

MÁSTER INTERUNIVERSITARIO EN FÍSICA NUCLEAR

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear

Facultad de Ciencias Físicas

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Madrid, España

Para la obtención del título de Máster en Física Nuclear:

SI-BALL: CARACTERIZACIÓN Y PUESTA A PUNTO

Realizado por:

Francisco Javier Ulla Pedrera

Directores:

Dr. Luis Mario Fraile Prieto

Dr. Mariano Carmona Gallardo



A mis padres y mi hermana

Índice

Agradecimientos	III
Lista de Contenidos	III
Lista de Figuras	V
Lista de Tablas	VII
Contextualización y objetivos	3
1. Introducción	5
1.1. Tipos de Radiación	5
1.1.1. Fotones	5
1.1.2. Neutrones	6
1.1.3. Partículas Cargadas	6
2. Detectores de Partículas	9
2.1. Detectores de Semiconductor	9
2.1.1. Capa ‘Inerte’ “ <i>Dead layer</i> ”	11
2.1.2. Corriente de Fuga “ <i>Leakage Current</i> ”	12
2.1.3. Recolección de Carga	13
2.1.4. Procesado de la Señal	14
2.1.5. Ruido Electrónico	17
2.1.6. Efectos de la Temperatura	19
2.1.7. Efectos de la Radiación	19
2.2. Detectores de la Si-Ball	20
2.2.1. Información Técnica	20
2.2.2. Notación, Conexión y Funcionamiento	21
3. Estudios Iniciales	27
3.1. Corriente de Fuga	27
3.2. Influencia del Voltaje de Trabajo en las Medidas	29
3.3. Influencia de la Presión Atmosférica en las Medidas	32
3.4. Efectos de la Temperatura	35

4. Capa Inerte	41
4.1. Cálculo del Espesor de la Capa Inerte	41
4.2. Producción del Vacío	43
4.2.1. Cámara de vacío	44
4.2.2. Bomba de vacío previo	45
4.2.3. Bomba turbo-molecular	45
4.3. Descripción del Experimento	46
4.3.1. Fuentes de Partículas	46
4.3.2. Soporte Doble	47
4.3.3. Soporte Cuádruple	48
4.4. Cadena electrónica	50
4.4.1. Disparador “ <i>Trigger</i> ”	51
4.4.2. Veto	52
4.4.3. Pulser	52
4.5. Análisis de Datos	53
4.6. Resultados	56
4.7. Efectos de la Capa Inerte	61
5. Montaje en el CMAM	67
5.1. CMAM	67
5.2. Montaje Actual de la Si-Ball	71
6. Conclusiones del Trabajo	75
A. MIDAS	77
B. Sistema de enfriado, ‘<i>Cooling</i>’	83
Bibliografía	85

Lista de Figuras

1.1. Partículas alfa detectadas en una cámara de niebla	7
1.2. Identificación de distintas partículas mediante un telescopio de silicio.	8
2.1. Comparativa entre la estructura de bandas del Si y Ge	10
2.2. Comparativa entre la resolución obtenida con distintos tipos de detector	11
2.3. Comparativa entre velocidad de arrastre	14
2.4. Circuito de conformado	15
2.5. Esquema comparativo entre preamplificación y amplificación	15
2.6. Esquema de un pulso en física nuclear	16
2.7. Detectores de la Si-Ball	20
2.8. Esquemas y notación de los dos tipos de soportes	22
2.9. Esquema y montaje real de la Si-Ball	23
2.10. Esquema de conexión	25
2.11. Esquema de un pin y conexión real.	26
3.1. Medidas de la corriente de fuga	28
3.2. Estabilidad de la corriente de fuga	28
3.3. Espectros a distintos voltajes	29
3.4. Centroide y resolución a distintos voltajes	30
3.5. Ruido relativo a la integral del pico en función del voltaje	31
3.6. Influencia del aire en el espectro	32
3.7. Simulación del <i>stragging</i> en aire	33
3.8. Pico obtenido de la simulación	34
3.9. Montaje para enfriar los detectores	35
3.10. Variación de la corriente de fuga con la temperatura	36
3.11. Variación del centroide con la temperatura	37
3.12. Variación del centroide con la corriente de fuga	38
3.13. Cálculos teóricos	39
3.14. Portadores relativos a cada canal	40
4.1. Esquema de la capa inerte	41
4.2. Voltaje de ruptura dieléctrica en función de la presión	44
4.3. Sistema de vacío	45
4.4. Fuentes de partículas utilizadas	46

4.5. Esquema con la geometría del experimento soportes dobles	47
4.6. Esquema con la geometría del experimento para los soportes cuádruples	48
4.7. Imágenes de la preparación del sistema	48
4.8. Imágenes reales del sistema en se posición final de medida	49
4.9. Sistema electrónico	51
4.10. Ejemplos de espectros	52
4.11. Comparativa entre espectros para distintas posiciones	53
4.12. Comparativa entre espectros ampliados para Gadolinio y Polonio	53
4.13. Ejemplo de ajuste 1	54
4.14. Ejemplo de ajuste 2	55
4.15. Resultados de la capa inerte 1	57
4.16. Resultados de la capa inerte 2	57
4.17. Resultados de la capa inerte, comparativa.	58
4.18. Representación gráfica de los resultados finales.	60
4.19. Efecto de la capa inerte a bajas energías partículas alfa	62
4.20. Efecto de la capa inerte a altas energías (protones)	62
4.21. Efecto de la capa inerte a distintos ángulos y energías 1	63
4.22. Efecto de la capa inerte a distintos ángulos y energías 2	64
4.23. Efecto de la capa inerte, alfas 3000 keV	65
5.1. Acelerador lineal del CMAM	67
5.2. Esquema interno del acelerador del CMAM	68
5.3. Esquema de la línea del CMAM destinada a la Física Nuclear	69
5.4. Imagen de la línea de Física Nuclear	69
5.5. Imágenes de la cámara de vacío de la Si-Ball	70
5.6. Montaje actual de la Si-Ball 1	71
5.7. Montaje acutal de la Si-Ball 2	72
5.8. Esquema de las conexiones en la Si-Ball	72
A.1. Ventana emergente que aparece tras iniciar MIDAS-session.	77
A.2. Menú principal del programa de adquisición MIDAS.	78
A.3. Creación y/o selección de un experimento.	78
A.4. Ventanas de ajuste de módulos	79
A.5. Ventana de configuración de los módulos para el experimento.	79
A.6. Ventana de trabajo de MIDAS.	80
A.7. Ventana del <i>Tape Control</i>	80
A.8. Ventana de SETUP.	81
B.1. Aparato de cooling de la Si-Ball	83
B.2. Dispositivos extra para el circuito del refrigerador	84

Lista de Tablas

2.1. Parámetros de trabajo de los detectores	24
2.2. Asociación de los cuadrantes de cada detector al canal del ADC	26
4.1. Ejemplos de ángulos, geometría doble	50
4.2. Ejemplos de ángulos, geometría cuádruple	50
4.3. Valores finales del espesor de la capa inerte	59
4.4. Influencia relativa del error de cada magnitud al error total para ambas geometrías	60

Agradecimientos

Me gustaría agradecer a mis directores Luis Mario Fraile Prieto y Mariano Carmona Gallardo el haberme permitido realizar este trabajo y la ayuda prestada. Al CSIC y en particular a Olof Tengblad por haber cedido amablemente sus instalaciones. A Andrés Illana por la ayuda durante las largas horas de medida y a Ángel Perea por su inestimable colaboración en la realización de los montajes experimentales. Al personal del CMAM por el amable trato prestado durante el montaje de la Si-Ball y por último a todos los miembros y compañeros del grupo de Física Nuclear por el buen ambiente de trabajo y los sabios consejos y ayuda prestada durante estos meses. Bueno venga y añado también a mis compañeros de Máster, en especial a Víctor, Pedro, Bruno, Ricardo, Vicente, César y Jaime.

Contextualización y Objetivos

La ISOLDE Silicon Ball, en adelante Si-Ball, se trata de un montaje experimental diseñado para su utilización en experimentos de Física Nuclear en la instalación de ISOLDE (Isotope Separation On-Line) [ISO], y en general para instalaciones de haces de partículas de baja energía, siendo utilizado desde el año 2003 tanto en el propio ISOLDE como en JYFL [JYF] , ILL [Fer] y CMAM (Centro de Micro-Análisis de Materiales) [CMA].

Básicamente consiste en una estructura geométrica con forma de semi-esfera (semi-rombicuboctaedro) compuesta por numerosos detectores de silicio [FA03].

Entre las ventajas de este montaje destacan:

- Amplia cobertura angular. (Ideal 70 %)
- Gran granularidad, lo que permite buenas reconstrucciones de las trayectorias y elevada resolución angular.
- Detección de partículas cargadas en un amplio rango (protones 100 keV-12 MeV), debido al grosor de sus detectores.

A parte de estas características que hemos comentado, este montaje está diseñado para poder ser acoplado a un detector de partículas β trabajando en conjunto con una buena precisión. Este sistema puede ser utilizado para trabajar con fenómenos de desintegración β permitiéndonos realizar medidas de tiempo de vuelo.

El objetivo de este trabajo consiste en la caracterización en detalle de los detectores que componen la Si-Ball (voltaje, corriente de fuga, espesor de la capa inerte, efectos de la temperatura etc) y su montaje parcial en el CMAM, con el fin de servir como base para futuros estudios que se deseen llevar a cabo con este montaje.

En última instancia este trabajo tiene como propósito, a parte de lo antes comentado, facilitar el trabajo de futuras personas con este montaje, introduciéndolas no solo en el funcionamiento y caracterización de los detectores que la componen, sino también en otros aspectos particulares y demás detalles que pueden hacer algo complicada la primera toma de contacto con el dispositivo.

“La barriga se sacia rápido, el espíritu no se sacia nunca”.

Francisco Sánchez Gómez: Paco de Lucía

Capítulo 1

Introducción

La Si-Ball es un dispositivo compuesto por detectores de partículas mediante el cual tratamos de obtener una cierta información sobre ellas. Para poder realizar esto, en última instancia vamos a tener partículas interactuando con un cierto material y dejando toda o parte de su energía en él, produciéndose un pulso eléctrico que será de donde extraeremos esta información. Considerando esto, como introducción vamos a describir brevemente los distintos tipos de radiación que podemos encontrar y cuáles son los mecanismos por los que interactúan con la materia. Nos centraremos en las partículas cargadas, ya que son para las que este sistema está enfocado y son las que utilizaremos durante el desarrollo del trabajo.

1.1. Tipos de Radiación

Generalmente los tipos de partículas que vamos a detectar en un experimento de Física Nuclear son: fotones, neutrones o partículas cargadas en general. Cada una de ellas tendrá ciertas particularidades e interactuará con la materia a través de distintos mecanismos. Estas diferencias son importantes a la hora de estudiar la información aportada por los detectores en un estudio posterior, por lo que vamos a describir brevemente las diferencias entre ellas. Para más información relacionada con los distintos tipos de radiaciones se puede consultar la siguiente referencia [Tur07].

1.1.1. Fotones

Los fotones son partículas sin masa ni carga eléctrica y cuya velocidad siempre es la de la luz en el medio. Debido a estas propiedades de carga y masa generalmente son partículas penetrantes y que interactúan poco con la materia. Los principales mecanismos por los que interactúan son los siguientes:

- Efecto Fotoeléctrico: Consiste en la ionización de un átomo debido a la absorción del fotón en el medio. Como resultado de esta interacción se libera un foto-electrón con una energía cinética igual a la diferencia entre la energía del fotón incidente y la energía de ligadura.
- Efecto Compton: Consiste en la interacción entre un fotón y un electrón libre del medio, de forma que el fotón cede parte de su energía al electrón y se defleja cambiando su ángulo.

- Producción de Pares: Consiste en la creación de un par partícula antipartícula (generalmente positrón-electrón) con la subsecuente desaparición del fotón inicial. La energía del fotón es repartida entre los dos productos resultantes. Este es el proceso dominante a altas energías (comparado con la energía correspondiente a la masa del electrón), y tiene una energía umbral igual a dos veces la masa de la partícula que se genere.

Cabe señalar que la deposición de energía en el medio por parte de esta radiación ocurre en sucesos puntuales y no se produce una pérdida de energía continua a lo largo de toda la trayectoria de las partículas como sí ocurrirá con las partículas cargadas.

1.1.2. Neutrones

Los neutrones son partículas con masa pero sin carga eléctrica (neta), los principales mecanismos por los que interactúan son difracción, scattering elástico y reacciones nucleares. Debido a que no vamos a trabajar con fuentes de neutrones y los detectores de la Si-Ball no están diseñados para la detección de los mismos, no vamos a profundizar más en estas partículas.

1.1.3. Partículas Cargadas

Las partículas cargadas (sobre todo las pesadas) interactúan con la materia principalmente mediante fuerzas *Coulombianas* que se producen entre las partículas y las capas electrónicas de los átomos constituyentes del medio. También es posible la interacción *Coulombiana* con los núcleos que componen los átomos pero esta es de mucha menor relevancia (una forma de verlo es comparar el tamaño de las capas electrónicas con los tamaños nucleares típicos).

Al producirse esta interacción, y en función de la intensidad con que haya ocurrido, se puede producir una simple excitación de los electrones atómicos o una ionización, pudiendo llegar a generarse los llamados rayos *delta*, que se producen cuando los electrones ionizados tienen tanta energía que pueden seguir produciendo ionizaciones secundarias en el medio.

De esta forma tendremos por orden de importancia:

- Colisiones inelásticas con los electrones atómicos del material
- Scattering elástico procedente de la interacción con los núcleos

A parte de estos dos hechos prioritarios, pueden ocurrir en función del caso otros fenómenos menos frecuente como son:

- Radiación *Cherenkov*: Se trata de una radiación electromagnética que se genera cuando una partícula cargada atraviesa un medio material con una velocidad mayor que la de la luz en ese medio.
- Reacciones nucleares
- Radiación de frenado '*Bremsstrahlung*': Se trata de una radiación electromagnética que es emitida cuando una partícula cargada es sometida a una fuerza que produce una aceleración en ella.

Debido a que las interacciones predominantes tienen una naturaleza estadística se podría pensar que entre un suceso y otro podría llegar a haber mucha diferencia de comportamiento, a pesar de tratarse de partículas iguales con la misma energía. Esto en realidad no es así, ya que el número de interacciones es tan elevado que los efectos estadísticos se minimizan, obteniéndose comportamientos muy parecidos en sucesos distintos para partículas idénticas con la misma energía. Esto lo podemos apreciar experimentalmente en la figura 1.1.

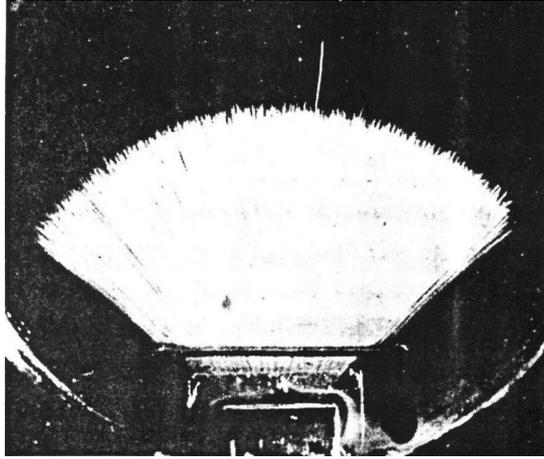


Figura 1.1: Partículas alfa detectadas en una cámara de niebla. [Fea20].

Esto hace que la energía perdida en función de la longitud recorrida sea una buena cantidad con la que trabajar, esta magnitud se denomina poder de frenado *stopping power* y para partículas cargadas pesadas (por encima del electrón) se describe mediante la fórmula de Bethe Bloch [Leo87].

$$\frac{-dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.1)$$

Donde W es la máxima energía transferida en una colisión, N_a el número de Avogadro, r_e el radio de Bohr, m_e la masa del electrón, c la velocidad de luz, ρ la densidad del medio ionizado, Z y A los números atómico y másico de los átomos del medio respectivamente, z el número atómico de la partícula ionizante, β la velocidad relativa a la de la luz, γ el factor de Lorentz, v la velocidad de la partícula ionizante e I el potencial de ionización (este último es un valor experimental tabulado). Además hemos introducido las correcciones de densidad δ y de capas C .

El poder de frenado depende linealmente de factores como la densidad del medio y el número atómico del elemento que lo componga, depende cuadráticamente de la carga de la partícula con la que estamos tratando (las partículas más cargadas se frenarán más por la mayor interacción *Coulombiana*) y decrece en función de la energía incidente hasta el punto relativista, en el que por estos efectos crece muy ligeramente (el efecto relativista es casi totalmente compensado por el efecto de densidad).

Gracias a esto se puede, entre otras cosas, diseñar dispositivos que nos permitan diferenciar partículas en base a sus distintos poderes de frenado. Esto lo podemos hacer con los llamados

telescopios de silicio. En la figura 1.2 podemos ver una identificación de partículas mediante uno de estos dispositivos. Para más detalles consultar el pie de figura.

