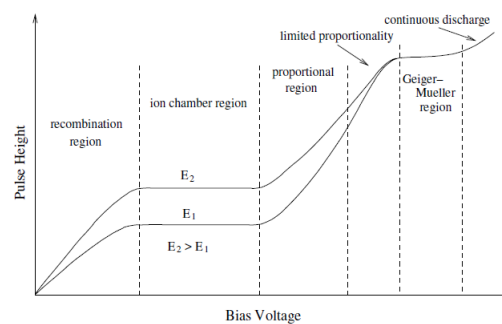


Figura 2: Regiones de funcionamiento de un detector gaseoso según la intensidad del campo aplicado. La imagen ha sido obtenida de [2].

- Región de recombinación: El campo es tan débil que los electrones se vuelven a ligar al átomo (esta zona no es apta para funcionar como detector).
- Cámara de iones: Los electrones liberados en la ionización son recogidos en el ánodo.
- Región proporcional: El campo es lo suficientemente alto para dar a los electrones energía suficiente para arrancar más electrones de otros átomos, provocando una cascada de carga, provoca una respuesta proporcional a la energía de la partícula.
- Región Geiger-Mueller: El campo es tan fuerte que provoca que todo el gas sea ionizado. La respuesta ya no es proporcional a la energía de la partícula.

Este trabajo se centrará en la comprensión del funcionamiento de un tipo concreto de detector gaseoso que funciona en la región proporcional. En secciones posteriores se analizarán varios resultados obtenidos en simulaciones y en laboratorio, pero primero se dedicará una sección a la comprensión de la fenomenología que se da estos detectores.

### 3. Interacciones entre partículas

Para la comprensión de este tipo de detectores es necesario conocer sobre las interacciones de las partículas sobre el gas, las cuales provocarán la ionización de este. Igualmente necesario es conocer sobre la dinámica de los iones en el medio gaseoso sujeto a un campo eléctrico; en esta propagación los electrones eventualmente pueden generar fotones al volverse a unir a los iones positivos, o desexcitaciones de los átomos entre otros procesos. Por tanto también son de interés las interacciones de estos con la materia para la comprensión del detector.

#### 3.1. Interacción radiación materia

Existen varios tipos de interacción entre la radiación y la materia, y las probabilidades de que estos se den dependen del tipo de materia y de la energía, en este apartado vamos a centrarnos en los fotones. Presentamos a continuación las más relevantes en el rango en el que después vamos a trabajar (keV).

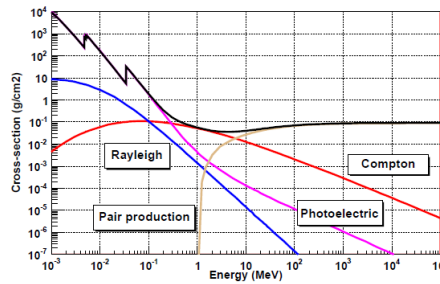


Figura 3: Sección eficaz de las interacciones de fotones con el Xenon. Imagen obtenida de [3].

- Dispersión Rayleigh: Dispersión elástica entre un electrón y un fotón
- Dispersión Compton: Dispersión inelástica entre un electrón libre y un fotón. La diferencia de energía transferida se puede conocer según el ángulo de dispersión.

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad \Delta\lambda = \frac{hc}{m_e c^2} (1 - \cos\phi). \quad (1)$$

- Efecto fotoeléctrico: Un átomo absorbe un fotón de energía  $h\nu$  liberando un electrón. Siendo  $E_l$  la energía de ligadura de dicho electrón al átomo, el electrón liberado sale con una energía cinética  $T = h\nu - E_l$ .
- Producción de pares: La reacción que se da es:

$$\gamma \rightarrow e^- e^+.$$

Es necesaria la presencia de un núcleo o campo externo para que se pueda conservar la energía y el momento. El fotón necesita de al menos una energía de 1,02 MeV para que se pueda dar.

### 3.2. Producción de pares ion-electrón

La producción de pares de iones está mediada por la estadística, siendo de tal forma, que una misma partícula (masiva o no) con la misma energía, al chocar con un átomo puede producir distinto número de electrones. Experimentalmente la media de pares producidos es proporcional a la energía cedida por la partícula  $E_0$  (excepto para neutrones).

$$N_e = \frac{E_0}{W} \quad (2)$$

donde  $N_e$  es el número de electrones (o pares de iones) producidos, y  $W$  es la energía media necesaria para liberar un electrón.

Un parámetro del que parece intuitivo que va a depender  $W$  son las secciones eficaces de los choques de la partículas con los distintos electrones del átomo.

Viendo la figura 3 podría pensarse que la energía promedio para arrancar a un electrón de un átomo varía dependiendo de la energía incidente, pues la probabilidad de interacción con cada electrón del átomo puede variar. Sin embargo, se demuestra experimentalmente que esta energía promedio es independiente de la energía incidente. El orden de magnitud de gases comunes que se suelen emplear en detectores, como el neón, argón o xenón, está en torno a los 30 eV [3].

### 3.3. Transporte de electrones

#### 3.3.1. Deriva en un gas

En campos suficientemente bajos para que los electrones no ganen la energía suficiente como para arrancar más electrones, la dinámica de estos está dominada por dos factores, difusión aleatoria en el gas y deriva forzada en la dirección del campo. Se puede demostrar que la distribución espacial en cualquier eje sigue una distribución Gaussiana. [2]

Un parámetro relevante es la velocidad de deriva, la velocidad promedio a la que se mueven los electrones en el medio  $v_d = \mu E$ , donde  $\mu$  es la movilidad del electrón en el medio, dicha movilidad depende de la mezcla de gases del medio, y es relevante a la hora de seleccionar el gas. En este trabajo no se va a estudiar sobre ello.

En los anteriores párrafos solo se tenía en cuenta la dispersión, sin embargo, también existe la posibilidad de que los electrones sean absorbidos por átomos electronegativos, pudiendo provocar una pérdida de señal. Especialmente común es encontrar oxígeno en la mezcla de gases, debido a que se puede colar fácilmente, y es difícil de filtrar. Este tipo de procesos es conocido como *attachment*.

Otra forma de pérdida puede ser que se acerque demasiado a una región metálica (puede ser debido al campo generado por esta) y pase a este material de manera no deseada. Este tipo de

pérdidas será un parámetro relevante a estudiar en los capítulos siguientes pues en las micromegas se introduce una barrera física real de estas características con una determinada geometría, por ello, se define una cantidad que da cuenta de estas pérdidas, la transmisión electrónica.

$$T = 1 - \frac{n_A}{n_T}. \quad (3)$$

Donde  $n_A$  son el número de electrones que son absorbidos en esta barrera metálica, y  $n_T$  es el número de electrones primarios total.

### 3.3.2. Física de la avalancha de electrones

Si el campo es lo suficientemente alto, los electrones ganan la suficiente energía para producir ionización, es decir, para conseguir liberar electrones ligados al núcleo al chocar con ellos. Esto es útil para amplificar la señal, por que el número de electrones primario es tan bajo que genera una señal muy débil.

Se va a estudiar la amplificación por carga (avalancha Townsend)[1], en este tipo de amplificación, se puede describir los electrones generados por unidad de longitud mediante la ecuación de Townsend:

$$\frac{dN}{N} = \alpha dx. \quad (4)$$

Siendo  $N$  el número de electrones final, y  $N_e$  el número de electrones primarios que empiezan la avalancha, el parámetro  $\alpha$  es conocido como el coeficiente de Townsend, y  $dx$  es el diferencial de camino recorrido por el electrón.

El factor de Townsend depende del punto del campo en el punto concreto de la trayectoria, por tanto depende de la geometría y de la posición, además hay que notar que esta ecuación diferencial describe la evolución de la media de un proceso estadístico.

Teniendo en cuenta lo anterior, y definiendo  $L$  como el punto final de la trayectoria del electrón en la avalancha, se define la ganancia como:

$$G = \frac{N}{N_e} = \exp\left(\int_0^L \alpha(x) dx\right). \quad (5)$$

Es importante el conocimiento de este parámetro en los detectores para poder relacionar posteriormente la señal de salida del detector con la energía de la partícula de entrada. En la sección 5 se verá en detalle la relación para el caso concreto del detector TREX-DM.

Durante el transcurso de estas avalanchas se pueden liberar más fotones (generalmente en el rango UV), los cuales pueden interactuar con el gas en otro punto cualquiera del detector produciendo así otra señal apartada no interesante (provoca pérdidas de resolución de energía y espacial), o en las cercanías, produciendo más carga en la avalancha (una ganancia muy grande puede dar problemas de chispas). Para mitigar estos efectos se introduce un nuevo agente cuya principal característica ha de ser tener una alta sección eficaz de absorción de fotones en este



rango energético sin producir carga extra al disipar esta energía. A este elemento se le denomina *quencher*.

#### 4. Estudio de la microfísica en MICROMEGAS

La palabra micromegas significa *micro mesh gaseous structure*[4], es un detector con una geometría de planos paralelos, donde entre ellos se introduce la mesh. La mesh es una rejilla metálica ligeramente separada del ánodo. La ecuación para el campo generado:

$$\bar{E} = \frac{V}{x} \hat{x}. \quad (6)$$

En la figura 4 podemos observar el esquema de una micromegas. Vemos la zona de amplificación, delimitada por una malla metálica (mesh) y el ánodo donde se sitúan los strips. La pequeña distancia entre estas regiones produce los altos campos necesarios para la producción de avalanchas ( $\sim 40\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ ), la homogeneidad de este campo la garantizan unos pilares aislantes entre las dos regiones metálicas.

La región superior es un volumen claramente mayor donde se espera la interacción entre las partículas externas con la mezcla de gases. En esta región se genera un campo bastante menor ( $\sim 400\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ ) para guiar a los electrones generados a la zona de amplificación.

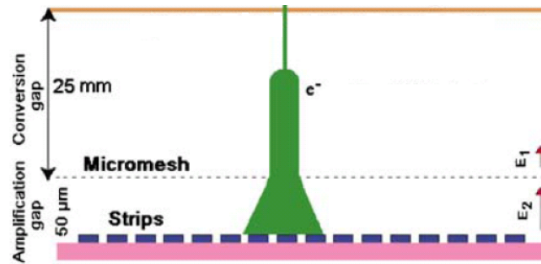


Figura 4: Esquema de operación una micromegas

Actualmente, se suele fabricar la mesh junto con los strips unidos en una sola unidad. Podemos distinguir dos tipos de micromegas según la fabricación.

- Bulk: Se elige emplear una mesh de acero inoxidable, y se recubre por ambos lados generalmente de Vacrel ©(un aislante), el cual finalmente queda reducido a unos pilares que ayudan a mantener la homogeneidad de la zona de amplificación así como del campo. Esta tecnología emplea mesh más anchas, y gaps de amplificación mayores ( $\sim 100\mu\text{m}$ ), este último punto puede traducirse en una mayor sensibilidad de la ganancia a variación de presión[5].

- Microbulk: Esta tecnología logra una mesh de cobre más fina ( $\sim 5\mu\text{m}$ ), sujeta por unos pilares de Kapton ©(un aislante) mas pequeños ( $\sim 50\mu\text{m}$ ) que la unen de manera compacta al ánodo. En este caso se puede tener una menor sensibilidad a las variaciones de presión[5].

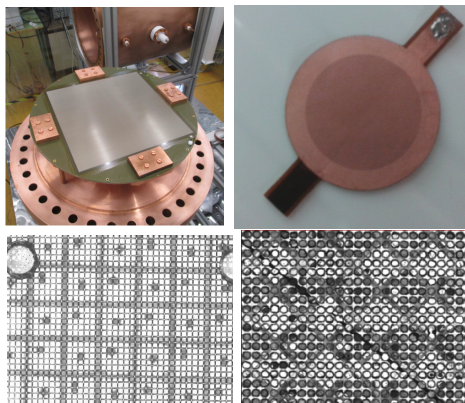


Figura 5: Las imágenes inferiores corresponden a vistas amplificadas de micromegas de la misma tecnología que las superiores. En las imágenes de la derecha observamos una microbulk. En la izquierda se puede ver una bulk, esta imagen corresponde al montaje de TREX-DM

En la figura 5 puede verse como en el bulk la mayoría del espacio está libre de pilares de Vacrel ©, mientras que la microbulk está llena de Kapton ©.

#### 4.1. Herramientas de simulación

Existen muchos parámetros interesantes para el funcionamiento preciso del detector, nos vamos a centrar en el estudio de la ganancia y la transmisión electrónica para distintos puntos de operación y varias mezclas de gases. Para ello hay que abordar un problema de dinámica de electrones en gas (con la fenomenología explicada en la sección 3) en un campo no trivial.

El problema es que no se puede calcular analíticamente el campo, ni las trayectorias con geometrías complicadas, para abordar este problema se puede realizar simulaciones. El proceso de resolución numérica se descompone en tres pasos, la descripción de la geometría, solucionar el problema electrostático, y simular las trayectorias de los electrones.

Para la descripción de la geometría se emplea el programa Gmsh [6]. En este programa se definen las distintas regiones de cada material, volumen superficies y puntos[7]. En la figura 6 puede observarse una geometría de bulk, sobre la cual el programa ha definido una serie de puntos en las superficies definidas en la imagen de la izquierda, o en volumen en la imagen de la derecha. El siguiente paso es solucionar el problema de electrostática, conocer el campo en cada punto definido en el programa Gmsh. Para ello se utiliza Elmer[8], es un programa desarrollado en el CSC de resolución numérica por elementos finitos de varios tipos de problemas físicos, entre ellos

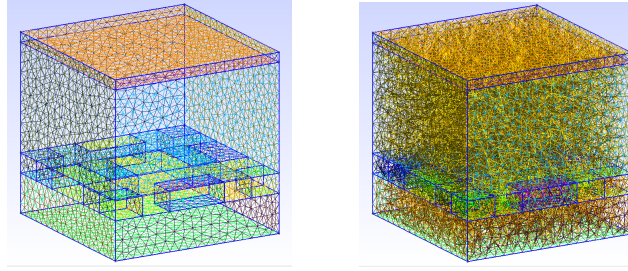


Figura 6: Figuras generadas por Gmsh. Mallados de puntos 2d y 3d de una bulk (correspondiente a una geometría que se estudiará en 5).

resolución de campos electrostáticos[9]. En la figura 7 se observa una representación del campo y materiales definidos por el programa Elmer.

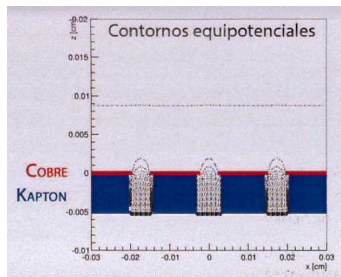


Figura 7: Representación de los campos generados por Elmer de una geometría de microbulk [10].

Por último, se simulan las avalanchas, para ello empleamos Garfield++[11], es una herramienta que posibilita el cálculo de la trayectoria de los electrones empleando técnicas de Monte Carlo. La geometría la exporta de los archivos generados por Gmsh, y las características de materiales y el campo de los archivos de Elmer. En Garfield++ esta información es multiplicada de manera periódica en ambas direcciones (periodicidad de espejo). La información relevante de los gases para la simulación las lee de Magboltz[11].

En la figura 8 puede observarse la trayectoria de un electrón primario, y la avalancha, llegando finalmente al ánodo 13 electrones.

También se distinguen en distintos colores los distintos materiales, cobre (rojo) la mesh, Kapton (azul) los pilares, y el gas no se representa. En la derecha se ve la proyección de lo dicho sobre el plano xy, y en la izquierda, la proyección sobre el plano yz.

También se empleó ROOT[12], una herramienta desarrollada en el CERN, que permite una visualización y tratamiento de datos.

#### 4.2. Microbulk circular

Primero se elige simular una geometría ya empleada experimentalmente, para así tener una referencia con la que comparar los datos obtenidos mediante el proceso explicado anteriormente. Además se estudiarán otras mezclas y regiones de funcionamiento, consiguiendo datos que ayuden a tener una idea de la configuración óptima del detector real antes de montarlo experimen-

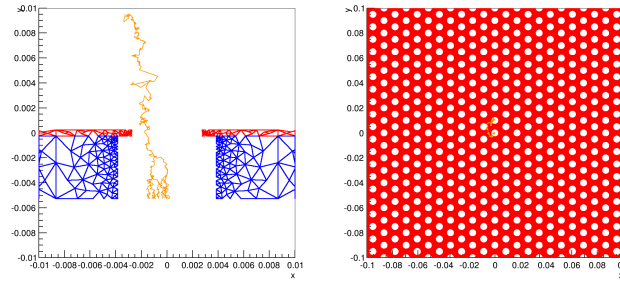


Figura 8: Vista de la deriva y multiplicación en una geometría de microbulk. En la figura de la izquierda está proyectada al plano  $yz$ , y en la de la derecha al plano  $xy$ .

talmente. Por último también se empleará esta geometría para aprender sobre comportamientos generales del detector ante ciertas variables de la simulación o de los procesos.

La celda unidad de la geometría que Garfield duplicará puede verse en la figura 9. Se simula una mesh de cobre, con unos agujeros de  $55\mu\text{m}$  de diámetro, y una anchura de  $5\mu\text{m}$ . La distancia entre dos agujeros consecutivos (pitch) es de  $100\mu\text{m}$ . El gap entre la mesh y el ánodo mide  $50\mu\text{m}$ , los pilares que sostienen la mesh están hechos de Kapton ©, estos agujeros son del orden de 1,4 veces mayores que los de la mesh, en este caso son  $77\mu\text{m}$ . La geometría que forman los agujeros sobre la mesh es una red hexagonal.