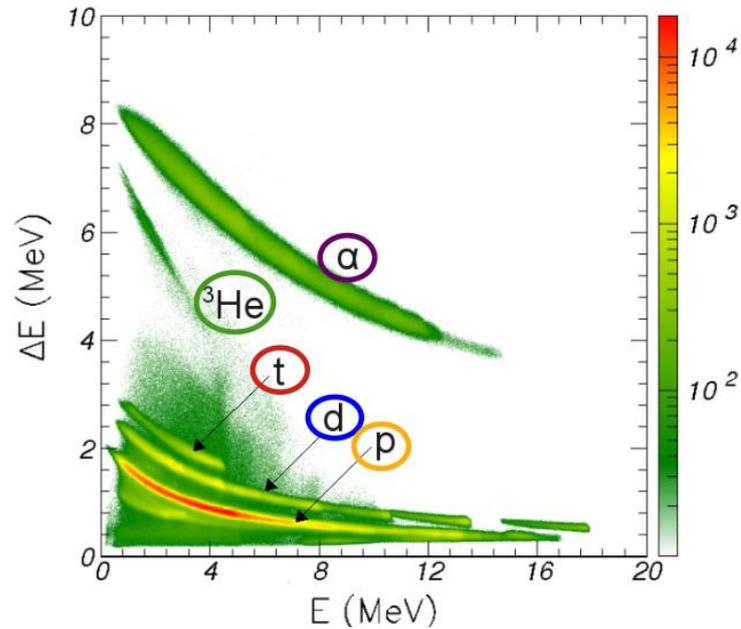


Figura 1.2: Identificación de distintas partículas mediante un telescopio de silicio. Figura cogida y adaptada de [Alc10]. Un telescopio de silicio consiste en dos detectores, uno más fino colocado delante y en el que las partículas dejan parte de su energía y otro más grueso situado después en el que las partículas se paran depositando el resto. En la gráfica se representa la energía depositada en el primero respecto a la del segundo, observándose que en función de la relación carga/masa de la partícula se deposita diferente cantidad de energía en el detector delantero, lo que nos permite su identificación.

Como podemos ver en la figura las partículas detectadas quedan diferenciadas claramente en distintas secciones de forma que a medida que las partículas son más pesadas se van situando en franjas superiores en la gráfica. Para más información sobre los telescopios de silicio se puede consultar la siguiente referencia [CBB12].

Una vez explicadas las bases de la interacción de la radiación con la materia, vamos a ver cómo podemos utilizar este conocimiento para construir dispositivos que nos permitan identificar y obtener información de las partículas.

Capítulo 2

Detectores de Partículas

Un detector de partículas es todo aquel dispositivo utilizado para la detección, trazado y/o identificación de partículas. Algunos de ellos también tienen la capacidad de obtener información cinemática sobre ellas como su energía y momento.

Los detectores de partículas son muy variados, existen desde la cámara de niebla o hilos, pasando por los detectores de semiconductor, centelladores, detectores de neutrones, neutrinos y detectores en grandes instalaciones como IceCube [HK10] , Atlas [Col08b] , CMS (Compact Muon Solenoid) [Col08a] o incluso el detector AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) [Col02] que se encuentra en órbita en la estación espacial internacional.

La Si-Ball esta compuesta por detectores de semiconductor (en particular de Silicio) por lo que vamos a describir con detalle éstos últimos.

2.1. Detectores de Semiconductor

Los detectores de semiconductor [Spi05], [AVH98] están compuestos por materiales semiconductores cristalinos, en su mayoría Si y Ge (se suele usar Germanio cristalino hiperpuro) aunque existen otros que se pueden utilizar como CdTe o HgI₂. Están incluidos dentro de los detectores de estado sólido y son detectores de ionización.

Su funcionamiento consiste, de forma general, en utilizar las propiedades de la estructura de bandas de los semiconductores de forma que la ionización producida por una partícula incidente genere pares de portadores de carga electrón-hueco proporcionales a la energía depositada por la partícula que, convenientemente recogidos, nos produzcan una señal ante su paso.

Para que estos portadores se puedan producir, la partícula incidente debe aportar energía suficiente para que un electrón pase de la banda de valencia a la de conducción. Estas energías son de 1.1 eV para el Si y 0.66 eV para el Ge a una temperatura de 300 K (aumenta ligeramente al disminuir la temperatura). Para más información sobre el funcionamiento de los semiconductores se puede acudir a las referencias [A.N03] y [Sze85].

Como estimación, para una partícula de 1 MeV de energía tendríamos 900000 pares de portadores para el Si y 1500000 para el Ge, números notablemente superiores si los comparamos, por ejemplo, con los 57000 fotones/MeV producidos por el cristal centellador Ce:GaGG (esto tendrá efectos muy importantes a la hora de comparar, por ejemplo, la resolución entre los

detectores de semiconductor y los centelleadores) [CPA09].

Como particularidad hay que indicar que debido al pequeño valor del ancho de banda del semiconductor para el Ge, a temperatura ambiente hay una población notable en la banda de conducción, haciendo necesario que para su utilización deban ser enfriados, generalmente con nitrógeno líquido [UKT05]. Puede consultar la dependencia del ancho de banda de los semiconductores con la temperatura en la ecuación 3.1.

La forma práctica para construir el detector es mediante una unión PN polarizada a la inversa. Esto hace que se genere una zona libre de portadores de carga que aumenta a medida que aumentamos la polarización inversa del detector (sin llegar al punto de ruptura). Si una partícula cargada atraviesa esa zona, dejará su energía en forma de pares de portadores que, mediante el campo eléctrico generado en la unión, serán recogidos y nos darán la señal. Los semiconductores utilizados se pueden dopar tipo n o p en función de las necesidades [Har93].

En la figura 2.1 podemos ver una comparativa entre la estructura de bandas del Ge y Si.

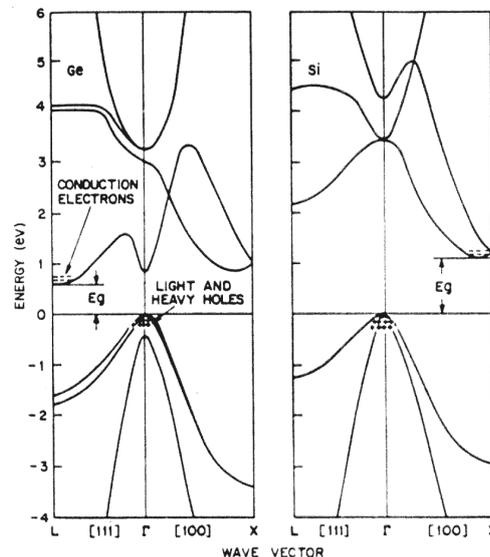


Figura 2.1: Comparativa entre la estructura de bandas del Si y Ge. Podemos ver representada la estructura de bandas en función del número de onda, el ancho de banda del semiconductor se corresponde con el valor mínimo de la diferencia entre las bandas de valencia y conducción [SMS06].

Para fijar ideas, y antes de centrarnos con detalle en características más concretas de estos detectores, vamos a presentar una lista con las principales ventajas e inconvenientes de los detectores de semiconductor:

- Alta densidad del medio ionizado, lo que produce una alta eficiencia de detección por unidad de volumen efectivo.
- La energía para producir los portadores de carga es pequeña, por lo que se produce un número elevado de ellos, minimizándose la fluctuación estadística y aumentándose la

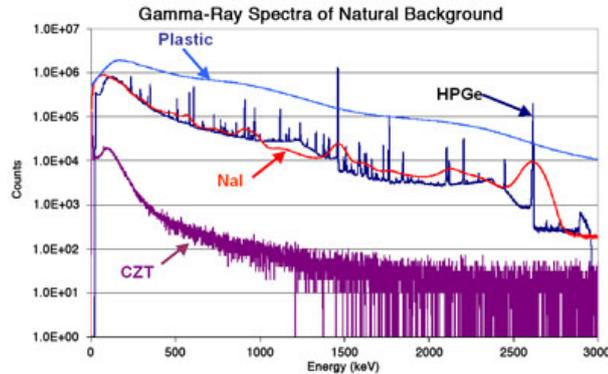


Figura 2.2: Comparativa entre la resolución obtenida con distintos tipos de detector. Como podemos ver la resolución del detector de semiconductor es notablemente mejor que la del resto de detectores con que se compara [ORT].

resolución. En la figura 2.2 podemos ver una imagen comparativa entre la resolución de distintos tipos de detector.

- La eficiencia intrínseca de detección (para partículas capaces de atravesar la capa inerte y pararse en la zona activa del detector) es del 100 % a diferencia de otros detectores, por ejemplo de fotones, que tienen eficiencias intrínsecas menores. Esto hace que la eficiencia final de detección para este caso venga solo dada por la eficiencia geométrica.
- Alta movilidad de portadores y volumen pequeño de detección, lo que produce una buena respuesta temporal.
- *Son propensos al ruido debido a su alta conductividad.*
- *Los defectos en la estructura cristalina del detector pueden producir recombinaciones restando eficiencia en la detección.*

Una vez que hemos visto la base del funcionamiento de los detectores que utilizaremos vamos a ver con más detalle distintos aspectos, algunos con importancia general en el funcionamiento de estos detectores y otros con influencia importante para los desarrollos posteriores del trabajo.

2.1.1. Capa ‘Inerte’ “*Dead layer*”

Los detectores de semiconductor en general presentan una capa ‘inerte’ en su superficie que puede ser debida tanto a una inactivación natural o inducida como a procesos derivados de su fabricación [WAB14] [WBD06].

El efecto de esta capa consiste en que, a pesar de que la partícula incidente produzca ionización en ella (y por consiguiente pérdida energía) la carga que se genera no es recogida (o se recoge en menor medida), por lo que no interviene en la señal producida. Esto tiene efectos en la resolución

y en la caracterización de la energía de las partículas ya que, al obtener menor carga de la que realmente produce la partícula, a la hora de calibrar estamos asociando un pico de un espectro a una energía que realmente es menor (esto básicamente desplaza los espectros hacia energías mayores de las reales). Como además la pérdida de energía depende de la propia energía de la partícula incidente los efectos serán distintos en función del rango energético en el que estemos trabajando en cada momento.

Se trata de una característica importante de conocer para comprender bien los detectores con los que estamos trabajando y necesaria en caso de querer hacer medidas de precisión. Por este motivo una parte importante del trabajo está dedicada a la caracterización de dichas capas inertes para todos los detectores que forman parte de la Si-Ball, cuya realización y resultados se presentarán en los siguientes capítulos.

2.1.2. Corriente de Fuga “*Leakage Current*”

Como hemos comentado, los detectores de semiconductor funcionan siendo sometidos a una diferencia de potencial (típicamente entre cientos y miles de voltios) en su volumen activo. Incluso en ausencia de radiación todos los detectores tendrán una conductividad finita y por tanto se generará un estado estacionario de corriente. Esta es la llamada corriente de fuga, que generalmente será del orden de los micro-amperios [Leo87].

Esta corriente de fuga puede tener contribuciones generadas en el volumen (la corriente escala de forma aproximadamente lineal con este) y en la superficie. La contribución de volumen es debida, entre otras, a una cierta excitación de portadores de origen térmico, mientras que la de superficie es debida a las uniones eléctricas, donde se soportan fuertes gradientes de potencial en distancias muy pequeñas. Al estar siempre presente puede difuminar las pequeñas corrientes generadas por la detección de las partículas por lo que son importantes los sistemas dedicados a su disminución. Más adelante veremos que la temperatura es un efecto a tener muy en cuenta para controlar esta magnitud (al disminuir la contribución de origen térmico). En el capítulo 3 podremos ver un estudio con más detalle sobre la corriente de fuga en nuestros detectores.

De forma más “aplicada” esta magnitud es un indicador importante a la hora de saber si nuestro detector está funcionando correctamente o si por el contrario presenta algún tipo de comportamiento anormal. Durante la operación del detector, la corriente de fuga debe presentar un valor prácticamente constante (o aumentar muy ligeramente en intervalos grandes de tiempo), en este trabajo hemos caracterizado con detalle esta magnitud para los detectores que componen la Si-Ball.

En caso de observarse valores anormalmente elevados, muy fluctuantes o subidas bruscas o continuadas de su valor se deberá disminuir o eliminar por completo el voltaje en el detector, ya que estos hechos indican un funcionamiento inadecuado del dispositivo y pueden llegar a provocar su ruptura (la ruptura de la unión pn) e inutilización.

2.1.3. Recolección de Carga

Una vez que los portadores de carga son generados, se debe producir un transporte de carga de forma que se genere la señal que estamos interesados en procesar, este transporte puede ocurrir de dos formas, difusión y arrastre [Spi05].

El proceso de difusión ocurre cuando existe una diferencia en la concentración de portadores en una zona del detector, esto produce un movimiento neto en sentido contrario que tiende a igualar las concentraciones.

Cuando introducimos un campo eléctrico \vec{E} (a través de una diferencia de potencial aplicada) entra en juego el fenómeno de arrastre y el portador se mueve de forma paralela a las líneas de campo. Como el portador durante su movimiento interacciona con la red formando fonones, y el tiempo característico de los fonones es muy inferior al de vida del portador, los portadores estarán en equilibrio con la red y su velocidad (\vec{v}) no dependerá del tiempo si no tan solo de su movilidad (μ) y de la magnitud del campo eléctrico aplicado

$$\vec{v} = \mu \vec{E} \quad (2.1)$$

siendo la movilidad inversamente proporcional a la temperatura ($\mu \sim \frac{1}{T}$). Teniendo en cuenta la movilidad de los electrones, para un detector de 1 mm de espesor y -250 V tendremos una velocidad de arrastre de $3.410^6 \frac{cm}{s}$ mientras que la velocidad debida a la temperatura ambiente será del orden de $10^7 \frac{cm}{s}$. Esto hace ver que el movimiento total es una superposición, con una parte muy importante debida a los efectos de la temperatura (aunque esta contribución no produce desplazamiento neto).

Como la radiación genera pares electrón hueco con carga opuesta, en el momento de producirse se moverán en direcciones contrarias, siendo la contribución de ambos a la corriente total de la misma polaridad por motivo de su carga. Como la movilidad es distinta entre electrones y huecos ($1350 \frac{cm^2}{Vs}$ para electrones y $450 \frac{cm^2}{Vs}$ para huecos) el tiempo de recolección de los electrones será rápido (del orden de los ns) mientras que el de los huecos será más lento (unas tres veces más lenta).

Es importante remarcar que a pesar de utilizar la expresión “recolección de carga” la señal generada por el detector comienza instantáneamente con el movimiento de las cargas, y no es necesario que la carga sea recolectada por los electrodos para generar la señal. El término recolección de carga solo hace referencia al tiempo necesario para que las cargas generadas alcancen los electrodos del detector.

En la figura 2.3 podemos ver las velocidades de arrastre para electrones y huecos en función del campo eléctrico en silicio.

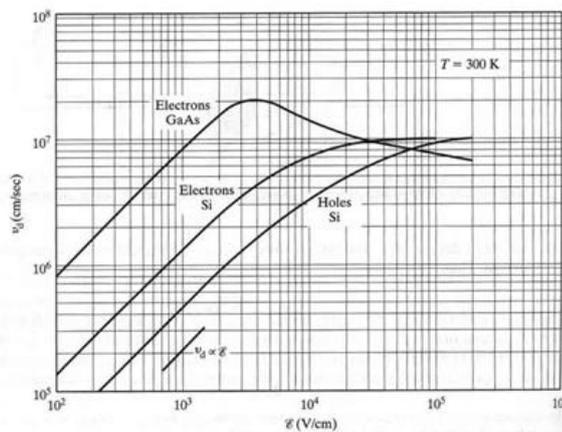


Figura 2.3: Comparativa entre la velocidad de arrastre para electrones y huecos en función del campo eléctrico en silicio [Sze85].

Existe un fenómeno a tener en cuenta que compite con la recolección de carga que es el fenómeno de *Trapping*. Es debido a los defectos presentes en la red, los cuales pueden ser capaces de retener carga. Esta eliminación de carga dependerá del tiempo durante el cual el portador está viajando por la red (en última instancia de su movilidad y del campo aplicado). Es importante subrayar que pequeñas variaciones en la densidad de estos defectos pueden tener efectos muy importantes en este aspecto.

Por último, con objetivo de favorecer esta recolección de carga y mejorar, entre otras cosas, la respuesta temporal, se puede trabajar con el detector en “sobrevoltaje” (voltaje superior al necesario para conseguir un detector completamente polarizado), aumentándose la velocidad de los portadores. Hay que tener en cuenta que la movilidad es constante hasta cierto punto, a partir del cuál es inversamente proporcional al campo aplicado.

2.1.4. Procesado de la Señal

Una vez que nuestro detector ha generado la señal que vamos a medir, tenemos que procesarla de forma que podamos extraer la información que buscamos [AGE09]. Esto se hace mediante una cadena electrónica. Básicamente la mínima cadena electrónica necesaria para el procesado de las señales de los detectores consiste en: Detector \rightarrow preamplificador \rightarrow amplificador \rightarrow convertidor analógico digital (ADC) y un sistema de adquisición de datos. Generalmente las cadenas electrónicas se complementan con una gran cantidad de módulos extra, como pueden ser Scalers, Gate and Delay, Fan in Fan out etc. Todos los elementos que se encuentran descritos en esta sección han sido utilizados en algún momento durante el trabajo. A parte de estas definiciones describiremos cada circuito utilizado durante el trabajo en detalle.

Preamplificador

La función básica del preamplificador es amplificar las débiles señales generadas por el detector y enviarlas por el cable que le conecta con el resto de módulos de la cadena electrónica. Debido a que la señal que les llega es débil deben introducir la menor cantidad de ruido posible y se tienen que colocar lo más cerca posible del detector con el fin de minimizar la longitud del cable entre detector y preamplificador.

Amplificador de conformado

El amplificador sirve para dos propósitos básicos, amplificar la señal que le llega, y realizar un procesado de dicha señal, de forma que pueda ser convenientemente utilizada por el resto de elementos de la cadena electrónica. Debe tener una buena respuesta temporal y proporcionalidad entre la entrada y la salida (amplificador lineal). Están compuestos por unos circuitos RC y CR de forma que se filtra la señal tanto en altas como bajas frecuencias, en la figura 2.4 podemos ver un esquema básico de los circuitos internos del amplificador.

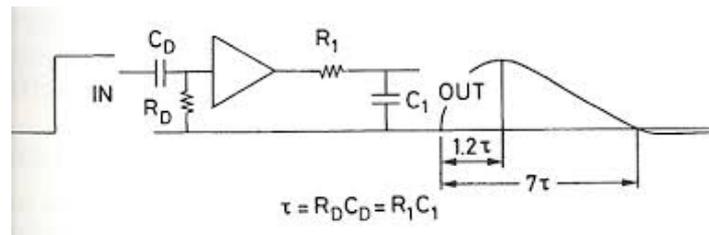


Figura 2.4: Esquema de los circuitos encargados de realizar el conformado en el amplificador [Leo87].