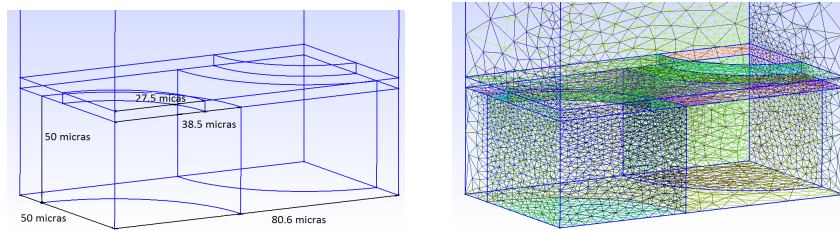


Figura 9: Celda unidad generada en Gmsh. Gap  $50\mu\text{m}$ . Pitch  $100\mu\text{m}$ . Diámetro del agujero  $55\mu\text{m}$ , anchura de la mesh  $5\mu\text{m}$ . Disposición de los agujeros en la mesh en forma de red hexagonal.

Existen otros trabajos con esta misma línea de trabajo [1]. Para este trabajo nos vamos a emplear como *quencher* isobutano ( $iC_4H_{10}$ , precisión de los datos del gas de Magboltz 4 sobre 5), mezclado con gases típicos como argón (4), neón(4), o xenón(5) [11].

#### 4.2.1. Dependencia de la posición inicial

Una de las ventajas de este diseño, e independiente de la geometría de la mesh, es que la amplitud de la señal no depende apenas de la posición en la que se genera el electrón primario. Esto permite poder dar una estimación de la energía sin introducir otro parámetro de incertidumbre

que sería localizar la posición en la que se libera(o al menos la altura) del electrón. Se presenta a continuación la ganancia (figura 10) en una mezcla de Neón con un 2% de Isobutano para electrones lanzados a distintas alturas y dos presiones distintas.

Otra ventaja de este resultado es en el campo de la simulación. Podemos simular volúmenes menores (con alturas del orden de las  $100\mu\text{m}$ ) y obtener resultados válidos para la geometría original.

Aunque experimentalmente es posible que la señal dependa ligeramente de la altura, por ejemplo, debido a que a mayor distancia recorrida por los electrones primarios mayor es la probabilidad de que estos sean absorbidos por un elemento electronegativo, con lo que no llegaría a la zona de amplificación, y por tanto no se recogería señal. Sin embargo, la simulación no tiene en cuenta este tipo de efectos.

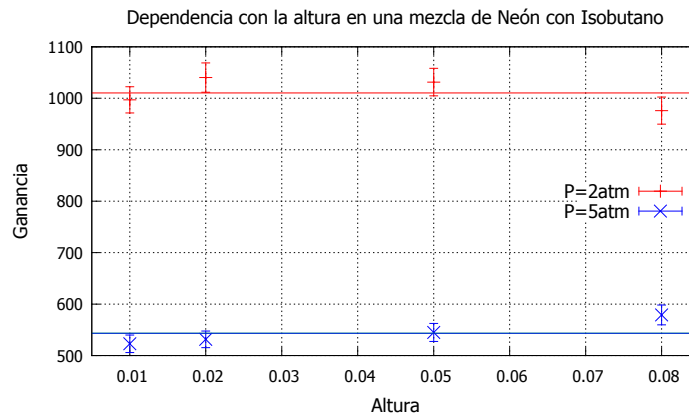


Figura 10: Datos obtenidos de Garfield ++ para una mezcla de Neón con 2% de Isobutano ( $C_4H_{10}$ ). En un campo de deriva de  $500\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$  y un voltaje en la mesh de 417V. Cada dato es un promedio de 500 electrones primarios.

#### 4.2.2. Ganancia

Como se ha dicho anteriormente, se van a estudiar la transmisión electrónica y la ganancia de este detector en función de los campos y de la presión, para mezclas de 2% de Isobutano ( $iC_4H_{10}$ ) con Neón y Xenón.

Se tienen datos de esta geometría concreta para una mezcla de Xenón con 2% de Isobutano a una presión de 0,5 atmósferas[13]. Se emplearán para comparar el funcionamiento del programa respecto. Las simulaciones se han realizado con un campo de deriva de  $500\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$  para asegurar que trabajamos en el *plateau* de transmisión electrónica (ver sección 4.2.3).

El ajuste de los datos experimentales de la figura 11 es:  $gan = (0,209 \pm 0,003) \cdot \exp(0,116 \cdot E_a)$ . Por otro lado, los datos simulados se ajustan a  $gan = (0,10 \pm 0,02) \cdot \exp((0,137 \pm 0,002) \cdot E_a)$ , además todos los datos experimentales están contenidos en las líneas de error. Puede verse que la

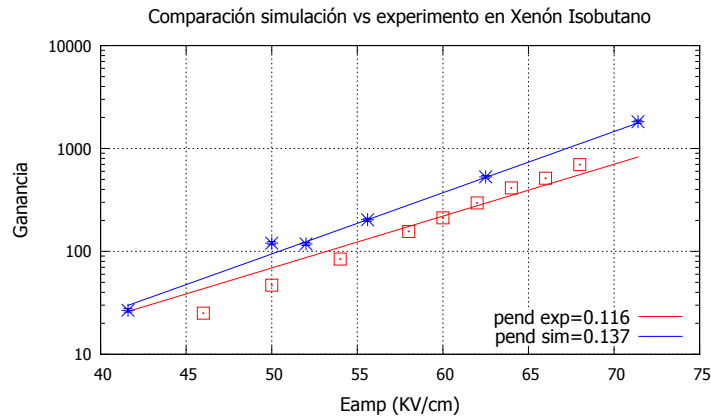


Figura 11: Comparación de los datos experimentales con la simulación en una mezcla de Xenón con Isobutano.

simulación estima bien la tendencia y el orden de magnitud de los datos, con suficiente precisión para hacerse una idea del funcionamiento del detector en estos puntos de funcionamiento. Para el resto de simulaciones, se lanzan para los distintos gases 500 electrones primarios por dato, con un campo de deriva  $E_{deriva} = 500V \cdot cm^{-1}$ , buscando tener una transmisión electrónica máxima (ver sección 4.2.3). Se varía el campo de amplificación y las presiones.

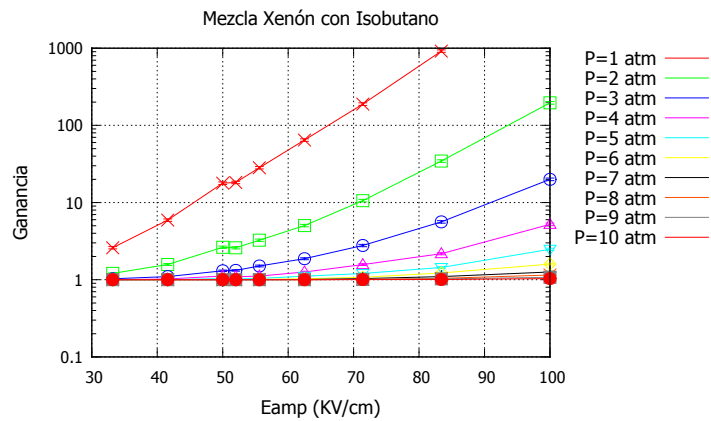


Figura 12: Ganancia obtenida por Garfield++ para los distintos gases bajo un campo de deriva  $E_d = 500V \cdot cm^{-1}$ . Presentada en función del campo de amplificación para distintas presiones. Los datos relativos al Neón se presentan en el anexo A.

En la figura 12 se observa una dependencia exponencial de la ganancia en función del voltaje de la mesh para todos los gases y presiones.

El estudio en función de las presiones suele hacerse por tener una idea de la ganancia para varias

presiones de trabajo, así como para hacerse una idea de cuanto puede afectar al seleccionar el punto de trabajo, el no conseguir mantenerse exactamente en este. Aun así, se dedican unos párrafos a la comprensión conceptual de las formas encontradas en estas representaciones.

Estudiar en función de la presión un gas a temperatura y volumen constantes y finitos es equivalente, según la ley de los gases ideales, a estudiarlo según su densidad.

Podemos examinar cualitativamente los límites de alta y baja presión. A presión nula, nos encontraríamos ante el supuesto de que no existiese gas en la trayectoria del electrón. Como se he explicado en la sección 3, para que se produzcan avalanchas es necesario tener gas que poder ionizar, por lo que el límite de la ganancia para  $P = 0$  es 1. En el límite de presión alta, lo que hace es que cada vez la distancia entre dos colisiones sea menor, por lo que, a un mismo campo aplicado, cada vez le dará tiempo a ganar menos energía cinética, hasta el límite que no pueda conseguir conseguir la ionización del gas. Teniendo esto en cuenta, se espera encontrar un óptimo de la ganancia a una cierta presión finita.

En cuanto a lo comentado anteriormente sobre el efecto sobre ganancia respecto a posibles variaciones de presión, puede observarse que en torno al máximo de ganancia neón parece conseguirse una mayor estabilidad en este sentido.

El punto de este máximo depende mucho de la geometría, y de las distancias, y en el aspecto experimental se elige el punto de trabajo en función de otros aspectos, a pesar de no encontrar máximo de ganancia.

Al examinar la figura 13 vemos que solo hemos encontrado la región para este máximo en esta geometría para el Neón en la región  $P = [1 : 3]$ atm. Para el resto de gases, este punto se encuentre por debajo de 2 atm.

La figura 14 muestra la comparación de los gases en función de los campos para dos puntos de presión baja donde se han visto las mejores ganancias en estos gases.