En la figura 2.5 podemos ver una comparativa esquemática entre la señal generada por el preamplificador y la generada por el amplificador.

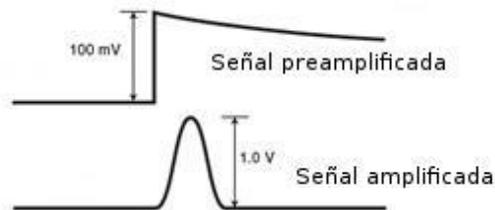


Figura 2.5: Esquema comparativo entre la señal producida por un preamplificador (arriba) y por un amplificador (abajo).

Los motivos principales para hacer este conformado son que podemos fijar propiedades de

la señal, como por ejemplo el tiempo de subida (lo que nos permite luego realizar ajustes para evitar, por ejemplo, el pile up) y en segundo lugar optimizar el ratio señal ruido. Esta última razón es posible ya que, para un espectro dado, existe un conformado óptimo con el cual el ruido es minimizado (esto se ve más fácil en términos de Fourier, lo único que hacemos es filtrar las frecuencias asociadas al ruido todo lo posible).

Una vez que hemos conformado nuestro pulso con los parámetros que queremos ya podemos enviarlo al siguiente eslabón de la cadena. Antes de describir el ADC vamos a hablar brevemente de la terminología básica de estos pulsos con el fin de fijar algunos conceptos.

Terminología sobre pulsos

La información que extraemos del detector está codificada en forma de pulso, en esta sección vamos a describir brevemente las características más importantes de este tipo de señales [Leo87].

En la figura 2.6 podemos ver estas características representadas de forma esquemática, y a continuación daremos una breve descripción de cada una ellas.

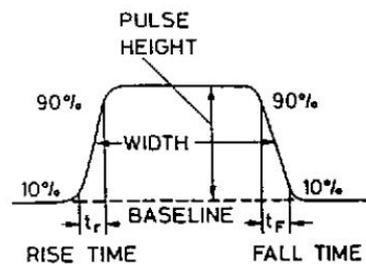


Figura 2.6: Esquema de un pulso en física nuclear [Leo87].

- Línea de base. Es el valor del voltaje hacia el que el pulso decae, normalmente está en cero pero se puede modificar este valor sumando a la señal un valor determinado de corriente continua.
- Altura del pulso o Amplitud. Se trata de la altura del pulso medida desde su línea de base.
- Anchura de la señal. Se toma normalmente a media altura y se la conoce como '*Full width half-maximum*' (FWHM). Este valor será importante, entre otras cosas, para obtener la resolución de nuestro detector ($res = \frac{FWHM \cdot 2.35}{Ener_{pico}}$).
- Tiempo de subida (bajada). Se define como el tiempo necesario para que la altura del pulso pase de un 10%(90%) a un 90%(10%).

ADC

Se trata de un dispositivo capaz de convertir una señal física continua (en este caso voltaje) en un número binario que representa la amplitud de esta señal.

Sistema de adquisición

Utilizaremos un VME y el software MIDAS (Multi Instance Data Acquisition System) [MID], que nos permite interactuar con el VME y variar su configuración.

Hasta aquí ya tendríamos una cadena básica con la que recopilar la información de los detectores. A continuación vamos a describir otros módulos que utilizaremos y sirven para complementar esta cadena realizando tareas importantes que nos facilitarán en gran medida el trabajo.

Scaler

Su objetivo es dar información sobre el número total de eventos aceptados y guardados durante el desarrollo del experimento. Puede ser útil ya que si el valor es diferente del esperado podemos saber si está ocurriendo algún tipo de problema durante la medida.

Fan in Fan out

Es utilizado para conseguir varias señales idénticas a partir de una en caso de que deseemos hacer alguna comprobación sin tener que eliminar la señal original de la cadena electrónica. Básicamente multiplica las señales que queramos permitiéndonos utilizar señales idénticas para más de un propósito.

Unidad Lógica

Circuito electrónico que realiza operaciones aritméticas básicas, esto nos permite imponer ciertas condiciones en el tratamiento de la señal.

Dual Timer

Se trata de un circuito capaz de producir señales temporales muy precisas con ciertas características que queramos, como un cierto retraso etc.

SAC

Se trata de un módulo encargado de controlar el sistema de adquisición. Se introduce una ventana de adquisición con anchura temporal fijada en función de nuestra señal de entrada al ADC. La ventana “dispara” el SAC de forma que digitaliza la señal recibida durante el periodo dado por la ventana temporal.

2.1.5. Ruido Electrónico

El ruido es una fluctuación aleatoria en una señal electrónica, es algo característico de todos los circuitos electrónicos y puede variar enormemente ya que es producido por multitud de fenómenos distintos [Kog96].

A pesar de que el ruido es un factor limitante y tiene una influencia muy importante a la hora de realizar medidas, hay que recordar que no siempre determina la capacidad mínima (por ejemplo

de resolución) en todos los sistemas. En los centelladores por ejemplo tenemos resoluciones mínimas del orden del 2% independientemente del ruido, sino por la propia capacidad de los sistemas utilizados.

Si consideramos una corriente que fluye entre dos electrodos, tendrá la siguiente forma.

$$i = \frac{nev}{d} \quad (2.2)$$

Donde n es el número de portadores, e la carga del electrón (o de la partícula portadora) v la velocidad y d la distancia.

Vemos que la dos fuentes de aleatoriedad en esta corriente solo podrán ser debidas a fluctuaciones en la velocidad y el número de portadores. Veremos más adelante que algunos de los tipos de ruido existentes están asociados precisamente a estas fluctuaciones.

De forma general la distribución espectral del ruido está descrita como una densidad de potencia dP_n/df , por lo que el ruido se obtendrá integrando esta densidad en el rango de frecuencias deseado. Por último es importante comentar que generalmente la potencia para los distintos tipos de ruido es aditiva, aunque pueden existir sistemas correlacionados en los que el ruido se obtenga como suma de voltajes o intensidades, pudiendo ser el ruido, en estos casos, sensible a las fases.

A continuación vamos a hacer un repaso de los tipos de ruido más importantes que nos podemos encontrar y sus principales características [Spi05].

- Ruido Térmico (*Johnson*). Se trata del ejemplo más directo de ruido debido a las fluctuaciones de velocidad. Está descrito por el límite a gran longitud de onda del espectro de cuerpo negro de Planck y su densidad espectral es $dP_n/df = 4kT$. Es un ruido blanco y la temperatura tiene un efecto importante sobre él.
- *Shot noise*. Tiene lugar cuando el número de portadores es suficientemente pequeño como para que fluctuaciones estadísticas en él produzcan variaciones apreciables durante la medición. Su valor es proporcional a la intensidad de la corriente y también se trata de un ruido blanco.
- Ruido de baja frecuencia ($1/f$). Cuando las fluctuaciones que hemos comentado antes no son puramente aleatorias en tiempo, como por ejemplo si los portadores son atrapados y liberados con una constante de tiempo τ , el espectro de ruido se convierte en no uniforme. Con un número infinito de estas constantes uniformemente distribuidas el ruido asume una densidad de potencia de $1/f$, en la práctica suele tener esta distribución en un limitado rango de frecuencias.

A parte de estas, hay otras consideraciones que es importante hacer a la hora de minimizar el ruido en nuestro sistema. Estas pueden ser: señales de telefonía, antenas, bucles de tierra, aparatos electrónicos cercanos etc.

Para los casos prácticos, con el fin de reducir el ruido es importante apantallar bien los sistemas (sobre todo el preamplificador y los cables), conectar todos los aparatos utilizados al mismo alargador (en caso de utilizar cosas a parte del *Rack*), tener cuidado con que no haya bucles de tierras o malas conexiones de los cables y tener en cuenta las impedancias de los cables

y los dispositivos a utilizar. En ocasiones es posible que con solo tener apagado pero enchufado a la red un aparato cercano, el ruido sea tan elevado que sea imposible realizar las medidas deseadas.

2.1.6. Efectos de la Temperatura

Como hemos visto la temperatura tiene efectos muy importantes en el funcionamiento de los semiconductores ya que promociona electrones a la banda de conducción creando portadores que aumentan la conductividad del material [Leo87]. Esto en primer término tiene un efecto muy claro sobre la corriente de fuga aumentando notablemente su valor con la temperatura. A parte de esto también tiene efectos sobre el ruido, ya que disminuyendo la temperatura el ruido térmico será menor. Esto en principio debería tener efectos sobre la resolución del detector, obteniéndose mejores resoluciones a medida que disminuimos la temperatura.

A la hora de disminuir la temperatura hay que tener en cuenta ciertos factores, en primer lugar hay que considerar los coeficientes de expansión (sobre todo las diferencias entre ellos) de los materiales que compongan el detector, ya que se pueden llegar a producir fracturas si los cambios de temperatura son demasiado grandes o bruscos. En segundo lugar es importante tener en cuenta que los anchos de banda de los semiconductores (tanto del Si como del Ge) varían ligeramente en función de la temperatura, aumentándo a medida que disminuye ésta. Por esta razón, si realizamos dos medidas con la misma ganancia electrónica pero a distinta temperatura, habrá un ligero desplazamiento entre los espectros.

Tanto la variación de la corriente de fuga como de los espectros con la temperatura será objeto de estudio para los detectores que forman la Si-Ball en capítulos siguientes.

2.1.7. Efectos de la Radiación

A la hora de medir los detectores interaccionan con la radiación, pudiendo producirse cambios en su estructura que afecten a su funcionamiento e integridad [Spi05]. Los mecanismos básicos de daño por radiación en los detectores de semiconductor son los siguientes:

- Daños por desplazamiento. La radiación incidente despalza átomos de la red de su posición original. Estos desplazamientos reiterados acaban por afectar a las características eléctricas del cristal, debido entre otras cosas a la formación de estados intermedios en el ancho de banda del semiconductor, lo que facilita la promoción de electrones a la banda de conducción; a la formación de estados cercanos a los límites de bandas, lo que favorece el *trapping* y a un cambio efectivo en las características del dopaje.
- Daño por ionización. La energía absorbida por ionización en capas aislantes libera portadores de carga que difunden por el detector creando campos eléctricos parásitos.

De forma práctica estos procesos tienen como consecuencia un aumento de la corriente de fuga y un deterioro en la resolución del detector, pudiéndose llegar, en casos de flujos muy elevados a su invalidación [Rie98].

Una vez que hemos descrito las características más importantes de los detectores de semiconductor, vamos a pasar a describir los detectores que conforman la Si-Ball y que serán los que utilizaremos a lo largo del trabajo.

2.2. Detectores de la Si-Ball

Los detectores de la Si-Ball [FA03] están formados por silicio y cada uno de ellos está dividido en cuatro cuadrantes. Se agrupan en unidades que llamaremos “soporte”, unas de ellas son dobles y están compuestas por dos detectores mientras que otras son cuádruples y están formadas por cuatro detectores. Estas estructuras son las que luego serán ensambladas para formar la estructura geométrica de la Si-Ball. En la figura 2.7 tenemos unas imágenes de estos detectores.

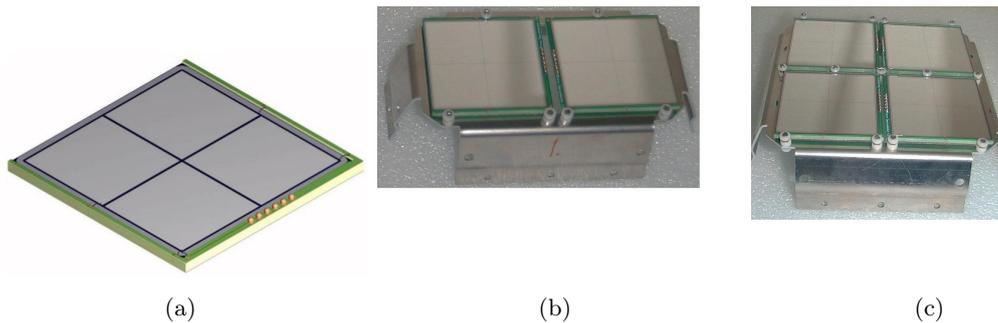


Figura 2.7: Detectores de la Si-Ball, a) esquema, b) soporte doble y c) soporte cuádruple.

En esta sección vamos a describir las características técnicas fundamentales de estos detectores y vamos a explicar con detalle la forma en la que deben ser conectados para su correcto funcionamiento.

2.2.1. Información Técnica

Son detectores de tipo Quadrant, con diseño de estructura de ión implantado con anillos multi-guardia que permiten el trabajo en sobrevoltaje.

Algunas de sus características más importantes son las siguientes.

- Ventana Ohmmica 2 M
- Área activa 2500 mm^2
- Área de cada cuadrante $24.975 \times 24.975 \text{ mm}^2$
- Separación entre cuadrantes $50 \mu\text{m}$
- Grosor $1000 \mu\text{m}$ (1 mm)
- Voltaje de operación -250 V (*fully depleted*)
- Tiempo de subida (de pulso) 50 ns max
- Resistencia $1 \text{ M}\Omega$
- Metalización de 300 nm de aluminio frontal y trasera

Los detectores están sujetos a una placa de PCB (la placa verde que se ve en la imagen) que envía la señal hacia el resto de la cadena electrónica para ser tratada, para ello debe haber una conexión entre cada cuadrante y la placa PCB. Estas conexiones están hechas mediante unos filamentos transparentes que salen de una de las cuatro esquinas de cada cuadrante y se insertan en la PCB. Estos filamentos se denominan *bounding*, son extremadamente delicados y en caso de romperse, el cuadrante en cuestión quedaría inutilizado al no poder enviarse su señal a la cadena electrónica. Por este motivo los detectores deben ser tratados con precaución pues son muy delicados.

En caso de necesitarse más información se puede acudir al catálogo de *MICRON* [ltd15], el detector está identificado por el código *MSQ25-1000*.

2.2.2. Notación, Conexión y Funcionamiento

Debido a la gran cantidad de detectores que tenemos en la Si-Ball, la notación es muy importante con el fin de evitar confusiones entre características obtenidas para los distintos detectores, así como para facilitar el montaje completo del dispositivo. En este apartado vamos a presentar las características básicas de funcionamiento, la notación y la forma de conexión de los detectores [Rey10].

Notación

Como hemos comentado el número de detectores es elevado y el montaje geométrico del dispositivo complejo, esto hace que la notación tenga una importancia fundamental para evitar posibles confusiones a la hora de realizar el montaje.

Como ya vimos, los detectores están montados en unidades mayores, que son las que se pueden ensamblar para montar la estructura del detector. Estos soporte se dividen en dobles (dos detectores) y cuádruples (cuatro detectores). Existen un total de 34 detectores independientes, 14 de los cuales están distribuidos en 8 soporte simples, numerados del 1 al 8 (en el montaje inicial el 4 no llevaba detectores) y los 20 restantes en 5 soporte dobles (9-10-11-12 y E). Esto hace que la Si-Ball al completo tenga un total de 136 canales (no todos los detectores están a pleno funcionamiento por lo que el número de canales total será menor).

Los detectores están identificados según su posición en el soporte (aparte de con su número de serie individual), los soporte dobles tienen posición *left* y *right* asociadas a detector 1 y 2 respectivamente mientras que en los soporte cuádruples tenemos una numeración de 1 a 4. Tanto en los soporte dobles como cuádruples la posición viene indicada en el soporte metálico mediante las letras *L* y *R* o los números del 1 al 4.

Hay que indicar que el soporte cuádruple correspondiente a la letra E tiene una particularidad, presenta un agujero en el centro entre los cuatro detectores ya que es el que está destinado a permitir la entra del haz de partículas de forma que pueda interactuar con el blanco (ver figura 2.9).

Otro aspecto importante es identificar cada cuadrante dentro de cada detector, el cual posteriormente estará asociado a un canal determinado del ADC (esta última equivalencia la veremos en el apartado de conexiones). La forma de hacerlo es numerarlos cíclicamente de 1 a 4

en el sentido de las agujas del reloj desde su cuadrante superior izquierdo (mirando el detector frontálmente y con las conexiones orientadas hacia abajo).

En las figuras 2.8 y 2.9 podemos ver un esquema con las posiciones de los detectores y la numeración de los cuadrantes para los soportes dobles y cuádruples, así como un esquema sencillo del montaje y una imagen real de la Si-Ball.

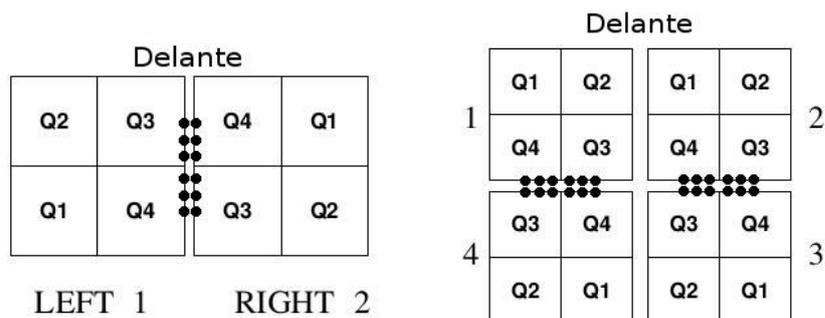


Figura 2.8: Esquemas y notación de los dos tipos de soportes

Es importante indicar que el diseño mostrado en la figura 2.9 es el del montaje inicial, el realizado en el CMAM es incompleto (al no contar con todos los detectores) y diferente, ya que por necesidad tuvimos que intercambiar detectores entre las posiciones originales de sus soportes y tuvimos que utilizar el soporte 4, que como acabamos de ver no lleva detectores en el diseño completo. En cualquier caso presentamos este montaje para que sirva de referencia por si en algún momento se desea llevar a cabo.

Por tanto, para evitar confusiones nos vamos a referir a cada detector por su número de serie e indicaremos únicamente la posición actual que ocupan en la notación de soportes. Una vez que tenemos definida la notación con la que trabajar podemos pasar a ver cuáles son los parámetros de funcionamiento idóneos para cada detector.

Parámetros de funcionamiento

Durante el proceso de preparación del equipo para la realización de las medidas para la obtención de las capas inertes (esto es objeto del capítulo 4) realizamos una prueba preliminar con los detectores en la que les aplicamos su voltaje de trabajo, con el fin de conocer cualquier tipo de problema que pudieran presentar (*boundings* rotos, problemas con los pines etc). De estas pruebas obtuvimos el valor de la corriente de fuga (a temperatura ambiente) con la que funciona cada detector y comprobamos los pulsos y demás aspectos importantes. Es importante indicar que estos valores fueron obtenidos a presión atmosférica, por lo que los valores de corriente de fuga serán algo mejores al trabajar en vacío a la misma temperatura (esto se podrá comprobar experimentalmente en el capítulo 3). En la tabla 2.1 podemos ver los parámetros de voltaje, corriente de fuga y particularidades de cada detector.

Una vez que tenemos caracterizados los parámetros y los problemas de cada detector vamos a explicar la forma en que los detectores deben ser conectados para su utilización.

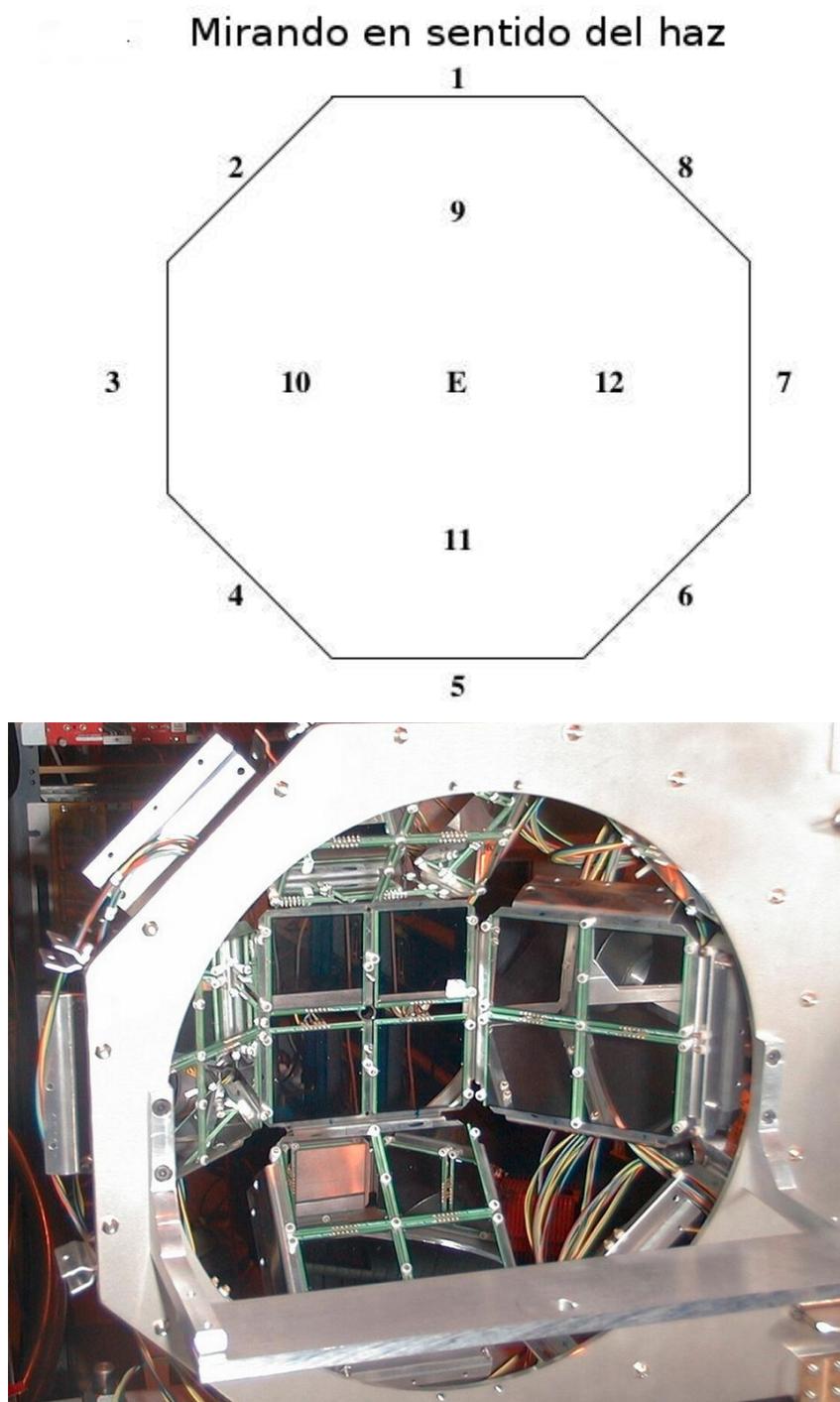


Figura 2.9: Esquema y montaje real de la Si-Ball [FA03]

Número de serie	# Soporte	Detector	Voltaje (-Voltios)	Corriente de Fuga (μA)	Comentarios
2103-19 red	1	1	250	0.418	
2093-11 blue		2	240	0.905	
2200-13 red	2	1	250	0.361	REP
2200-7 blue		2	20	2.000	REP
2186-22	3	1	230	1.232	REP
2194-25		2	230	0.900	REP
2200-15 red	4	1	250	0.550	REP
2200-5 red		2	250	0.593	Q2 ROTO
2200-9 blue	5	1	250	0.534	
2200-24 red		2	250	0.512	
2186-24	6	1	250	0.605	
2194-24		2	250	0.454	
2200-13 red	7	1	SD	SD	ROTO
2200-7 blue		2	250	0.430	
2200-9 blue	8	1	250	0.523	
2200-24 red		2	250	0.230	
2200-16 red	9	1	250	0.639	Q1 ROTO
2194-22		2	250	0.720	
2186-21 blue		3	250	0.484	
2200-14 red		4	250	0.498	Q1 ROTO
2200-8 blue	10	1	250	0.480	
2200-11 blue		2	250	0.487	
2200-10 blue		3	SD	SD	ROTO (PT)
2200-8 red		4	SD	SD	ROTO
2200-25 red	11	1	250	0.517	
2103-17 red		2	250	0.526	
2200-15 blue		3	SD	SD	ROTO (PT)
2200-20 red		4	SD	SD	ROTO (PT)
2200-22 red	12	1	250	0.606	
2200-18 blue		2	250	0.523	
2200-23 blue		3	250	0.523	
2217-11		4			SDET
2200-4 blue	E	1	250	0.765	Q2 ROTO
2200-3 red		2	250	0.590	
2200-12 red		3	250	0.558	Q2 ROTO
2217-14		4			SDET

Tabla 2.1: Parámetros de trabajo para los detectores que componen la Si-Ball. Estas medidas están tomadas a una temperatura de unos 25°C . REP, reparado; (PT), problema con la tierra; SDET, sin detector; SD, sin datos.

Conexiones

La Si-Ball trabaja en vacío, por ello para poder conectar los diferentes detectores al preamplificador se han utilizado unos “pasamuros” especiales llamados “*feedthroughs*” (ver 5.8, capítulo 5).

Cada “pasamuros” contiene 20 cables encargados de procesar 16 señales correspondientes a cuatro detectores y cuatro tierras (comunes a todos los detectores de un mismo cable). Por ello cada cable permite el funcionamiento de cuatro detectores completos. Estas 16 señales se asocian en cuatro grupos, cada uno de ellos asociado a un detector, y cada grupo está a su vez dividido en cuatro colores, cada uno de ellos asociado a un cuadrante distinto dentro de cada detector. La asociación entre colores y cuadrantes es la que podemos ver a continuación, y gráficamente en la figura 2.10:

- Rojo → Q1
- Azul → Q2
- Amarillo → Q3
- Verde → Q4

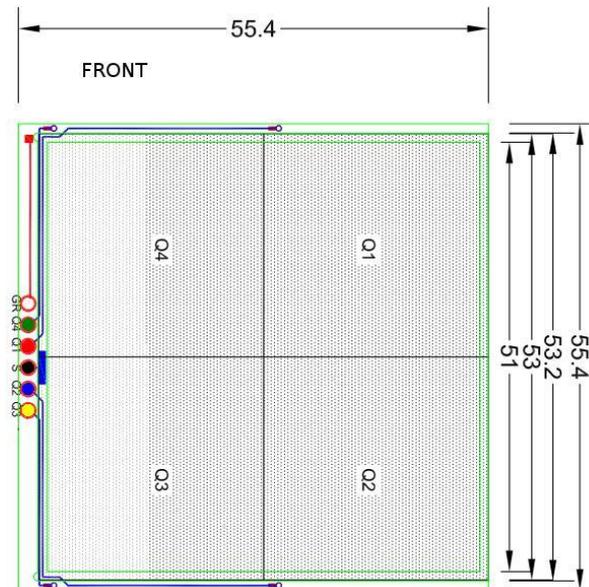


Figura 2.10: Esquema de conexión

Las conexiones se realizan mediante pines que se insertan cada uno en su agujero correspondiente. Estos pines se pueden obtener en *micron*, y su referencia es: 460-3050-01-03-00 (para crimpar) aunque pueden servir otros con diámetro interno igual. En la figura 2.11 podemos ver un esquema con las dimensiones de estos pines y una imagen real de un detector conectado.

Cambion Socket.
soldered into PCB
6 off Pos'n.

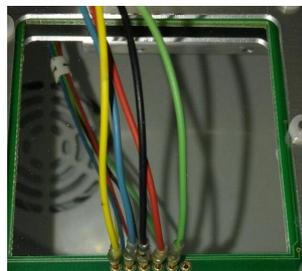
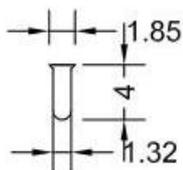


Figura 2.11: Esquema de un pin y conexión real.

Los 16 canales de salida de cada cable se digitalizan en el ADC, asociándose cada cuadrante a un canal como podemos ver en la tabla 2.2.

Canal del ADC	Cable	Color	Cuadrante
1	4	Verde	Q4
2	4	Amarillo	Q3
3	4	Azul	Q2
4	4	Rojo	Q1
5	3	Verde	Q4
6	3	Amarillo	Q3
7	3	Azul	Q2
8	3	Rojo	Q1
9	2	Verde	Q4
10	2	Amarillo	Q3
11	2	Azul	Q2
12	2	Rojo	Q1
13	1	Verde	Q4
14	1	Amarillo	Q3
15	1	Azul	Q2
16	1	Rojo	Q1

Tabla 2.2: Asociación de los cuadrantes de cada detector al canal del ADC

Por último es importante comentar que para dar voltaje a los detectores el preamplificador debe ser alimentado por el amplificador en la cadena electrónica.

“El genio se compone del dos por ciento de talento y del noventa y ocho por ciento de perseverante aplicación”.

Ludwig van Beethoven

Capítulo 3

Estudios Iniciales

En esta sección vamos a presentar una serie de resultados obtenidos en el CMAM (ver capítulo 5) y CSIC (ver sección 3.4) con el objetivo de caracterizar con detalle comportamientos y propiedades de los detectores. Estas medidas están relacionadas con la corriente de fuga y con el comportamiento de los detectores en función del voltaje y efectos de la temperatura. También justificaremos la importancia de trabajar en vacío con estos detectores. Es importante indicar que siempre que utilicemos el término vacío nos estamos refiriendo a las presiones mínimas con las que somos capaces de trabajar con nuestros sistemas de vacío, que son del orden de 10^{-6} mbar , ver sección 4.2.

Estas medidas han sido realizadas con el detector 2 del soporte 3.

3.1. Corriente de Fuga

Con objeto de caracterizar el comportamiento de los detectores al variar el voltaje aplicado sobre ellos hemos medido los valores de corriente de fuga para el intervalo de voltajes desde 0 Voltios hasta llegar a su voltaje de trabajo $\simeq -250 \text{ V}$. Estas medidas las hemos tomado tanto a presión atmosférica como en vacío, en la figura 3.1 se muestran los resultados. Como podemos apreciar tenemos dos zonas con un comportamiento claramente diferenciado. En primer lugar tenemos los voltajes bajos y medios ($0 \sim -180 \text{ V}$), en los que la corriente de fuga aumenta, saturando a partir de unos -150 V y una segunda zona en la que, sobrepasado un cierto voltaje, comienza a crecer de forma exponencial. Esto ocurre porque se produce un cambio en la influencia relativa de las contribuciones de superficie y volumen a la corriente de fuga, aumentando mucho la contribución de volumen a voltajes altos.

Se puede apreciar que los datos de las medidas realizadas en vacío se sitúan por debajo de los tomados a presión atmosférica. Esta es una de las justificaciones para trabajar en vacío ya que el ruido está relacionado con la corriente de fuga, si bien el motivo fundamental lo veremos más adelante.

Por último, también es importante determinar cual será la variación de la corriente de fuga con el tiempo para conocer qué ocurre si por ejemplo vamos a realizar medidas en las que el tiempo en que el detector está sometido a voltaje es elevado. En la figura 3.2 podemos ver representada la corriente de fuga en función del tiempo para distintos detectores.

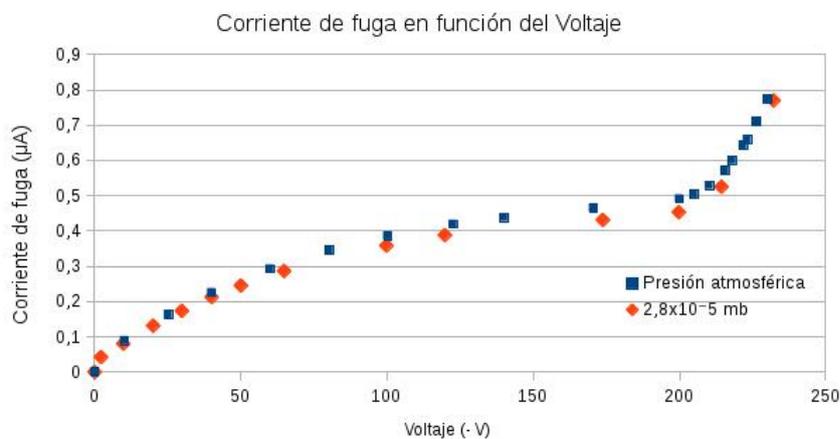


Figura 3.1: Comparativa entre el comportamiento de la corriente de fuga en función del voltaje para un detector en vacío (naranja) y a presión atmosférica (azul).

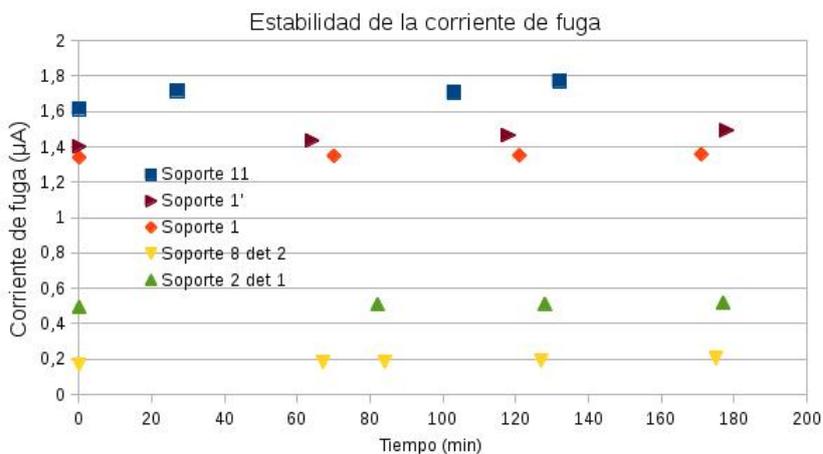


Figura 3.2: Estabilidad de la corriente de fuga con el tiempo para distintos detectores.

Podemos ver que los valores de dicha magnitud son constantes en promedio a lo largo del tiempo, si bien tienden a aumentar ligeramente su valor.

Esta estabilidad de la corriente de fuga es un factor a tener muy en cuenta a la hora de realizar las medidas ya que unos valores inestables, altos o crecientes pueden indicar ciertos problemas que estén teniendo lugar en nuestro detector. Siempre que observemos efectos como los que acabamos de comentar es importante retirar rápidamente el voltaje aplicado sobre el detector y buscar el posible origen del problema.

3.2. Influencia del Voltaje de Trabajo en las Medidas

A pesar de que el voltaje de trabajo de nuestros detectores indicado por el fabricante es -250 V hemos caracterizado su funcionamiento en función del voltaje aplicado, con el fin de conocer como puede afectar dicho voltaje a la información que podemos extraer de las medidas. Este estudio es de gran importancia en la caracterización de los detectores ya que en algún momento pudiéramos vernos obligados a utilizar un voltaje de trabajo menor (en situaciones en las que tuviéramos mucha corriente de fuga por ejemplo). La información que hemos estudiado ha sido la variación de la resolución, centroide y ruido con el voltaje aplicado. Para realizar estas medidas hemos utilizado una fuente de ^{210}Po , que emite partículas alfa con una energía de 5304 keV (que es la misma que utilizaremos para las medidas para el cálculo de la capa inerte en el capítulo 4). En la figura 3.3 podemos ver una imagen superpuesta de los espectros obtenidos para distintos voltajes.