### 4.2.3. Transmisión electrónica

Se estudia la transmisión electrónica en función del ratio de campos (como se ve en la sección 4.2.4) para los mismos gases que en la sección anterior, neón o xenón mezclado con un 2% de isobutano.

Para la simulaciones se realizan 2000 electrones primarios para los puntos de ratio mayor que 0.01, y 500 para puntos por debajo. Todas ellas con campos de deriva de  $500\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$  variando los voltajes en la mesh.

Respecto a la forma mostrada en la figura 15, encontramos un *plateau* a bajo ratio de campos, cuyo final depende fuertemente de la presión de trabajo, consiguiendo mejores transmisiones electrónicas a mayor presión.

Para la obtención de la máxima señal es óptimo trabajar en el *plateau*, preferiblemente en algún punto intermedio, ya que así se aseguraría no tener variaciones de la señal obtenida debidas a una pérdida de transmisión electrónica si no somos capaces de mantenernos experimentalmente en el punto de funcionamiento deseado.

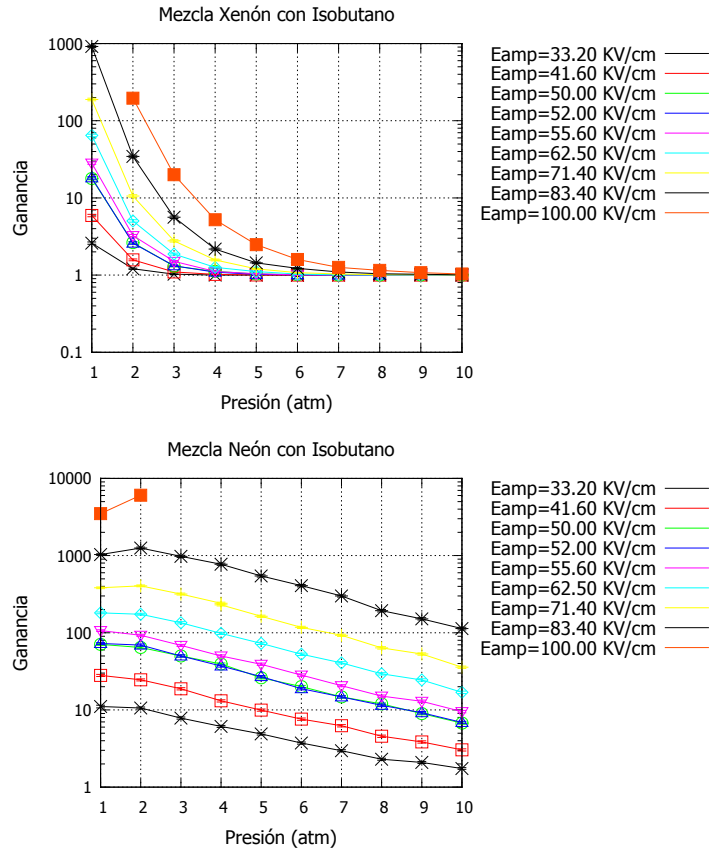


Figura 13: Ganancia obtenida por Garfield++ para los distintos gases bajo un campo de deriva  $E_d = 500Vcm^{-1}$ . Presentada en función de la presión para distintos campos de amplificación.

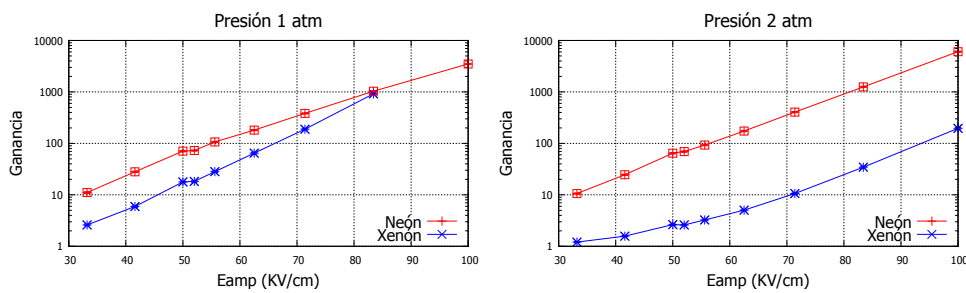


Figura 14: Comparación de los gases

#### 4.2.4. Ganancia y transmisión electrónica vs los parámetros menos relevantes

En esta sección se va a estudiar la ganancia y transmisión electrónica en función de otros parámetros ocultos en las dos secciones anteriores.



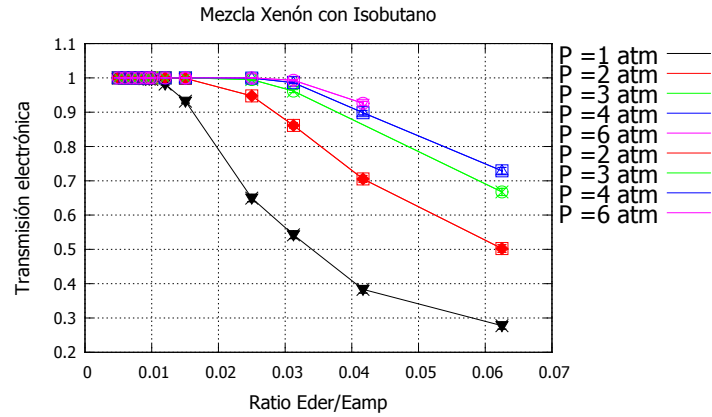


Figura 15: Transparencia para los distintos gases bajo un campo de deriva  $E_d = 500Vcm^{-1}$ . Presentada en función del ratio de campos para distintas presiones. Los datos relativos al Neón se presentan en el apéndice A.

En el caso de la ganancia, notamos en la figura 16 que no tiene dependencia con el campo de deriva, como era de esperarse, dado que este, en el rango de funcionamiento óptimo del detector, no ha de producir avalancha, sino simplemente llevar al electrón hasta la altura de la mesh.

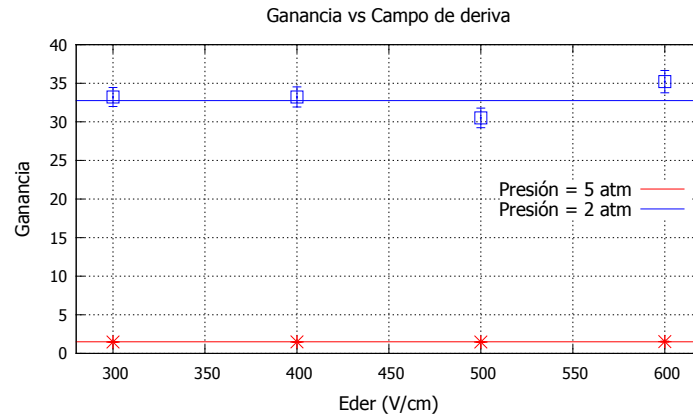


Figura 16: Ganancia obtenida en Garfield++ para una mezcla de xenón con isobutano 2% con un voltaje en la mesh de 417V.

Un resultado menos evidente es ver que la transmisión electrónica no varía mientras se mantiene constante el ratio de campos, puede verse en la figura 17.

Todos los resultados mostrados hasta este punto se han realizado con un archivo de geometría de microbulk ya verificado previamente, el cual se ha usado para familiarizarse con los conceptos relacionados con estos detectores, así como con los programas mencionados en la sección 4.1.

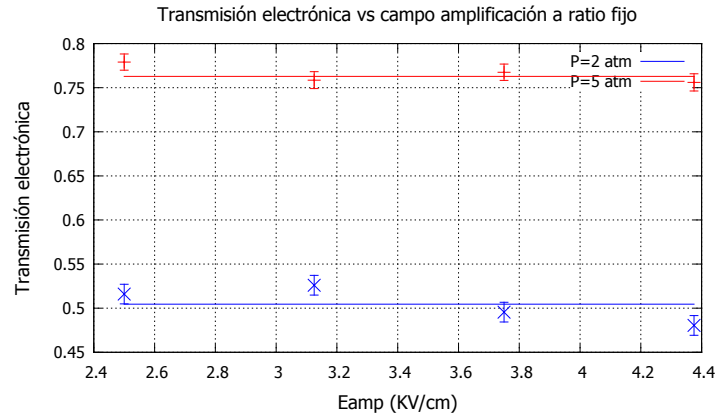


Figura 17: Transmisión electrónica obtenida en Garfield++ para una mezcla de xenón con isobutano 2 % para un ratio de campos 0,0625.

## 5. TREX-DM

TREX-DM[3] es un experimento que se está realizando actualmente en la universidad de Zaragoza, en el cual proponen un detector gaseoso con la idea final de ser capaces de detectar WIMPs (partículas masivas que interactúan débilmente), un tipo de partícula propuesta para explicar la materia oscura.

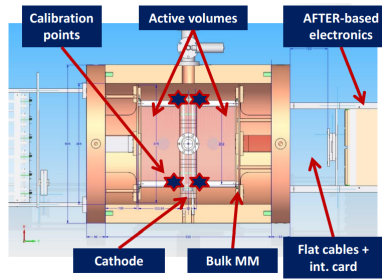


Figura 18: Esquema del detector TREX-DX [14]

Este detector está montado en el interior de una vasija cilíndrica de cobre de 0,5m de diámetro e igual longitud. Podemos ver un esquema del detector en la figura 18.