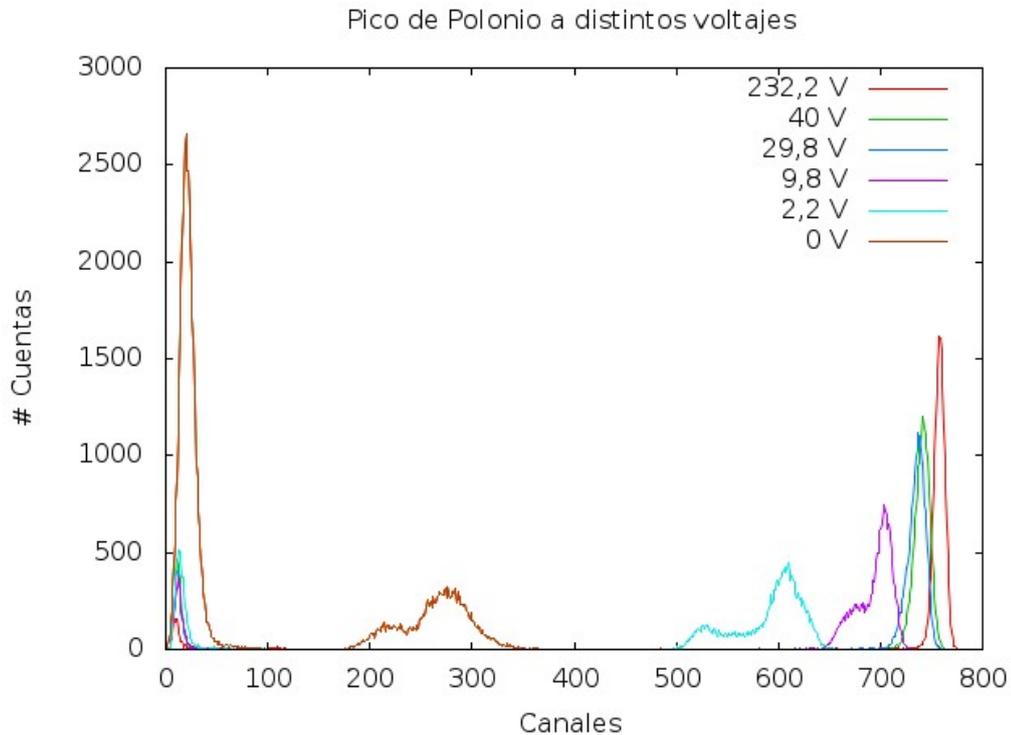


Figura 3.3: Comparativa entre el espectro medido con una fuente de ^{210}Po para distintos voltajes de funcionamiento.

Podemos ver que a medida que aumentamos el voltaje la posición del pico en el espectro se desplaza hacia canales mayores y se reduce su anchura (lo que afecta a la resolución como veremos en las siguientes figuras). También es importante resaltar que para voltajes demasiado bajos la conformación del pico empeora limitándose la información que somos capaces de extraer

de él.

En la figura 3.4 podemos ver la evolución del centroide y la resolución en función del voltaje, de forma que podemos apreciar mejor el efecto que tiene este en el funcionamiento del detector.

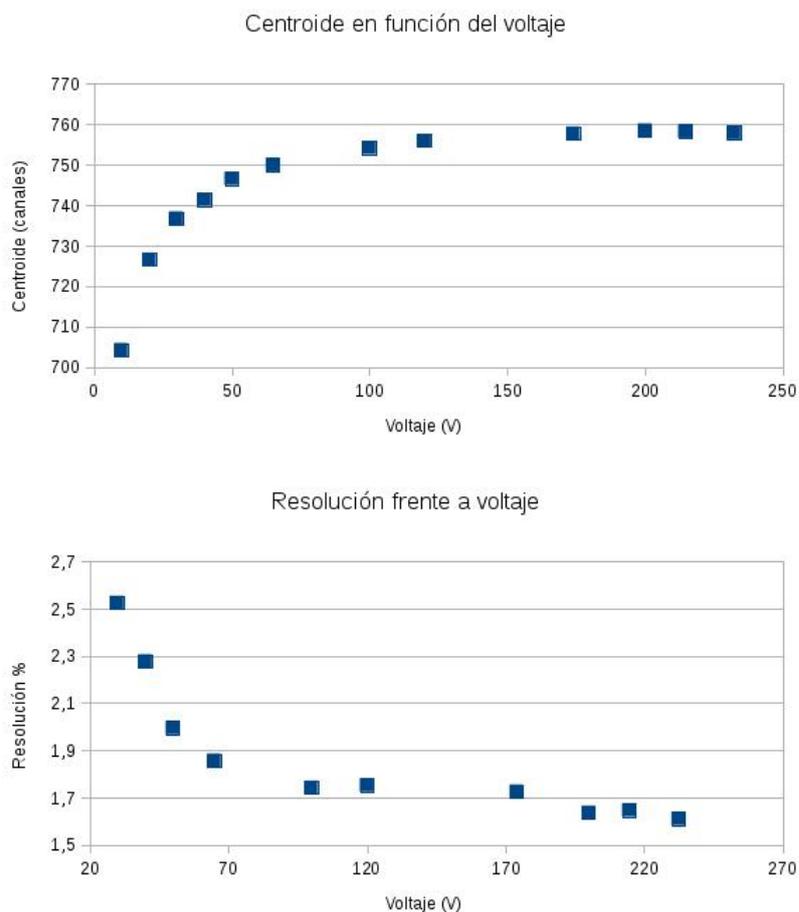


Figura 3.4: Evolución del centroide (arriba) y resolución (abajo) en función del voltaje aplicado para una fuente de ^{210}Po . Los errores están incluidos pero no se pueden apreciar por su pequeño valor.

De esta figura podemos concluir que para voltajes inferiores a -150 V el centroide prácticamente no varía su posición, lo que indica que las partículas alfa que estamos detectando se paran completamente en la zona de depleción generada por dicho voltaje. Si nos fijamos en la resolución apreciamos que el valor mejora muy rápidamente para aumentos pequeños de voltaje en la zona de voltajes bajos, si bien continúa mejorando hasta el voltaje máximo con el que hemos podido trabajar.

En los espectros mostrados en la figura 3.3 podemos ver que hay un cierto número de cuentas en la zona de baja energía del espectro, este es el ruido y como vemos varía en función del voltaje

al que hemos realizado cada medida. Para estudiar por tanto el efecto de dicho voltaje en el ruido obtenido hemos integrado la zona de ruido y el pico de Polonio en el espectro para cada caso y hemos representado su ratio, $Ratio = \frac{Ruido \cdot 100}{Pico}$ de forma que tenemos el ruido relativo a la integral nuestro pico. El resultado lo podemos ver en la figura 3.5.

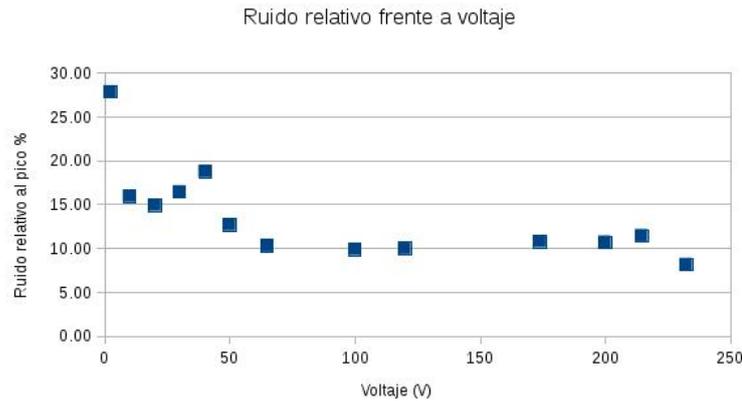


Figura 3.5: Ruido relativo a la integral del pico en función del voltaje. El error del cálculo está incluido pero su pequeño valor hace que sea inapreciable.

Como podemos ver en la figura, este ratio se reduce de forma clara a medida que aumentamos el voltaje siendo unas cuatro veces menor al pasar de -2.2 a -232 Voltios.

Por último cabe comentar que los espectros fueron tomados en medidas de 5 minutos para todos ellos. Los valores de las integrales de las zonas de los espectros correspondientes al Polonio estaban todas comprendidas dentro del intervalo de error de 2σ (el error que consideramos fue la raíz del número de cuentas), por lo que la tendencia del ruido respecto al voltaje no se ve afectada al dividir por la integral del pico de Polonio, siendo esto sin embargo útil para apreciar mejor la importancia relativa del ruido en las medidas.

Tras todas estas consideraciones podemos concluir que siempre que sea posible se deben realizar las medidas en el voltaje nominal de trabajo de -250 V, aunque en casos en los que no podamos alcanzar tal voltaje podemos seguir extrayendo información útil de las medidas estando por debajo de -150 V, rango de voltaje a partir del cual se alcanza una zona de estabilidad en el valor de la posición del centroide, resolución y ruido.

3.3. Influencia de la Presión Atmosférica en las Medidas

Como hemos visto en capítulos anteriores las partículas cargadas interactúan con el aire de forma que pueden variar algunas de sus propiedades (energía, dirección).

Durante los estudios previos para la realización del experimento de la capa inerte (ver capítulo 5) y tras haber decidido utilizar fuentes de partículas alfa para la realización de las medidas (ver la sección 4.4) nos planteamos la posibilidad de realizar las medidas a presión atmosférica de forma que evitáramos trabajar con los detectores en vacío, con el ahorro de problemas y tiempo que eso supone.

Para comprobar si las medidas a presión atmosférica eran viables hemos realizado tres medidas, una en vacío con la fuente situada a 2 cm de distancia del detector, otra medida a presión atmosférica para la misma distancia de la fuente y otra a una distancia de 4 centímetros a presión atmosférica. Los resultados los podemos ver en la figura 3.6.

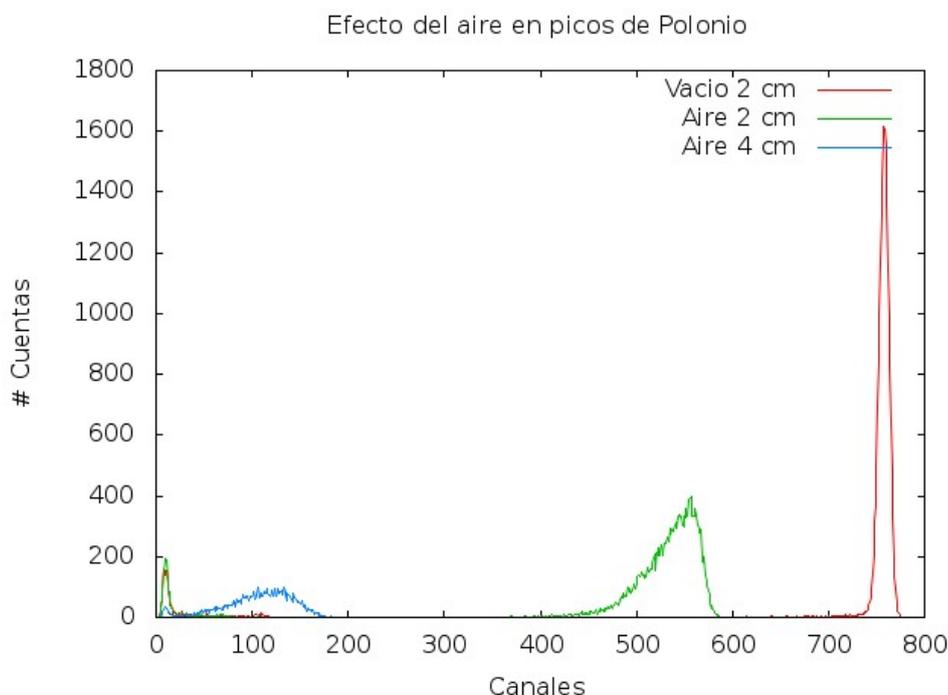


Figura 3.6: Influencia del aire en la detección de las partículas alfa de ^{210}Po .

Como podemos ver en la figura, a medida que pasamos de vacío a aire y aumentamos la distancia el pico se desplaza hacia la izquierda en el espectro. Esto simplemente ocurre debido a la pérdida de energía que sufren las partículas en el aire, siendo detectadas con una energía menor que con la que inicialmente fueron emitidas. También se puede apreciar que el efecto del aire no sólo tiene una influencia en la localización del pico en el espectro sino también en su forma. Vemos que a la misma distancia entre la fuente y el detector, el hecho de pasar de vacío a aire

aumenta la anchura del pico medido además de apreciarse una cola a bajas energías. Este efecto es incluso más notable para la distancia de cuatro centímetros, a la que el pico prácticamente ha perdido toda su identidad. De esta forma gráfica ilustramos el efecto del aire en la detección de las partículas alfa, siendo por tanto imposible la realización de las medidas para la capa inerte a presión atmosférica y justificando la utilización de los sistemas de vacío en el experimento (ver capítulo 4).

Para tratar de comprender mejor la información experimental de esta sección hemos realizado diversas simulaciones del paso de partículas alfa a la energía del ^{210}Po en aire para una distancia de 2 cm (una distancia típica a la que podría estar situada la fuente). Estas simulaciones las hemos realizado mediante el programa TRIM, para más información sobre él se puede consultar la siguiente referencia [SoIwM]. El cálculo de este programa está basado en métodos montecarlo y en el resultado están considerados todos los posibles efectos e interacciones existentes entre las moléculas de aire y las partículas cargadas.

El resultado de la dispersión que obtuvimos de la simulación está en la figura 3.7.

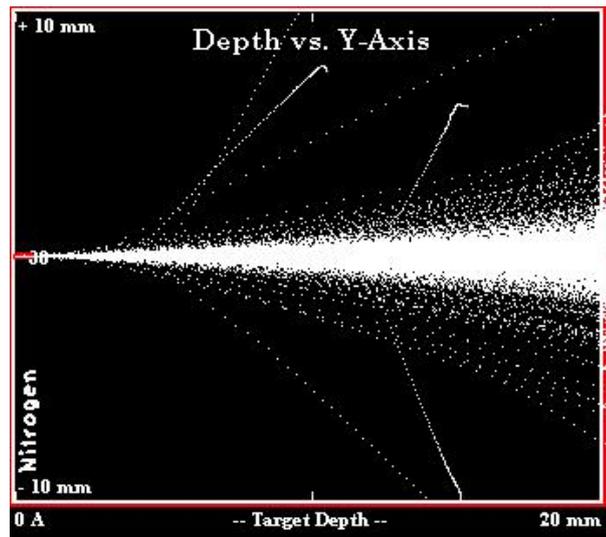


Figura 3.7: Simulación del *straggling* de partículas alfa de 5305 keV en aire a 2 cm [SoIwM].

Como vemos, el haz que en vacío seguiría una trayectoria rectilínea (salvo por la interacción entre las partículas del propio haz) presenta una apertura dando lugar a una distribución espacial al final del recorrido. Esta distribución espacial lleva asociada una distribución en energía de las partículas que alcanzan nuestro detector (situado al final de la capa de aire). Si representamos esa distribución en energía obtenemos la figura 3.8.

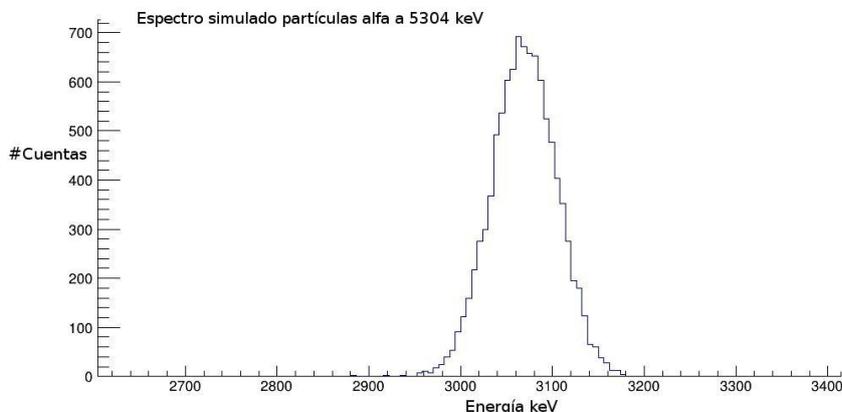


Figura 3.8: Espectro obtenido de la simulación para partículas alfa de 5304 keV atravesando una distancia de 2 cm en aire. El pico ha sido generado mediante el programa root [ROO] a partir de los datos aportados por TRIM.

Como podemos ver obtenemos un espectro con una energía menor (aproximadamente 1200 keV menor) que la energía con la que las partículas fueron emitidas (5304 keV) y con una cierta anchura, correspondiente a la dispersión en energía que hemos comentado antes. Es importante indicar que esta anchura es solo debida a la presencia del aire ya que no hemos introducido la resolución propia del detector en los cálculos.

Por último, si comparamos los espectros simulado y real (figuras 3.8 y 3.6) podemos comprobar que en este último, los picos en los espectros tienen una “cola” a baja energía que es inexistente en el espectro simulado. Esto es debido a un efecto combinado entre geometría y aire. Debido a que nuestro detector tiene un tamaño finito, para una cierta distancia de la fuente, las partículas alfa podrán interactuar con él en un cierto intervalo de ángulos entre 0 (si la fuente está justo delante del centro del detector) y $\text{Arctan}(\frac{a}{d})$ donde a y d serían la mitad de la longitud de nuestro detector y la distancia a la que estuviera colocada la fuente respectivamente. De esta forma, las partículas alfa recorrerían una distancia en aire cada vez mayor a medida que aumentara ese ángulo de forma que tendríamos contribuciones al espectro a energías menores, produciéndose la “cola”. Este es un efecto por tanto que puede ser evitado colimando los detectores de forma que se reduzca todo lo posible el ángulo con el que las partículas son capaces de alcanzar nuestro detector. Debido a esto, para las medidas del cálculo del espesor de la capa inerte hemos colimado los detectores (ver figuras 4.8 y 4.7) ya que este efecto puede ser también originado por las diferentes distancias recorridas en la capa inerte en función del ángulo.

3.4. Efectos de la Temperatura

Como ya comentamos el efecto que tiene la temperatura en el funcionamiento de estos detectores es enorme [CD02], por lo que para caracterizarlos todo lo posible hemos estudiado su comportamiento a distintas temperaturas.

Enfriar los detectores para realizar estas medidas constituyó un reto experimental por lo que tuvimos que diseñar un sistema que nos permitiera hacerlo de forma controlada y que a la vez nos diera un intervalo de temperatura grande para apreciar mejor los efectos. En la figura 3.9 podemos ver una imagen del montaje experimental que utilizamos.

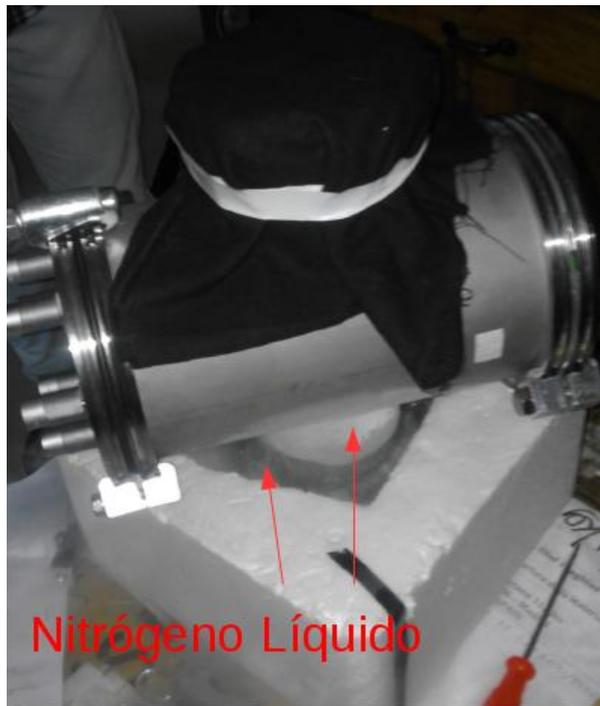


Figura 3.9: Montaje diseñado para refrigerar los detectores. Podemos ver señaladas las zonas en las que depositamos nitrógeno líquido ($-195.8^{\circ}C$).

Por motivos técnicos las medidas no pudieron ser realizadas en vacío, con el perjuicio que eso supone a las medidas como hemos visto antes. En cualquier caso hemos obtenido información muy importante como podremos ver a continuación.

El detector fue introducido en una cámara metálica con el fin de minimizar el ruido electrónico a la hora de medir, introduciéndose dicha cámara en nitrógeno líquido como podemos apreciar en la figura 3.9. Debido al enfriamiento y a la incapacidad que teníamos para realizar vacío en el interior de la cámara fue necesario introducir también nitrógeno líquido en su interior de forma que, al evaporarse, desplazara el aire y evitara la posible condensación de agua que pudiera producirse en los detectores al bajar su temperatura, con el riesgo que ello suponondría. Debido a esto el sistema tenía una tapa superior que permitía la salida del gas nitrógeno para aliviar la

presión en el interior y que a su vez permitía la entrada de una sonda para medir la temperatura. Esta zona superior se tapó como podemos apreciar en la figura para evitar la posible entrada de luz en el interior de la cámara.

Con este montaje conseguimos temperaturas en el detector por debajo de -50°C lo que nos permitió tener el amplio rango de temperaturas que buscábamos aunque con la incapacidad de poder controlar y mantener constante la temperatura. Para estas medidas hemos utilizado una fuente alfa de ^{210}Po .

El procedimiento de medida consistió en ir tomando simultáneamente espectros y valores de la corriente de fuga en intervalos de temperatura (la corriente de fuga es un valor instantáneo, no requiere un intervalo de tiempo para ser medida) a medida que se iba calentando la cámara. En la figura 3.10 y 3.11 podemos ver una imagen de la variación de la corriente de fuga y del centroide de los picos en función de la temperatura.

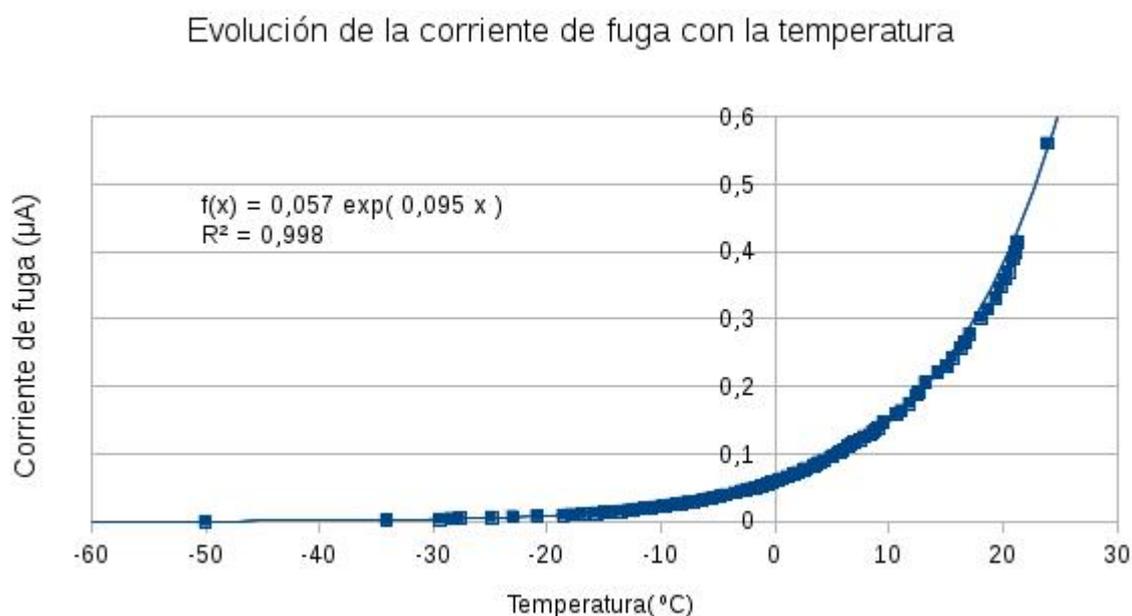


Figura 3.10: Variación de la corriente de fuga con la temperatura. En la zona superior izquierda podemos ver un ajuste exponencial realizado a los datos que utilizaremos más adelante.

La corriente de fuga presenta un comportamiento claramente exponencial, lo que es de esperar ya que está generada por portadores libres de origen térmico y la población de la banda de conducción en un semiconductor por efectos térmicos sigue una ley exponencial como la siguiente $A = A_0 e^{-\frac{E_{gap}}{KT}}$, explicando perfectamente la figura 3.10.

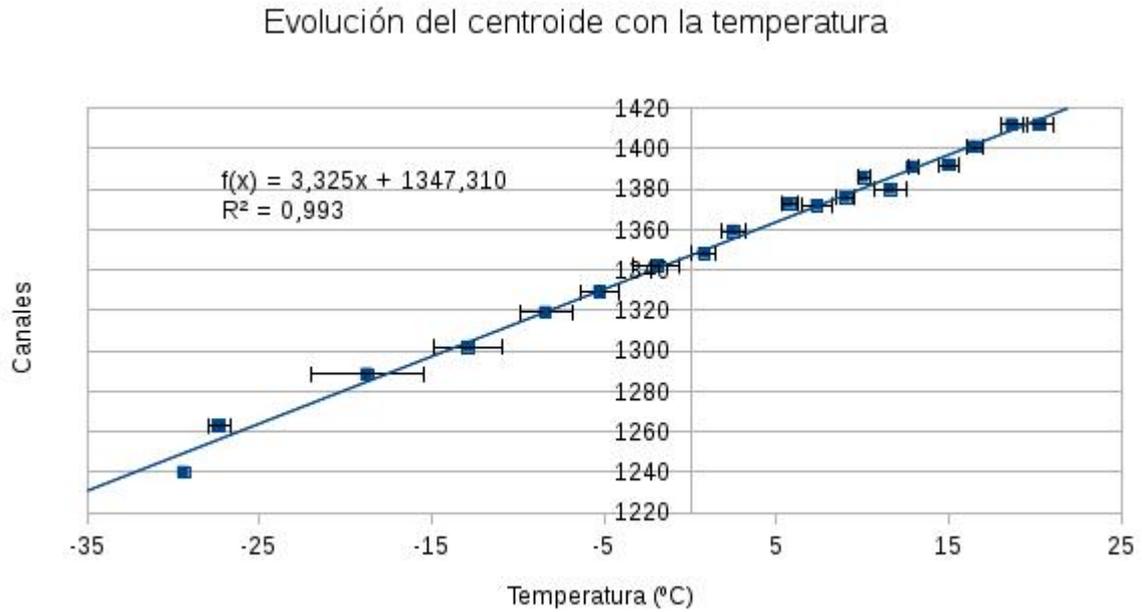


Figura 3.11: Variación de la posición del centroide de los picos obtenidos en función de la temperatura. La gráfica muestra un ajuste lineal a los puntos. El error asociado a la temperatura que podemos ver en las medidas se corresponde con la anchura del intervalo de temperatura necesario en cada caso.

La posición del centroide en cambio presenta un comportamiento marcadamente lineal. Si observamos el ajuste que hemos realizado tenemos un cambio de unos $3.3 \frac{\text{Canales}}{^{\circ}\text{C}}$, y sabiendo que para nuestras medidas un canal puede corresponder a unos 3 keV tenemos un cambio total de unos $10 \frac{\text{keV}}{^{\circ}\text{C}}$. Sabiendo que la resolución típica de nuestros detectores fue del orden del 1% a 5304 keV (nuestros picos tienen una anchura de unos 50 keV) tenemos que en una variación de 5°C la posición de nuestro centroide se habrá desplazado una distancia equivalente a la anchura típica de nuestros picos (precisamente esto nos ha impedido presentar valores de la resolución de estas medidas al no tener la capacidad de mantener constante la temperatura). Con esto vemos que el efecto es realmente importante y hay que asegurarse de mantener la temperatura constante durante toda la toma de datos.

Para intentar entender este efecto, en primer lugar representamos la posición del centroide en función de la corriente de fuga, para lo que utilizamos el ajuste que podemos ver en la figura 3.10 (los errores fueron calculados a partir de los de la temperatura mediante propagación estándar de errores). Los resultados se pueden ver en la figura 3.12.

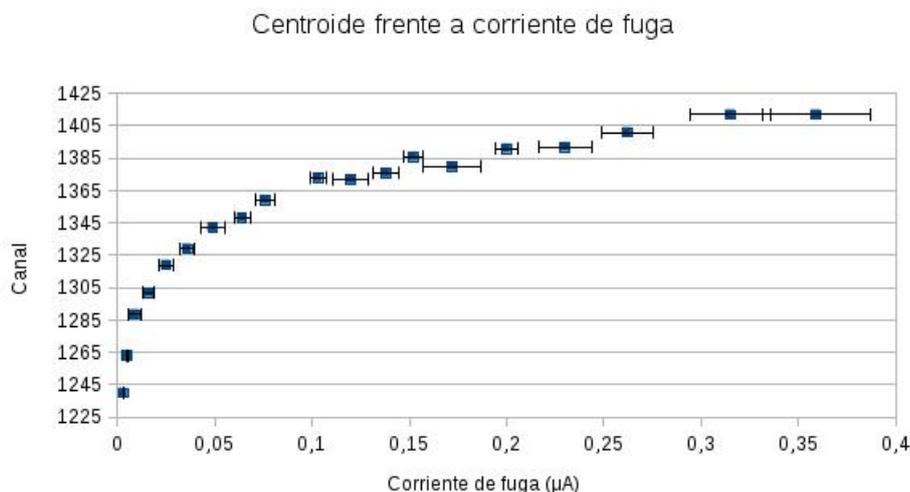


Figura 3.12: Variación de la posición del centroide frente a la corriente de fuga de los espectros medidos para una fuente de ^{210}Po .

Podemos ver que en este caso el centroide tiende a saturar a medida que aumenta el valor de la corriente de fuga. Esto nos recuerda lo que obtuvimos al representar el centroide en función del voltaje y que podemos ver en la figura 3.4. Debido a que también la corriente de fuga y el voltaje están relacionadas esto nos podría inducir a pensar que a medida que cambiamos la temperatura el voltaje podría cambiar, habiendo un voltaje *efectivo* con la temperatura de forma que disminuiría a medida que disminuye la temperatura.

No obstante no hay ningún principio físico que pudiera inducir a pensar que esta variación en el voltaje pudiera ser significativa, por lo que no parece la explicación más factible.

El hecho fundamental que tenemos es un cambio en la posición del centroide al variar la temperatura. Como sabemos, la posición del centroide viene determinada por el número de portadores que se generan en el detector (tenemos un amplificador lineal). Esto nos indica que puede haber un cambio en el número de portadores con la temperatura. En este caso sí conocemos un proceso que puede ocasionar esto. Este proceso es la variación del ancho de banda (diferencia de energía entre la banda de valencia y la de conducción) de los semiconductores con la temperatura, por lo que intentaremos explicar nuestros resultados mediante este fenómeno.

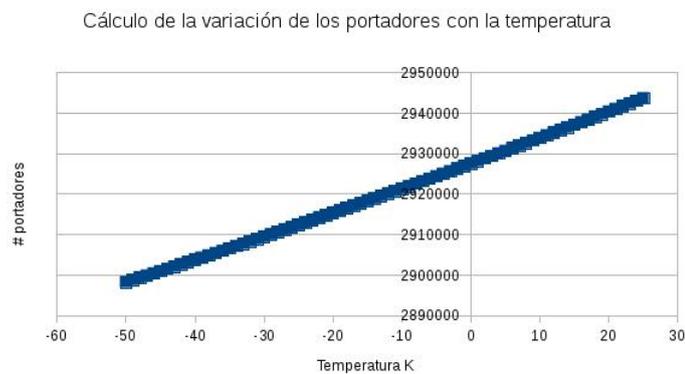
El ancho de banda de un semiconductor varía con la temperatura de la siguiente forma.

$$E_g = E_g(0) - \frac{aT^2}{T + b} \quad (3.1)$$

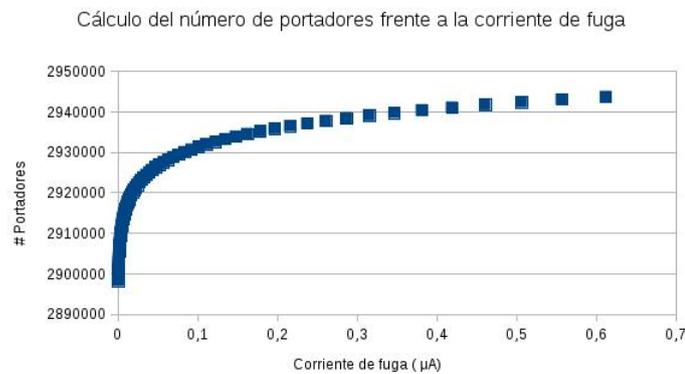
Donde E_g es la energía del ancho de banda del semiconductor a la temperatura buscada, $E_g(0)$ es la anchura del ancho de banda del semiconductor a 0 K , cuyo valor es 1.166 eV y a y b son parámetros ajustables con un valor de $4.73 \times 10^{-4} \frac{\text{eV}}{\text{K}}$ y 636 K para el Si Hiper-puro respectivamente.

Haciendo uso de esta expresión somos capaces de estimar el número de portadores generados en el detector ($portadores = E_{incidente}/E_{gap}$) en función de la temperatura que tendríamos para una energía determinada (la energía incidente $E_{incidente}$ se corresponde con unos 3 MeV en este caso al utilizar una fuente de 5304 keV y estar a unos 2 cm en aire). Estos cálculos son orientativos ya que estamos trabajando con parámetros asociados al Si puro y nosotros tenemos Si dopado (lo que tiende a bajar el valor del ancho de banda del semiconductor).

Los resultados para el cálculo de la variación del número de portadores con la temperatura y con la corriente de fuga (convertido con el ajuste de la figura 3.10) los podemos ver en la figura 3.13.



(a)



(b)

Figura 3.13: Cálculo del número de portadores generados a distintas temperaturas (a) y corriente de fuga (b)

Vemos por tanto que la variación del ancho de banda del semiconductor con la temperatura es capaz de reproducir la tendencia de los resultados que podemos ver en las figuras 3.11 y 3.12.

Una vez hecho esto podemos relacionar el número de portadores teóricos generados en el

detector con el canal asociado para cada temperatura. Los resultados de este cálculo están representados en la figura 3.14.

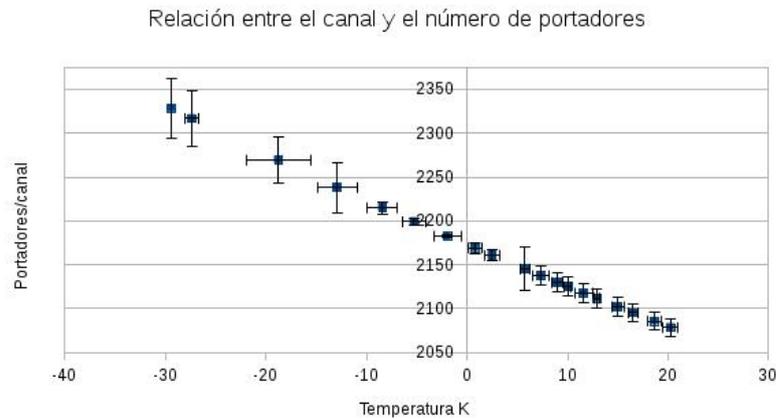


Figura 3.14: Variación de los portadores generados relativos a cada canal con la temperatura.

Como podemos observar tenemos un comportamiento claramente lineal, siendo el valor máximo respecto al mínimo un 109 % mayor teniendo en cuenta los errores.

Básicamente esto lo que nos está indicando es un cambio en la calibración del detector con la temperatura, lo que aumenta todavía más la importancia de mantenerla constante en los procesos de medida.

Es posible realizar mayor número de estudios para comprender el comportamiento de estos resultados, incluyendo por ejemplo, entre otros, fenómenos de *trapping* (este efecto retiene más carga para mayor temperatura), sin embargo esto va más allá del ámbito de este trabajo.