En su interior tenemos dos detectores independientes que comparten un mismo cátodo de cobre en mitad de la vasija. En las esquinas del volumen activo próximas al cátodo se pueden colocar fuentes que sirven para la calibración del detector. En el otro extremo de cada volumen está sujeta la respectiva bulk, con una salida del cableado al circuito eléctrico. Entre el bulk y el cátodo hay una estructura de anillos de cobre con una resistencia entre cada par de anillos, cuya función es asegurar un campo homogéneo entre los 17cm de distancia de deriva.

La bulk montada en TREX-DM posee una mesh de acero inoxidable con una estructura de hilos (de un diámetro de  $18\mu\text{m}$ ) entretejidos formando cuadros, y prensados. Bajo la mesh, el gap de amplificación tiene una altura de  $128\mu\text{m}$  que acaba en el ánodo. A su vez, este está segmentado en 432 strips en cada dirección, permitiendo así obtener información espacial. Puede observarse una descripción mas detallada en la sección 5.1.

### 5.1. Simulación de TREX-DX

Se estudia esta nueva geometría con la idea principal de comparar los datos obtenidos en TREX-DM que se muestran en las secciones 5.2.3 y 5.2.4.

La mesh de TREX-DM son unos hilos entrelazados formando una rendija de cuadros: en la simulación se introduce la geometría más simplificada de esta mesh. El diseño de esta mesh puede verse en la figura 19. Unas “vigas” de  $18\mu\text{m}$  en ambos lados contenidos en el plano de la mesh, y  $25\mu\text{m}$  de altura forman la mesh a simular. Se considera un gap de  $128\mu\text{m}$  ocupado enteramente por el gas, sin ningún elemento estructural entre la mesh y el ánodo.

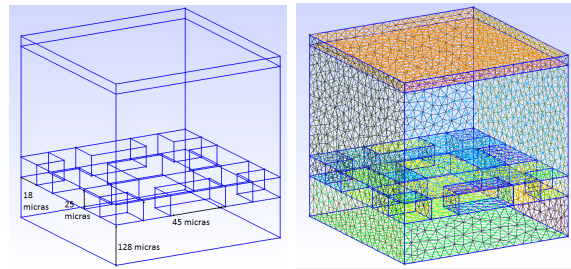


Figura 19: Geometría generada por Gmesh del bulk a simular.

#### 5.1.1. Comprobación del campo generado

No se disponía de un archivo para Gmsh de esta geometría, por lo que se ha tenido que desarrollar durante este trabajo. Esta sección está dedicada a exponer algunos resultados que parecen indicar que la geometría y campos desarrollados son los que se desean.

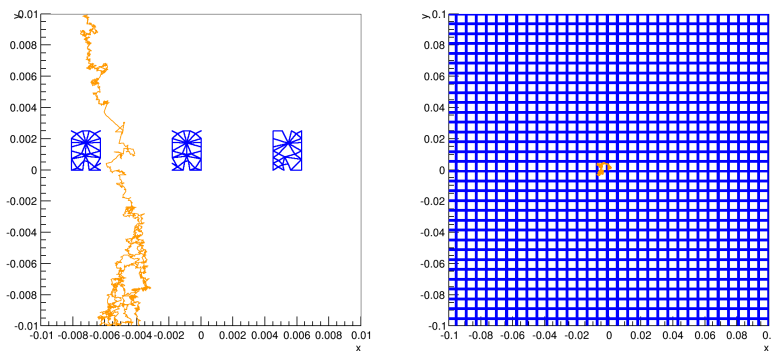


Figura 20: Simulación de una trayectoria proyectada sobre los planos yz(izquierda) xy(centro).

En la figura 20 puede observarse que la representación de la mesh es correcta. La imagen de la derecha lee de un archivo de geometría que comprueba que su forma vista desde arriba es correc-

ta. En la izquierda se ve una simulación donde se consigue una ganancia de 10; fijándonos en la mesh se observa un corte en el plano yz, en dicha imagen se representan puntos equipotenciales.

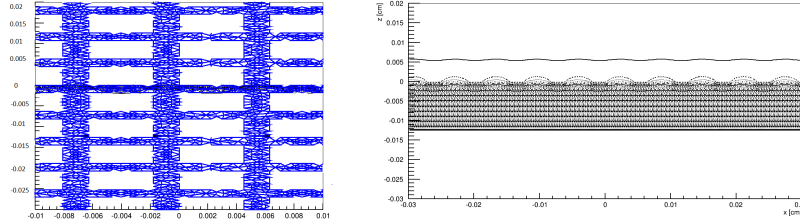


Figura 21: Representación de los potenciales en la mesh(izquierda) y en todo el espacio (derecha).

En la figura 21 se representan líneas equipotenciales. En la izquierda se observa un plano xy de la mesh, junto con la figura 20 repetidas en diversos planos quedaría comprobado que la mesh tiene un dibujo correcto del potencial.

La imagen de la derecha en la figura 21 muestra planos equipotenciales. Notamos que cuando nos acercamos al plano de la mesh o subimos hacia el cátodo las líneas de puntos equipotenciales se vuelven más rectas. Mientras que en los agujeros notamos mayores perturbaciones, mostrando menor potencial en puntos cercanos a la mesh, esto se traduce en un abombamiento hacia arriba.

### 5.1.2. Ganancia y transmisión electrónica

El detector se estudia para una mezcla de gases de Argón con Isobutano, para la cual hay estudios que demuestran que es una mezcla *Penning* [15], efecto que provoca una mayor ionización en el gas de la esperada calculando solo los coeficientes Townsend (ver anexo B). Este efecto aun es objeto de estudio, sin embargo, Garfield++ permite añadir un factor para tener en cuenta este proceso. Se realizó un pequeño muestreo para fijar el factor a introducir (ver anexo C).

Vemos en la figura 22 la misma forma que en lo visto en la sección 4.2.2. Con distinta pendiente a la observada en dicha sección, como podía esperarse al cambiar la geometría.

En cuanto a la transmisión electrónica presentada en la figura 23, vemos que en el rango estudiado no se ha alcanzado el *plateau* (ver sección 4.2.3).

## 5.2. Datos Experimentales

En el contexto experimental se tomaron datos para calibrar uno de detectores. Se empleó una fuente de Cd-109, fijándonos en el pico debido principalmente a los fotones de 22keV[16].

La cadena electrónica por la que pasa la señal consta de un preamplificador *CANBERRA* modelo 2004 (de bajo ruido). Un amplificador *CANBERRA* modelo 2022, y un multicanal *AMPTEK* modelo *MCA800A*.

En el amplificador se selecciona un tiempo de integración de  $2\mu s$ . Este tiempo es lo suficientemente grande para que todos los electrones de un mismo suceso lleguen a recogerse.

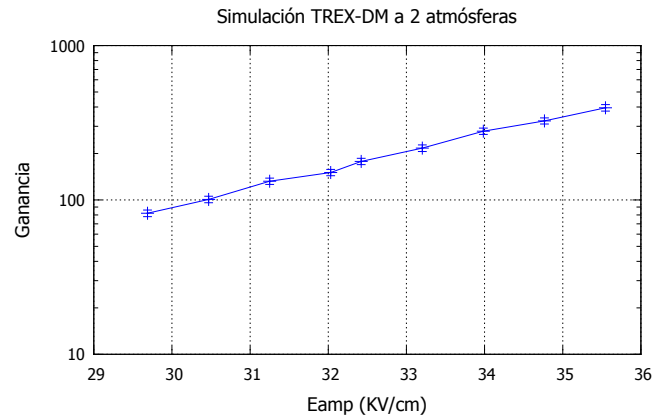


Figura 22: Simulación de la ganancia de TREX-DM para una mezcla de Argón con 2 %Isobutano a 2 atmósferas.

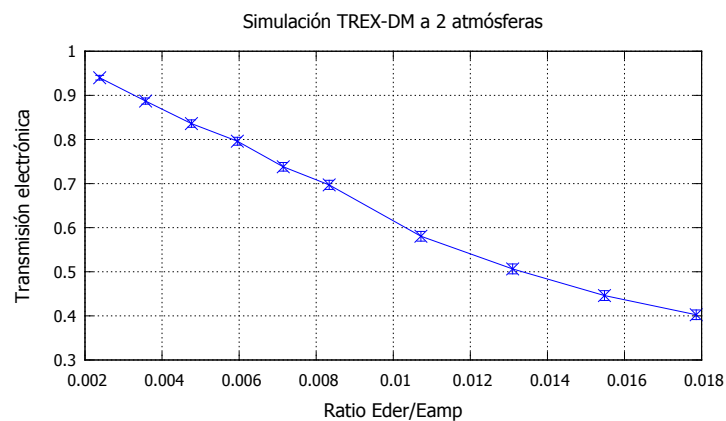


Figura 23: Simulación de la transmisión electrónica de TREX-DM para una mezcla de Argón con 2 %Isobutano a 2 atmósferas.

En cuanto al funcionamiento práctico de la recogida de datos, el montaje permite acceso al control de la resistencia variable y del voltaje en el cátodo (figura 24). Variando estos dos parámetros en el circuito interno de TREX-DX, permite la variación del potencial en la mesh y el campo de deriva.