Como conclusiones de esta sección cabe remarcar los siguientes hechos:

- Los efectos de la variación de temperatura en el funcionamiento del detector son notables, siendo imprescindible la monitorización y control de la misma durante los procesos de medida.
- Es necesario modificar el sistema experimental con el fin de lograr un mayor control sobre la temperatura para poder comprobar su efecto sobre la resolución energética del detector.
- La posición del centroide de las medidas es muy dependiente de la temperatura, produciéndose en unos $5\text{ }^{\circ}\text{C}$ un desplazamiento de la posición del centroide equivalente a la resolución de nuestro dispositivo.
- El efecto de la variación del ancho de banda del semiconductor con la temperatura es capaz de reproducir cualitativamente los resultados de las medidas.

“No prestes atención a lo que dicen los críticos. Recuerda ¡Nunca se ha hecho una estatua en honor a un crítico!”.

Jean Sibelius

Capítulo 4

Capa Inerte

En el siguiente capítulo vamos a describir el montaje experimental y el proceso de cálculo que hemos utilizado para determinar los espesores de la capa inerte. Por último expondremos los resultados y veremos los posibles efectos que dicha capa produce en el funcionamiento y especialmente en la determinación de la energía por parte del detector.

4.1. Cálculo del Espesor de la Capa Inerte

Como ya hemos comentado, la carga generada en la capa inerte no es convenientemente recolectada (en algunos artículos se indica que se llega a recolectar hasta un 50% de la carga generada [WAB14]), lo que hace que la señal final producida por el detector no se corresponda con la energía total que ha depositado la partícula en él sino con un valor menor. Esta energía perdida es proporcional a la distancia que la partícula recorre en la capa, y esta distancia va a variar en función del ángulo con el que incidan en la superficie.

En la figura 4.1 podemos ver un esquema sobre el valor de la capa inerte efectiva que se recorre por una partícula en función del ángulo de incidencia respecto a la normal.

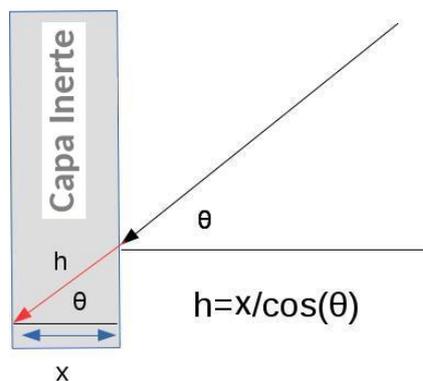


Figura 4.1: Esquema con la distancia recorrida en la capa inerte por una partícula en función del ángulo de incidencia

Como podemos ver aquí la menor pérdida de energía en la capa se corresponderá con un ángulo de incidencia normal a la superficie, 0 grados, mientras que aumentará a medida que el ángulo se hace cada vez mayor. Este va a ser el principio que vamos a utilizar para calcular el espesor de dicha capa.

Como la partícula incidente recorre distinta longitud de capa inerte en función de su ángulo de incidencia la energía a las que vamos a detectar esas partículas también va a depender del ángulo de incidencia. De esta forma podemos plantear una ecuación en la que, a la energía inicial de la partícula, le sustraigamos la cantidad que haya perdido en la capa inerte. Esta energía perdida será la distancia recorrida en la capa (ver figura 4.1) multiplicada por el poder de frenado a la energía de la partícula por lo que, de forma general, tendremos $ach+b = E - \frac{xS}{\cos(\theta)}$ donde a y b son los parámetros de la calibración del detector, ch es el canal al que obtenemos el correspondiente centroide del espectro, E la energía incidente de la partícula, x la anchura de la capa inerte, S el poder de frenado a la energía de incidencia de la partícula y θ el ángulo de incidencia respecto a la normal de la superficie del detector.

Como vemos tenemos una ecuación con tres parámetros que desconocemos a, b y la anchura de la capa inerte, que es justamente lo que buscamos. De esta forma mediante otras dos ecuaciones similares podremos resolver el sistema matricialmente para x sin necesidad de calibrar los detectores.

Teniendo esto en cuenta podemos plantear el siguiente sistema de ecuaciones.

$$\begin{aligned} ach1 + b &= E_1 - \frac{xS_1}{\cos(\theta_1)} \\ ach2 + b &= E_2 - \frac{xS_2}{\cos(\theta_2)} \\ ach3 + b &= E_3 - \frac{xS_3}{\cos(\theta_3)} \end{aligned}$$

Donde los subíndices indican que son medidas independientes.

Este sistema se puede resolver directamente para el valor de x si tenemos la información adecuada, esto lo podemos hacer por ejemplo mediante el método de Kramer, quedando la solución para x como:

$$x = \frac{\begin{vmatrix} ch1 & 1 & E_1 \\ ch2 & 1 & E_2 \\ ch3 & 1 & E_3 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} ch1 & 1 & \frac{S_1}{\cos(\theta_1)} \\ ch2 & 1 & \frac{S_2}{\cos(\theta_2)} \\ ch3 & 1 & \frac{S_3}{\cos(\theta_3)} \end{vmatrix}} \quad (4.1)$$

Para que este sistema sea compatible determinado necesitamos tres energías de forma que se cumpla que o las tres son distintas o haya dos iguales y una distinta siendo los ángulos asociados a las dos energías iguales distintos.

Para el cálculo de los errores hemos realizado propagación estándar de errores:

$$\begin{aligned} (\Delta x)^2 &= \left(\frac{\partial x \cdot \Delta ch1}{\partial ch1} \right)^2 + \left(\frac{\partial x \cdot \Delta ch2}{\partial ch2} \right)^2 + \left(\frac{\partial x \cdot \Delta ch3}{\partial ch3} \right)^2 + \left(\frac{\partial x \cdot \Delta S_1}{\partial S_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial x \cdot \Delta S_2}{\partial S_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial x \cdot \Delta S_3}{\partial S_3} \right)^2 \\ &+ \left(\frac{\partial x \cdot \Delta \cos(\theta_1)}{\partial \cos(\theta_1)} \right)^2 + \left(\frac{\partial x \cdot \Delta \cos(\theta_2)}{\partial \cos(\theta_2)} \right)^2 + \left(\frac{\partial x \cdot \Delta \cos(\theta_3)}{\partial \cos(\theta_3)} \right)^2 \quad (4.2) \end{aligned}$$

desarrollando los determinantes de la ecuación 4.1.

Los parámetros para los que hemos considerando error son la determinación del centroide de los picos (que nos da un error en la magnitud ch), un error en la distancia que nos introduce un error en los ángulos de las distintas posiciones y un error en el poder de frenado, que viene de considerarlo constante durante el recorrido en la capa inerte cuando en realidad no lo es.

Como hemos dicho el error en los cosenos proviene de un error en la distancia, por lo que debemos relacionarlos. Para hacer eso tenemos en cuenta lo siguiente.

$$\theta = \text{Arctan} \left(\frac{Y}{X} \right) \quad (4.3)$$

Donde Y y X son las distancias vertical y horizontal respectivamente (ver figuras 4.5 y 4.6). Para la obtención de los errores de los ángulos solo hemos tenido en cuenta incertidumbre en la distancia en el eje Y al ser el que variábamos, mientras que la distancia en el eje X permanecía siempre fija (ver sección 4.3).

De la ecuación 4.3 tenemos que:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta Y}{X + \frac{Y^2}{X}} \quad (4.4)$$

Sabiendo que $\Delta \cos(\theta) = -\text{sen}(\theta) \cdot \Delta\theta$ tenemos por tanto que:

$$\Delta \cos(\theta) = -\text{sen} \left(\text{Arctan} \left(\frac{Y}{X} \right) \right) \cdot \frac{\Delta Y}{X + \frac{Y^2}{X}} \quad (4.5)$$

En el apartado de análisis de datos indicaremos con más detalle la incertidumbre que hemos considerado para cada magnitud y realizaremos un cálculo para la determinación de un valor concreto del espesor de la capa inerte.

No presentamos la fórmula explícita para el error total ya que se compone de numerosos términos (estamos considerando 9 magnitudes que nos introducen error) y no aportan nada físicamente en la descripción más allá de cálculos farragosos pero triviales.

Antes de calcular los resultados utilizando este método vamos a describir todos los sistemas y el propio experimento que nos han permitido obtener la información que necesitábamos para ello.

4.2. Producción del Vacío

Debido a lo comentado en el capítulo anterior, el experimento fue realizado en el CSIC en una cámara de vacío de la que se extrae el aire con el fin de eliminar todo lo posible la interacción de éste con las partículas que queremos detectar.

Trabajar con los detectores en vacío introduce ciertas dificultades técnicas que hay que tener en cuenta para evitar posibles problemas, la más importante de ellas es la producción del propio vacío. Entre las dificultades relacionadas con los detectores están las posibles fracturas que pueden ocurrir en ellos si se producen cambios de presión muy bruscos así como la dependencia del potencial de ruptura del aire con la presión. Esta última propiedad hace que se produzca un mínimo de esta magnitud con la presión de forma que, si con el detector polarizado comenzamos

a disminuir la presión, en el momento en que se alcance este mínimo se puede producir una descarga que cause daño en nuestro detector. Esta variación en el punto de ruptura de un gas con la presión es conocido como la ley de Paschen. En la figura 4.2 podemos ver una representación del punto de ruptura en función de la presión para distintos gases.

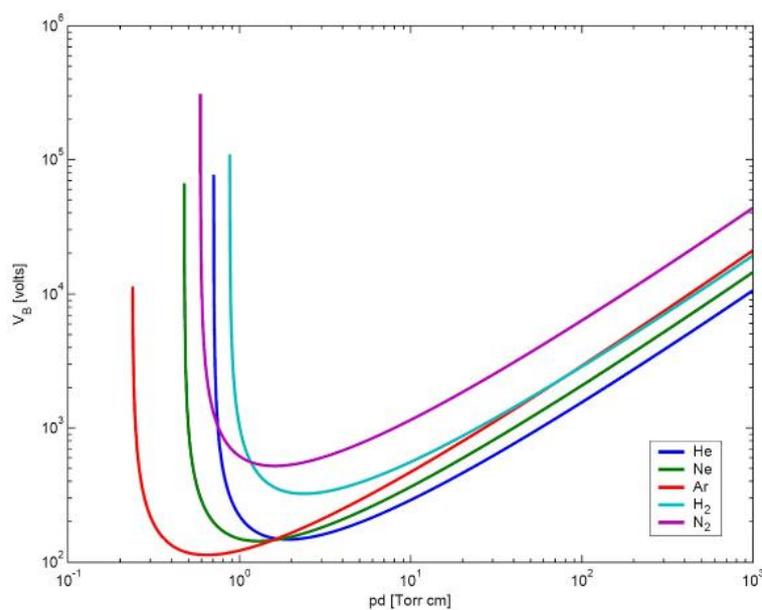


Figura 4.2: Voltaje de ruptura dieléctrica en función de la presión

Por este motivo no se deben realizar variaciones en la presión con el detector polarizado, se debe dar el voltaje una vez que estemos en las condiciones de presión que deseemos y debemos quitar el voltaje antes de apagar los mecanismos de generación del vacío.

Los componentes típicos necesarios para producir un vacío utilizado en los experimentos de física nuclear son tres, cámara de vacío, bomba de pre-vacío y bomba turbo-molecular, a continuación describiremos brevemente cada uno de ellos.

4.2.1. Cámara de vacío

Se trata de un recipiente sólido y con un tamaño adecuado para que quepan los detectores y fuentes dentro y que tiene una rigidez suficiente como para permitir la extracción del aire que se encuentra en su interior hasta presiones muy bajas manteniendo su estructura y propiedades. Se pueden construir con numerosos materiales como acero inoxidable, aluminio, cerámica, vidrio etc en función de las necesidades. Estas cámaras tienen acoplados los sistemas de generación de vacío así como sistemas de monitorización de la presión, temperatura humedad etc.

En caso de formar parte de un acelerador disponen de una conexión para unirla con la línea del acelerador, este será el caso de la cámara de vacío de la Si Ball que describiremos con algo de detalle en la sección de montaje en el CMAM (capítulo 5).

4.2.2. Bomba de vacío previo

Se trata de bombas mecánicas que desplazan el aire mediante paletas, pistones etc. Por si solas no permiten alcanzar un gran vacío ($\sim 10^{-2} \text{mbarn}$) pero son necesarias para la utilización de las bombas de alto vacío ya que estas solo pueden comenzar a operar a partir de una cierta presión.

4.2.3. Bomba turbo-molecular

Se trata de bombas de arrastre molecular basadas en la velocidad que adquieren las moléculas al chocar contra una superficie móvil a alta velocidad, permiten llegar a presiones muy bajas en las que la operación de nuestros detectores sería óptima para realizar las medidas que deseamos.

Hay que señalar que el orden de arranque de las bombas es importante, en primer lugar siempre se debe asegurar que las válvulas de la cámara de vacío están cerradas, posteriormente debemos conectar la bomba previa y una vez que llega a su máximo y la presión no continúa bajando es cuando se debe conectar la bomba turbo-molecular. Para eliminar el vacío debemos primero apagar la bomba turbo-molecular y una vez que las revoluciones de esta han llegado al mínimo o se ha detenido es cuando debemos apagar la bomba previa, y transcurrido algo de tiempo, ventear la cámara con las válvulas correspondientes.

En la figura 4.3 podemos ver una imagen del sistema de vacío que utilizamos para las medidas de la capa inerte.



Figura 4.3: Sistema de vacío para las medidas de la capa inerte. Se pueden ver la cámara de vacío, la bomba turbo-molecular conectada a ella (debajo de la cámara) y la bomba previa (en el suelo)

Por último es importante comentar que durante el proceso de vacío es posible que se produzcan desajustes y pequeñas fugas de forma que no se obtenga el vacío deseado, el método más utilizado para detectar estas fugas es el de *aumento de presión*. Este método consiste en rociar las partes susceptibles de presentar la fuga con algún elemento volátil y de baja densidad, como puede ser un alcohol, mientras monitorizamos la presión. Si existe una fuga en la zona el alcohol pasará a la cámara con mayor facilidad que el aire de forma que al rociar la zona se producirá un aumento rápido de la presión en la cámara permitiéndonos localizarla.

4.3. Descripción del Experimento

En esta sección vamos a describir la geometría y el proceso de medida para la obtención de los datos, así como las fuentes de partículas alfa utilizadas durante el experimento.

4.3.1. Fuentes de Partículas

Para la realización del experimento hemos utilizado fuentes estándar de partículas alfa. Como necesitábamos al menos dos energías distintas hemos utilizado dos fuentes, una de ^{210}Po (5304 keV) y otra de ^{148}Gd (3182 keV), también hemos utilizado una fuente triple alfa para completar algunas medidas compuesta por ^{239}Pu (5156 keV), ^{241}Am (5485 keV) y ^{244}Cm (5804 keV). Estos valores de energía que hemos indicado se corresponden con la desintegración alfa más probable para cada elemento considerado. En la figura 4.4 podemos ver una imagen de las tres fuentes utilizadas durante las mediciones.



Figura 4.4: Fuentes de partículas alfa utilizadas en el trabajo. ^{210}Po izquierda, ^{148}Gd centro y triple alfa derecha.

Como particularidad es importante comentar que la fuente de ^{148}Gd está fabricada mediante el proceso de implantación. Los núcleos de ^{148}Gd se aceleran y se hacen impactar contra el papel de aluminio quedando implantadas en él. En este proceso los núcleos que deseamos implantar van a tener una distribución en profundidad en la lámina de forma que habrá núcleos en un intervalo desde la superficie hasta una cierta profundidad. Debido a esto el pico de Gadolinio en el espectro presenta una cola a baja energía ya que para las desintegraciones de los núcleos que

se encuentren a determinada profundidad las partículas alfa emitidas deberán recorrer una cierta distancia en la lámina antes de abandonar la fuente, perdiendo energía y localizándose por tanto a una energía menor en el espectro. Esto se puede apreciar en la figura 4.10 y en las figuras de la sección de análisis de datos.

Los detectores se introducían dentro de la cámara de vacío adecuadamente conectados y con las fuentes situadas frente a ellos (paralelas a la superficie del detector), de forma que quedaban situadas en una cierta posición, con la fuente centrada en un determinado cuadrante del detector. El procedimiento de toma de datos consistía en realizar medidas de 45 minutos cada una en las que, entre una y otra, se desplazaban las fuentes de forma descendente hasta situarlas frente al centro del cuadrante subyacente, con el fin de variar el ángulo al que las partículas alfa llegaban a cada cuadrante del detector (ver sección 4.3.2). Para agilizar las medidas hemos medido simultáneamente con las fuentes de ^{148}Gd y ^{210}Po para minimizar el número de veces que era necesario abrir la cámara, con el perjuicio que eso supone al tener que deshacer y volver a conseguir el vacío adecuado.

Al tener soportes con distinta geometría la forma de medir variaba ligeramente para los dos casos, vamos a comentar brevemente la geometría que utilizamos para cada uno de ellos.

4.3.2. Soporte Doble

Para el experimento hemos definido dos magnitudes, la posición, que indica la fila de cuadrantes sobre las que están las fuentes (van de 1 a 4 para estos soportes) y la configuración, que indica el orden de las fuentes. La configuración 1 tenía el Gadolinio delante del cuadrante superior izquierdo (mirando desde las fuentes) y la configuración 2 al contrario. De esta forma, desplazando las fuentes de forma descendente hasta estar situadas enfrente de los cuadrantes inferiores, teníamos para todos los cuadrantes una medida con cada una de las fuentes en una posición normal.

En las figuras 4.5 y 4.6 podemos ver un esquema con la geometría básica del montaje para los dos tipos de soporte y los valores de las distancias necesarias para poder calcular posteriormente el espesor de la capa inerte.

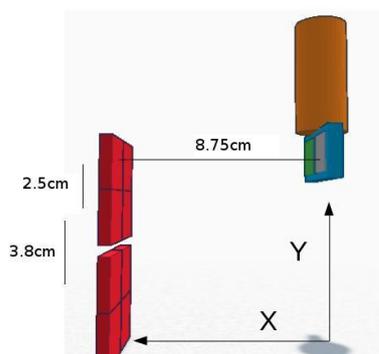


Figura 4.5: Esquema con la geometría del experimento soportes dobles. [THI]

El esquema representa la posición 1, el resto de ellas sería ir descendiendo las fuentes.