La idea del procedimiento a seguir fue, primero calibrar la cadena electrónica empleada, así hallamos el factor de conversión entre la señal de salida y el número de electrones a la salida del detector (ver sección 5.2.2). Posteriormente se realiza la curva de transmisión electrónica (sección 5.2.3), para elegir un punto óptimo de operación. Por último, fijado el ratio de campos, se realizó la curva de ganancia (sección 5.2.4).

A continuación vamos a detallar las ecuaciones que dan cuenta del avance de la señal desde que



Figura 24: En la imagen de la izquierda puede verse la fuente de alimentación y el amplificador. En la imagen de la derecha se observa la resistencia variable.

interacciona la partícula hasta que la señal sale del multicanal.

Primero, en la interacción partícula con gas se generan electrones según lo visto en la sección 3.2 la ecuación 2, para una mezcla de gases, una estimación simple de la energía de ionización, es el promedio de las energías de cada gas, ponderado por su abundancia relativa.

$$W_T = \sum_i n_i W_i \quad n_e = \frac{E_0}{W_T} \quad (7)$$

Algunos de estos electrones, en su camino hacia el ánodo pueden ser absorbidos, aquellos que no lo son se multiplican en la avalancha producida. Según las definiciones dadas en la sección 3.3 de transmisión electrónica (ecuación 3) y de ganancia (ecuación 5), el número de electrones a la salida del detector es.

$$n_{ef} = n_e \cdot T \cdot G \quad (8)$$

Esta es la señal que le llega a la cadena electrónica, cuyo funcionamiento se detalla en la sección 5.2.2. La ecuación que expresa este recorrido es 9

$$canal = F_{el} \cdot n_{ef} \cdot e = F_{el} \cdot Q, \quad (9)$$

donde  $e$  es la carga del electrón y  $Q$  la carga total.

### 5.2.1. Ajuste canal

Se obtienen espectros como los mostrados en la figura 25. Podemos apreciar una pequeña asimetría en el espectro en la parte de la derecha. Sabemos que el Cd-109 muestra un segundo pico a 24keV, que puede ser el causante de esta asimetría. Con esto en cuenta, ajustamos los espectros a la ecuación 10.

$$f(\text{canal}) = Amp_1 \exp \left[ -\frac{(\text{canal} - \text{pico}_1)^2}{2\sigma_1^2} \right] + Amp_2 \exp \left[ -\frac{(\text{canal} - \text{pico}_2)^2}{2\sigma_2^2} \right] \quad (10)$$

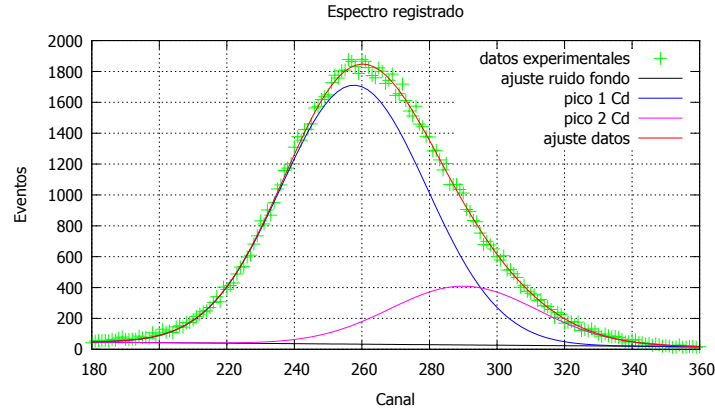


Figura 25: Espectro del Cd-109 obtenido en el rango de interés (entorno a los 22keV). Con una mezcla de Ar con 2% de isobutano, condiciones del detector:  $V_{mesh} = 415 \text{ V}$ ,  $E_{deriva} = 106 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$  a presión 2 atm.

### 5.2.2. Calibración de la electrónica

La cadena electrónica consta del preamplificador, el amplificador y el multicanal. El primer paso en el laboratorio fue calibrar esta parte.

Para simular la señal de salida de TREX-DM (número de electrones, o la carga de estos), se emplea un pulsor conectado a un condensador. La carga a la salida que inyectamos con este sistema en función del voltaje seleccionado en el pulsor se muestra en la ecuación 11.

$$Q = n_{ef} \cdot e = C \cdot V \quad . \quad (11)$$

Los siguientes pasos de la electrónica son el preamplificador y el amplificador, que introducen un factor de ganancia (se detallan en el anexo D). Por último la señal llega al multicanal, el cual tiene un rango de 10 voltios para introducir en 4096 canales.

El objetivo en este capítulo es obtener el factor  $F_{el}$  de la ecuación 9 para los tres factores de ganancia gruesa que se emplean del amplificador (x10, x30 y x100). Para ello se mide el canal para varias cargas y se ajusta a dicha ecuación. A continuación se muestran los factores obtenidos de los ajustes de la figura 26.

$$F_{el} \times 10 = 0,697 \pm 0,005 \frac{\text{canal}}{\text{nC}} \quad F_{el} \times 30 = 2,170 \pm 0,006 \frac{\text{canal}}{\text{nC}} \quad F_{el} \times 100 = 6,91 \pm 0,05 \frac{\text{canal}}{\text{nC}}$$

### 5.2.3. Curva de transmisión electrónica

Si se despeja de las ecuaciones 7 a 9 podemos escribir.

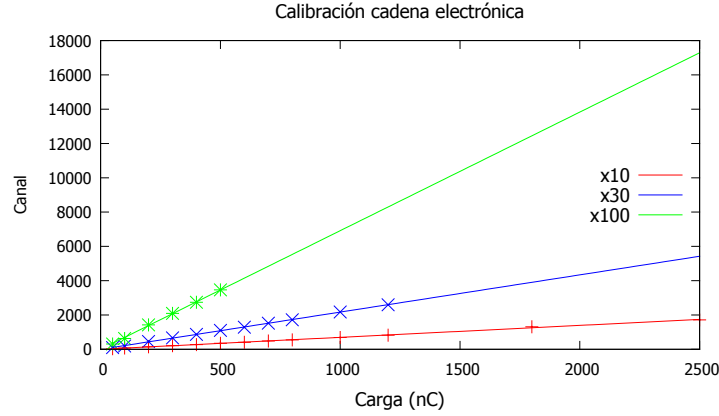


Figura 26: Respuesta de la electrónica de TREX-DM para las tres posiciones gruesas de ganancia del amplificador en función de la señal de entrada expresada en carga.

$$T = \frac{canal \cdot W_T}{f_{el} \cdot G \cdot e \cdot E_0} \quad . \quad (12)$$

Los puntos se miden manteniendo el voltaje en la mesh fijo. Como se ha visto en la sección 4.2.4 para la ganancia, el campo de deriva no es relevante, por lo que a  $V_{mesh}$  constante, la ganancia se puede considerar también constante. El funcionamiento de la electrónica también se considera constante, por lo que la única variable es la transmisión electrónica y el canal al que se observa el pico.

Tomamos como hipótesis que el mejor de los valores medidos corresponde a una transmisión electrónica máxima (1):

$$\frac{canal}{canal_{max}} = \frac{T}{T_{max}} \approx T \quad . \quad (13)$$

En la figura 27 observamos la forma típica que ya habíamos observado anteriormente en el estudio por simulación de la transmisión electrónica en la sección 4.2.3, con un ligero ruido debido al error en la localización del pico, y una discrepancia esperada al principio de la figura debida al *attachment* nombrado en la sección 3.3.1. Este efecto depende únicamente del campo de deriva, si es demasiado bajo permite que el electrón se quede en las cercanías de un átomo electronegativo y sea capturado.

#### 5.2.4. Curva de ganancia

Si se despeja de las ecuaciones 7 a 9 podemos escribir

$$G = \frac{canal \cdot W_T}{f_{el} \cdot T \cdot e \cdot E_0} \quad . \quad (14)$$



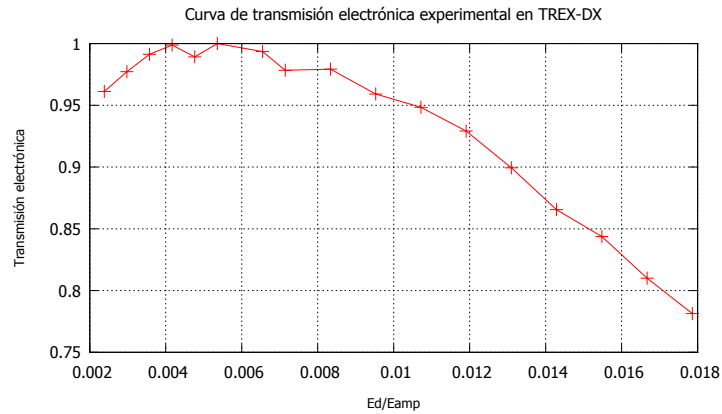


Figura 27: Curva de transmisión electrónica obtenida en la calibración de TREX-DX. Mezcla de Argón con 2% de Isobutano a 2 atmósferas de presión. Los errores son del orden de  $10^{-4}$

Igualmente, anteriormente, en la sección 4.2.4 se había estudiado el comportamiento de la transmisión electrónica manteniendo el ratio de campos constantes para distintos valores, llegando a la conclusión de que prácticamente no varía.

El valor al que fijamos el ratio de campos se eligió según una estimación rápida de la mejor resolución en energía obtenida. Se seleccionó un voltaje en la mesh de  $V_{mesh} = 430V$ , un campo de deriva  $E_{drif} = 110V \cdot cm^{-1} \cdot atm^{-1}$  a 2 atm, dando una transmisión electrónica de 0,9935.

El valor de la energía promedio de ionización ( $W$ ) de los gases se ha obtenido de las referencias [17] y [18].

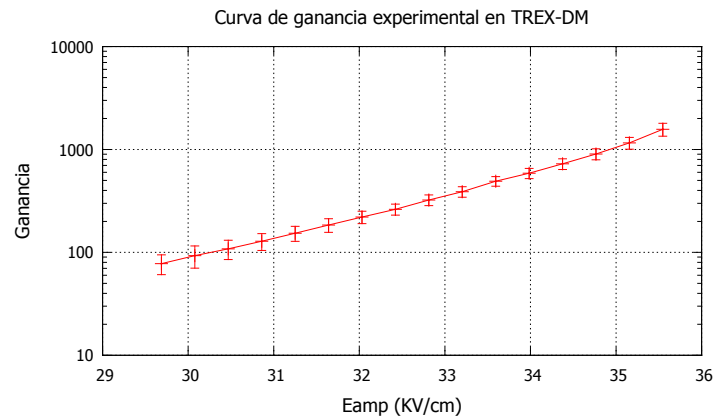


Figura 28: Curva de ganancia obtenida en la calibración de TREX-DX. Mezcla de Argón con 2% de Isobutano a 2 atmósferas de presión. Los errores obtenidos de la propagación del error del pico en el canal son 100 veces menores a los representados en la figura.

En la figura 28 se observa el comportamiento exponencial de la ganancia frente al voltaje en la mesh descrito en la sección 4.2.2.

### 5.3. Comparación experimento vs simulación

En esta sección vamos a recopilar los datos presentados en 5.1.2, 5.2.3 y 5.2.4, pertenecientes a la misma geometría implementada en TREX-DM. Primero se comparará la ganancia.

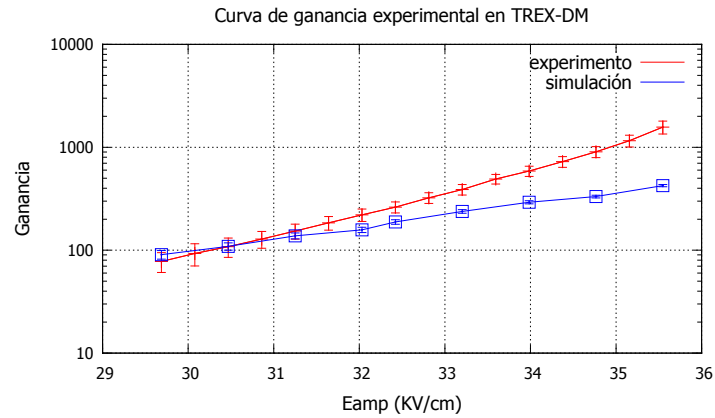


Figura 29: Comparación de los datos obtenidos por Garfield++ para la ganancia de TREX-DM vs los reales.

En la figura 29 observamos que con esta simulación podemos predecir el orden de la ganancia que vamos a tener. Sin embargo, vemos un ajuste totalmente distinto, este hecho puede deberse a no haber considerado el *Penning* con la suficiente precisión, o las diferencias geométricas entre la simulación y el detector.

Por último se comparan los resultados obtenidos para la transmisión electrónica en la figura 30. Notamos en este caso una gran diferencia. La simulación plantea que en la región experimental trabajada no alcanzamos el *plateau*. Esto puede casar con lo obtenido experimentalmente si tenemos en cuenta dos efectos. Lo más probable es que se deba a las diferencias entre la geometría que presenta la mesh en el experimento, y la geometría simulada.

Otros factores que puede influir en la diferencia de las curvas son efectos que no tienen en cuenta la simulación, por ejemplo los mecanismos de recombinación producen un efecto en la forma de la curva.

## 6. Conclusión

Durante este trabajo se ha aprendido acerca de la física en detectores gaseosos, especialmente sobre las micromegas (secciones 2 y 3).

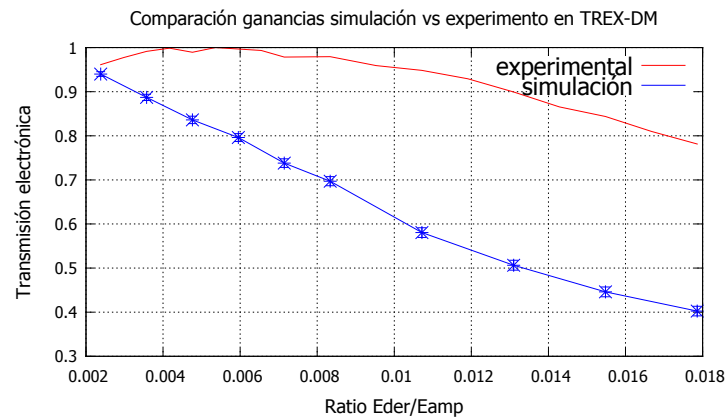


Figura 30: Comparación de los datos obtenidos por Garfield++ para la transmisión electrónica de TREX-DM vs los experimentales.

Se han empleado programas libres para la simulación de un problema complejo, el cálculo del campo, así como el previo cálculo de trayectorias de electrones en geometrías ya implementadas (sección 4), así como en geometrías desarrolladas especialmente para este trabajo (sección 5).

Por último se ha visto el experimentalmente como se toman medidas con un detector concreto en TREX-DM, y se han comparado los datos aquí obtenidos con los simulados.

Para poder entender el valor de las ganancias obtenidas experimentalmente, se ha tenido que introducir el fenómeno de *Penning*, el cual no está totalmente entendido, y es objeto de varias investigaciones actuales.

## Referencias

- [1] D. C. Herrera. *Development of a Micromegas TPC in Xe-based Penning Mixtures for Rare Event Searches*. PhD thesis, Universidad de Zaragoza, Noviembre 2014.
- [2] Syed Naeem Ahmed. *Physics & Engineering of Radiation Detection*. Academic Press, 2007.
- [3] F.J. Iguaz Gutierrez. *Development of a time projection chamber prototype with micromegas technology for search of the double beta decay of  $^{136}\text{Xe}$* . PhD thesis, Universidad de Zaragoza.
- [4] Y. Giomataris et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 376 29.
- [5] Javier A. Galán Lacarra. *Probing eV-mass scale Axions with a Micromegas Detector in the CAST Experiment*. PhD thesis, Universidad de Zaragoza, 28 de Enero 2011.
- [6] Jean-Francois Remacle Christophe Geuzaine. *Gmsh Reference Manual*, July 2014. <http://geuz.org/gmsh/doc/texinfo/gmsh.pdf>.
- [7] <http://geuz.org/gmsh/>.
- [8] Mikko Lyly. *ElmerGUI manual v. 0.4*. CSC - IT Center for Science, Octubre 2014. <http://www.nic.funet.fi/pub/sci/physics/elmer/doc/ElmerguiManual.pdf>.
- [9] <https://www.csc.fi/web/elmer>.
- [10] Elisa Ruiz Chóliz. Simulación de la dinámica de transmisión y amplificación de carga en micro-agujeros. Poster en la 6 Jornada de Jóvenes Investigadores de Aragón.
- [11] CERN. *Garfield++ User Guide*, Noviembre 2012.
- [12] <https://root.cern.ch/>.
- [13] J.J. Garcés Pérez. Análisis de datos adquiridos con una cámara de proyección temporal (tpc) y caracterización de nuevos planos de lectura micromegas. Master's thesis, Universidad de Zaragoza, a presentar en 2015.
- [14] F.J. Iguaz et al. Trex-dm: a low background micromegas-based tpc for low mass wimp detection. arXiv-1503.07085 [physics.int-det].
- [15] Ozkan Sahin. Penning effect on gas amplification factor. Presentado en MPGD (RD-51) Workshop Nikhef, Amsterdam (2008), [https://indico.cern.ch/event/25069/session/8/contribution/40/attachments/434991/603707/MPGD\\_Sahin.pdf](https://indico.cern.ch/event/25069/session/8/contribution/40/attachments/434991/603707/MPGD_Sahin.pdf), Abril 2008.
- [16] <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nucsearch.asp>.
- [17] <http://www.ptable.com/?lang=es>.

[18] [http://www.sensotran.com/repositori/documents/en\\_uk/9\\_document.pdf](http://www.sensotran.com/repositori/documents/en_uk/9_document.pdf).

# APÉNDICES

---

## A. Estudio complementario del Neon

En esta sección se presentan los datos del estudio de la mezcla de gases de Neón con un 2% de Isobutano.

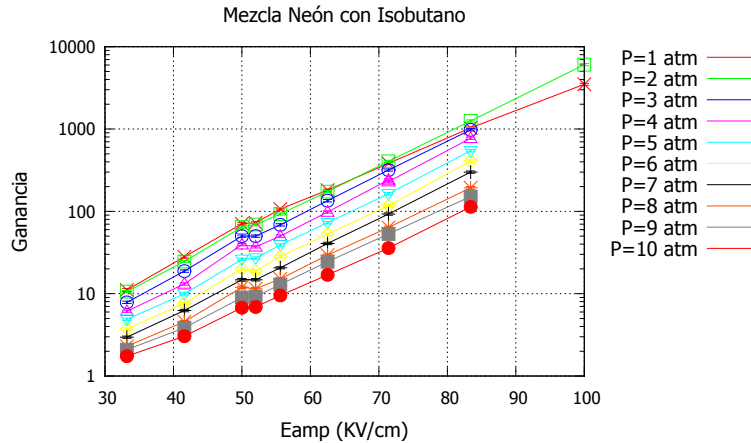


Figura 31: Ganancia obtenida por Garfield++ para los distintos gases bajo un campo de deriva  $E_d = 500Vcm^{-1}$ . Presentada en función del voltaje de la mesh para distintas presiones. Estudio perteneciente a la sección 4.2.2, figura 14.

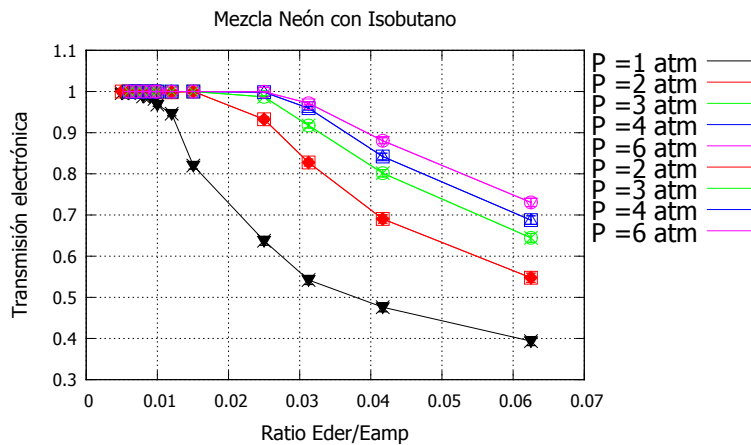


Figura 32: Transparencia para los distintos gases bajo un campo de deriva  $E_d = 500Vcm^{-1}$ . Presentada en función del ratio de campos para distintas presiones. Estudio perteneciente a la sección 4.2.2, figura 15.

## B. Penning

Para determinadas mezclas de gases se obtienen multiplicación de carga en los detectores gaseosos mucho mayor de lo esperado si solo se calculan los coeficientes de Townsend. Las mezclas en las que esto ocurre, suelen estar compuestas por un gas base mezclado con un otro gas con una energía de ionización menor que los niveles de excitación del gas base. De esta manera, se facilita la transformación de la energía de excitación (presente tras la interacción en el gas base) a ionización, y como consecuencia se obtiene un mayor número de pares electrones-iones. De forma práctica, en estas mezclas la energía media para liberar un electrón  $W$ , se ve reducida al valor del gas puro.

En el caso concreto del Argón, los niveles de sus estados excitados metaestables tienen energías de 11,55eV, 13,0eV y 14,0eV. Por tanto, para que el Argón forme una mezcla *Penning* (siendo el argón el gas base) con otro gas, este necesariamente tiene que tener un nivel de ionización menor que la energía mínima de excitación del Argón, es decir, menor que 11,55eV. El Isobutano es uno de los gases que cumplen esta condición, con una energía de ionización de 10,7eV.

## C. Penning para Argón con 2% Isobutano a 2 atmósferas

En esta sección se presentan un conjunto de datos que se compararon con los datos obtenidos experimentalmente en TREX-DM 5.2.4 para elegir un valor del porcentaje de *Penning* para la simulación. Este porcentaje representa la probabilidad de que la desexcitación de un átomo de Argón sea por esta vía.

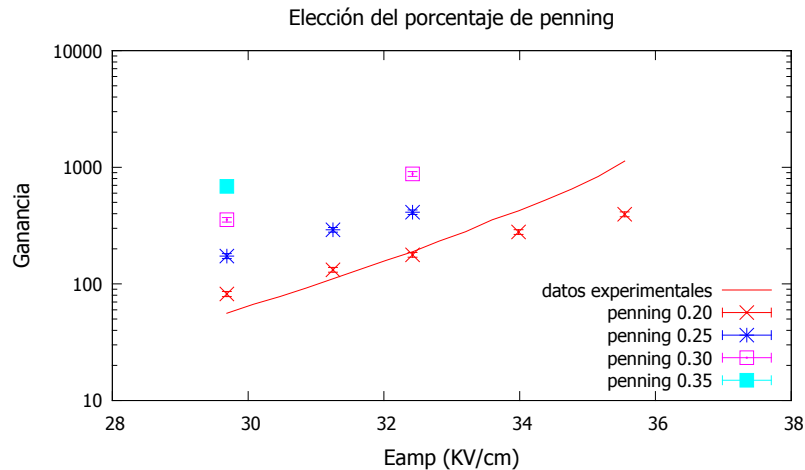


Figura 33: Valores para varios porcentajes de *Penning* en comparación con los datos reales.

Se ve que ningún valor de los probados reproduce exactamente la curva, se eligió el uno de los que mas se aproximaban, 0,2.



## D. Calibración preamplificador y amplificador.

En la figura 34 se muestra un esquema del circuito empleado para la calibración de toda la electrónica realizada en la sección 5.2.2. En este apéndice se calculará el factor que introduce cada elemento supuesto que el multicanal tenga una respuesta lineal.

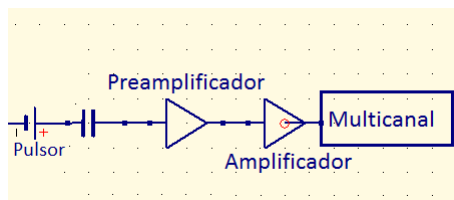


Figura 34: Circuito empleado en la calibración global.

Durante la práctica se realizó una calibración específica para el preamplificador. En ella se empleó como señal de entrada el mismo elemento que se usó para la calibración de toda la cadena, un pulsor conectado a un condensador de 10pF. En la figura 35 se muestran los datos recogidos.

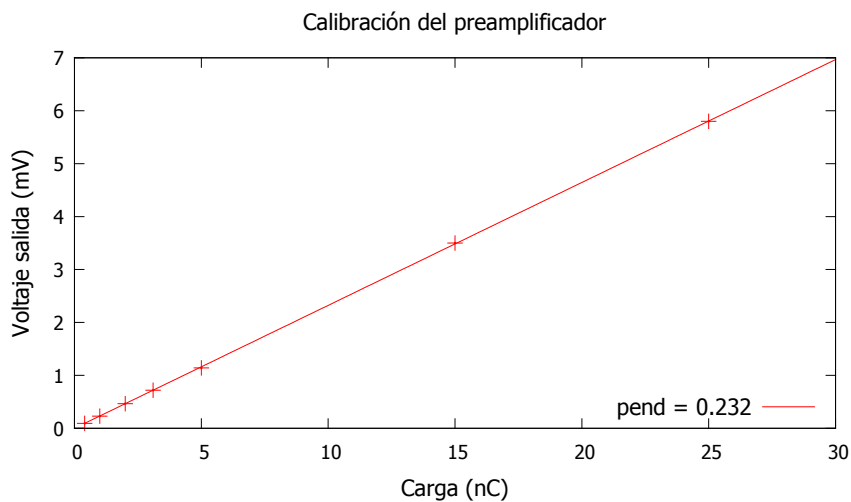


Figura 35: Calibración del preamplificador *CANBERRA*.

El siguiente factor en la cadena es la ganancia del amplificador *CANBERRA*. En la práctica se variaba el mando de ganancia gruesa entre x10, x30 y x100, sin variar el control de ganancia fina.

El último factor es el introducido por el multicanal, que reparte 4096 canales en un rango de 10V.

Con todo lo anterior se puede expandir la ecuación 9 de la sección 5.2.

$$canal = F_{el} \cdot Q = 409,6 \frac{canal}{V} \cdot G_{Am} \cdot \frac{G_{Pam}}{C} \cdot Q. \quad (15)$$

Donde Q es la carga que introducimos al circuito, el factor  $\frac{G_{Pam}}{C}$  es la pendiente calculada en la calibración del preamplificador,  $G_{Am}$  es la ganancia del amplificador que deseamos calcular, y el factor numérico es la respuesta del multicanal. Comparando con los valores obtenidos en 5.2.2 para la calibración global ( $F_{el}$ ) obtenemos las ganancias.

$$F_{el} \times 10 = 0,697 \pm 0,005 \frac{canal}{nC} \quad F_{el} \times 30 = 2,170 \pm 0,006 \frac{canal}{nC} \quad F_{el} \times 100 = 6,91 \pm 0,05 \frac{canal}{nC}$$

$$G_{Am} \times 10 = 7,33$$

$$G_{Am} \times 30 = 22,8$$

$$G_{Am} \times 100 = 72,7$$