4.3.3. Soporte Cuádruple

En estos soportes el esquema geométrico es el que podemos ver en la figura 4.6.

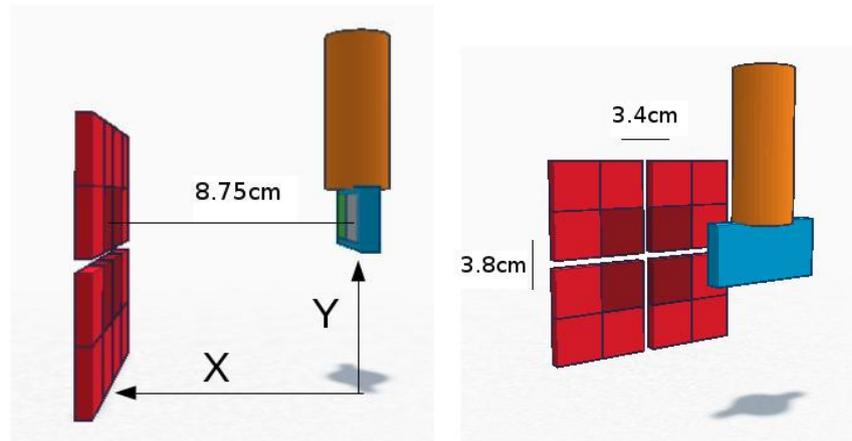


Figura 4.6: Esquema con la geometría del experimento para los soportes cuádruples [THI]. Podemos ver que hay diferencias en las distancias respecto a la figura 4.5 que hemos tenido en cuenta a la hora de realizar el cálculo. En oscuro están marcadas las únicas posiciones para las que se realizaron medidas en esta geometría.

Es importante indicar que, debido al efecto que ya comentamos en el capítulo 3, los detectores fueron colimados mediante una “máscara” de forma que pudiéramos considerar a todos los efectos el estar trabajando con una fuente puntual. Esta máscara no está representada en los esquemas anteriores pero aparece en las figuras 4.7 y 4.8, donde podemos ver algunas imágenes reales del montaje experimental que hemos comentado.

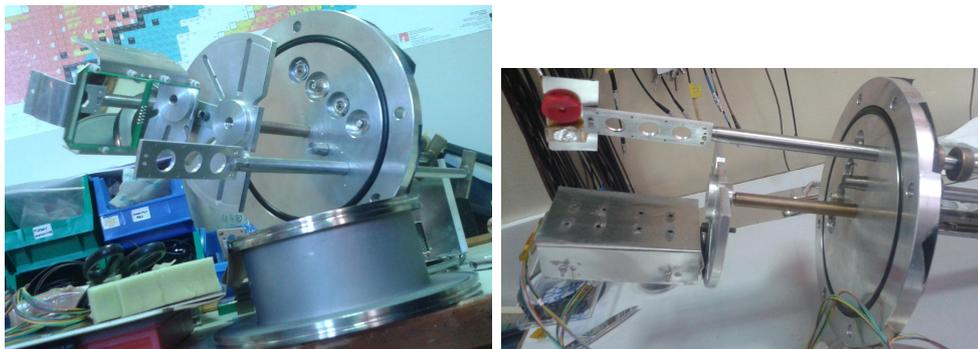


Figura 4.7: Imágenes reales de la preparación del sistema previa a la realización de las medidas para la obtención de los espesores de la capa inerte.



(a)

Figura 4.8: Imágenes reales del sistema en posición para la realización de las medidas para la obtención de los espesores de la capa inerte. En la figura a) podemos ver las barras con las que desplazábamos las fuentes para el cambio entre las posiciones de medida.

Debido a la necesidad de finalizar con estas medidas pronto para proceder a instalar el dispositivo en el CMAM, para estos soportes cuádruples disminuimos el número de posiciones en las que realizamos la medida, de forma que solo hemos medido para las posiciones que se indican en la figura 4.6 para los dos configuraciones. Como veremos esto va a tener un efecto claro sobre los resultados que obtendremos para uno y otro caso, aumentando el error en este último caso al disponer de menos medidas y no tener siempre las posiciones óptimas para reducir el error al máximo. A pesar de esto, los resultados obtenidos serán útiles para para futuros trabajos con la Si-Ball.

Una vez descrita la geometría para los dos tipos de soportes podemos ver en las tablas 4.1 y 4.2 ejemplos de algunos de los ángulos que se forman para cada posición y que hemos utilizado para obtener los resultados que presentaremos a continuación. Los ángulos están referidos a la posición 1 y vienen y expresados en grados, si los queremos para otra posición solo hay que modificarlos adecuadamente.

Cuadrante	Ángulo
Q1 det2	0
Q2 det2	16
Q4 det2	16
Q3 det1	36
Q2 det1	45

Tabla 4.1: Ejemplos de ángulos, geometría doble

Cuadrante	Ángulo
Q3 det1	0
Q4 det2	21
Q3 det3	30
Q4 det4	23
Q1 det1	22
Q1 det2	26
Q2 det2	36
Q3 det4	27
Q1 det4	36
Q1 det3	39

Tabla 4.2: Ejemplos de ángulos, geometría cuádruple

Debido al alto número de ángulos que hay no los hemos indicado todos, en función del caso es posible que hayamos utilizado otros (por ejemplo en función de la estadística de cada uno para minimizar los errores). En cualquier caso su cálculo es geometría básica y se obtienen a partir de las distancias que hemos indicado en las figuras superiores.

Tras todo esto, y antes de presentar el análisis de datos vamos a describir la cadena electrónica que nos va a permitir tratar la señal generada por los detectores.

4.4. Cadena electrónica

La cadena electrónica está compuesta por algunos de los módulos que hemos descrito brevemente en el capítulo 2. Nos va a permitir procesar la señal producida por los detectores de forma que podamos extraer la información que necesitamos para generar los espectros.

La mejor forma de describir la cadena electrónica es mediante un esquema, éste lo podemos ver en la figura 4.9

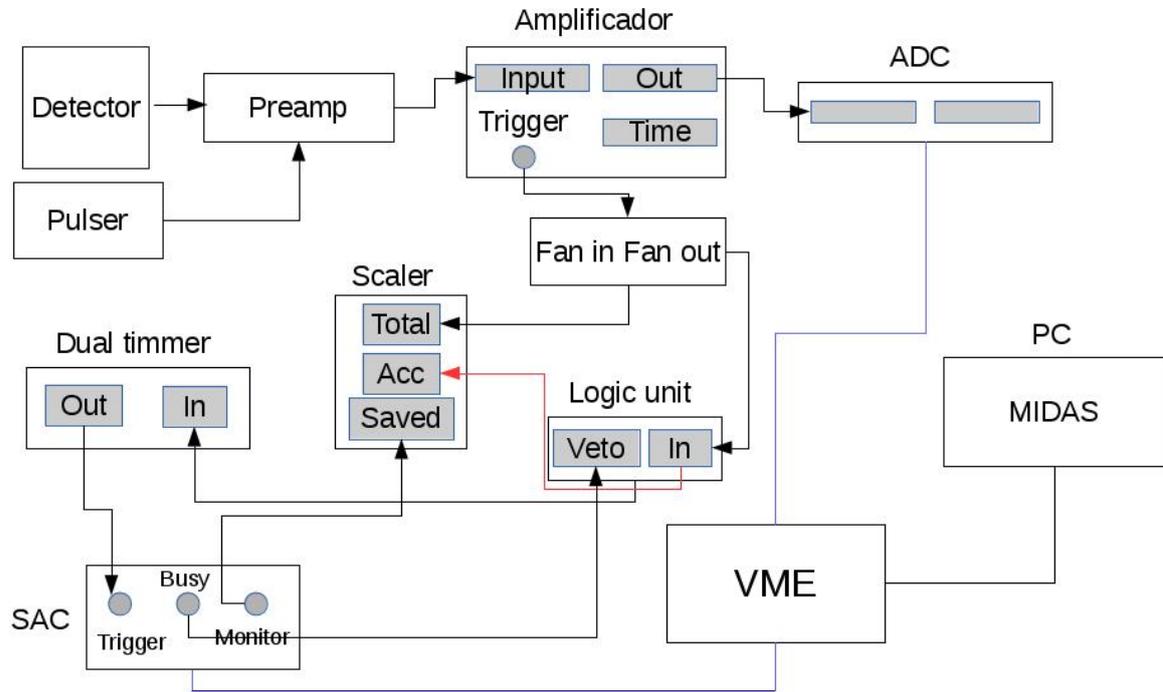


Figura 4.9: Esquema del sistema electrónico utilizado para las medidas del espesor de la capa inerte. La línea azul que une el SAC, VME y ADC representa la conexión que hay entre estos módulos desde la parte trasera del *RACK*.

Todos los elementos que aparecen en la cadena han sido descritos en el capítulo 2.

Este esquema electrónico nos permite conocer información muy importante sobre el funcionamiento de nuestro sistema durante la toma de datos, por ejemplo somos capaces de comparar en el *SCALER* los sucesos totales con los aceptados y guardados, de forma que podemos saber si nuestro sistema está saturado, si tenemos ruido (si el número de sucesos totales es superior al esperado) y si estamos guardando todos los sucesos que nos interesan.

Podemos encontrar más información relacionada con el sistema de adquisición MIDAS en el apéndice A .

Adicionalmente este esquema introduce tres conceptos que vamos a comentar brevemente.

4.4.1. Disparador “*Trigger*”

El *Trigger* o disparador es la señal encargada de seleccionar, según unos criterios previamente establecidos por nosotros, los sucesos que van a ser guardados por nuestro sistema de adquisición. Esto se puede hacer debido a que no tengamos la capacidad técnica de almacenar todos los sucesos que se producen o simplemente por estar interesados en unos sucesos determinados. Se puede utilizar criterios distintos para el funcionamiento del *trigger*, por ejemplo valores de la altura del pulso a partir de los que se guardan los datos o ventanas temporales.

En nuestro caso, el *trigger* que activa el sistema de adquisición consiste en una ventana temporal cuya duración se establece en coincidencia con la salida de energía procedente del amplificador. Esta ventana se genera a partir de la señal de *trigger* que también genera el amplificador si alguna de las señales de energía supera el umbral que nosotros hemos establecido.

4.4.2. Veto

Se trata de un sistema encargado de detener la adquisición de datos en función de las necesidades. Como podemos ver, la información que se introduce en el veto de la unidad lógica procede del *BUSY* del módulo SAC. Debido a que el SAC no puede procesar más rápido de un cierto límite, todos los sucesos de más que se produzcan con el SAC trabajando al 100 % no podrán ser procesados, pudiendo saturar el sistema. Para solucionar esto el módulo SAC detiene la unidad lógica según sea necesario.

4.4.3. Pulser

Se trata de una señal que introducimos controladamente de forma que podemos tener monitorizado el funcionamiento de la electrónica durante todo el proceso de medida. Esta señal recorre toda la cadena de forma que si observamos cambios en el pulser podemos inferir que está ocurriendo algo con la electrónica que puede afectar o no a nuestras medidas. Entre los cambios importantes que pueden tener lugar en el pulser están su posición (en canales) y su resolución. Estas dos magnitudes no deberían variar si queremos comparar la información entre dos espectros distintos. Estas variaciones pueden ocurrir entre otras cosas por cambios de temperatura por lo que es importante monitorizarla durante los procesos de medida.

Para terminar con esta sección en la figura 4.10 podemos ver un ejemplo real de dos espectros obtenidos mediante esta cadena electrónica que utilizaremos posteriormente para el cálculo de la capa inerte.

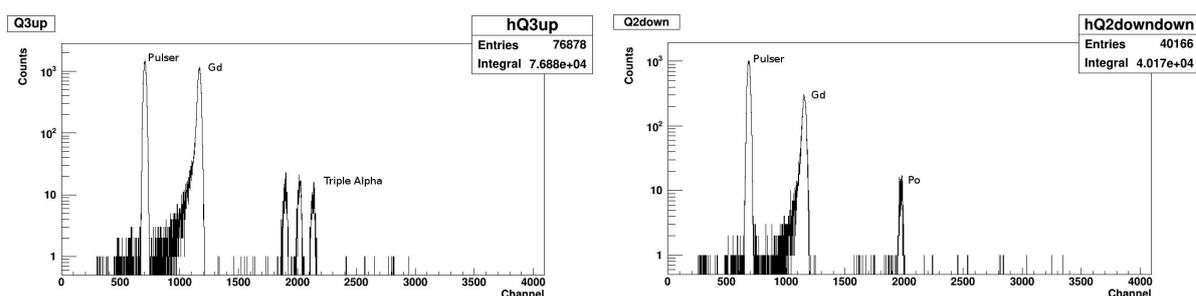


Figura 4.10: Espectro correspondiente a P1 configuración 2 Q3 det 2 soporte 3 y triple alfa (izquierda), P1 configuración 1 Q2 det 3 soporte 12 y Polonio(derecha).

Podemos ver la cola a baja energía del Gadolinio por las propiedades de la fuente que hemos comentado anteriormente.

4.5. Análisis de Datos

Tras describir la electrónica, vamos a ver con detalle el proceso de cálculo de un valor del espesor de la capa inerte para un cuadrante completo, utilizando la descripción que hemos visto en la sección 4.1.

Vamos a calcular explícitamente el caso para el soporte 1, detector 2, Q1.

En la figura 4.11 y 4.12 podemos ver una comparativa entre los espectros totales obtenidos para este cuadrante entre las posiciones 1 y 4, y las zonas correspondientes al Gadolinio y Polonio ampliadas respectivamente. Los espectros están representados en escala logarítmica.

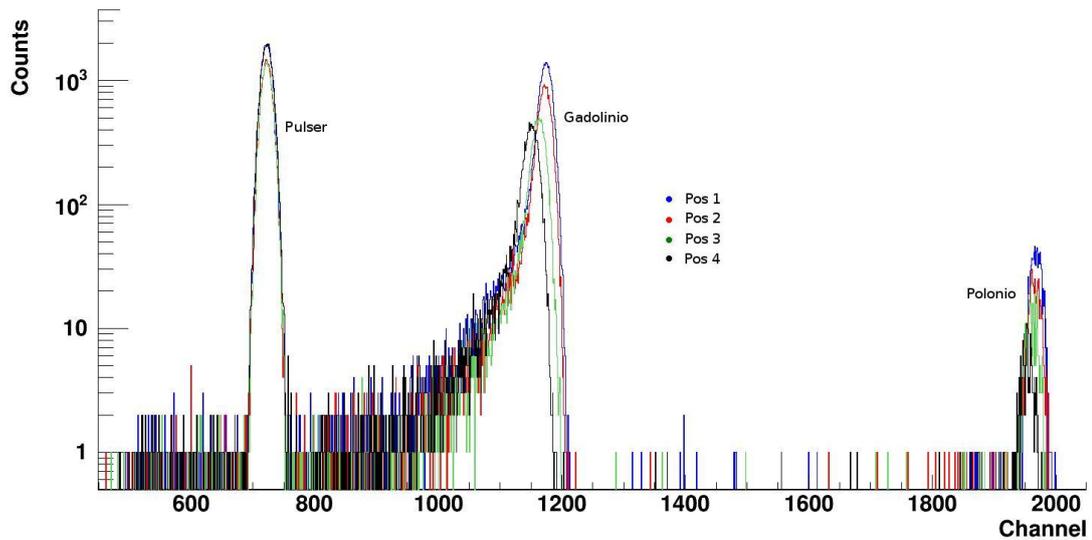


Figura 4.11: Comparativa entre los espectros obtenidos para distintas posiciones y la misma configuración. A medida que aumenta la posición (para este cuadrante corresponde a alejar las fuentes) los picos se desplazan a energías menores por motivo de la capa inerte. Ver figura 4.12.

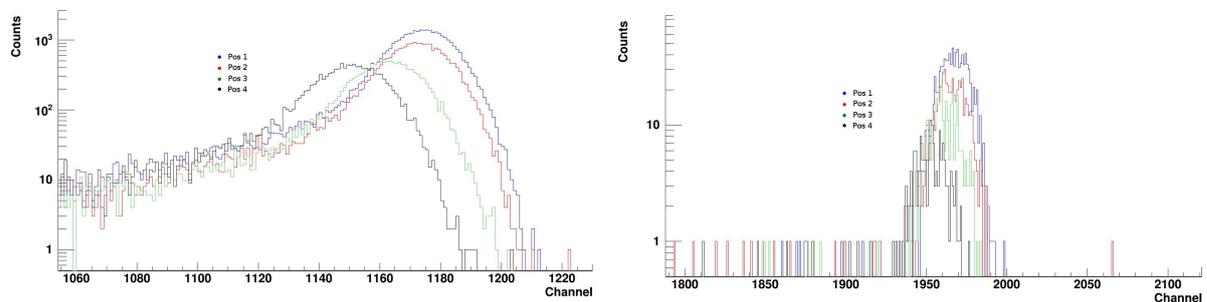


Figura 4.12: Comparativa de los espectros ampliados para las zonas correspondientes al Gadolinio (izquierda) y Polonio (derecha).

Podemos apreciar claramente el efecto de la capa inerte desplazando los picos hacia energías menores en el espectro. El efecto es mayor para los picos de Gadolinio al tener mayor poder frenado y perder más energía en la capa (esto lo veremos más adelante).

Si observamos el espectro a bajas energías vemos que hay un pico que no se corresponde con partículas emitidas por ninguna fuente. Este pico es el pulser que hemos comentado en la sección 4.4.3. Para que los espectros puedan ser utilizados en el cálculo del espesor de una capa inerte determinada deben tener el pulser situado en el mismo canal electrónico además de la misma resolución.

Como vemos en la figura el efecto relativo del desplazamiento se aprecia mejor entre las posiciones 1 y 4 por lo que esas dos son las que vamos a tomar para este cálculo de ejemplo.

Para la realización del cálculo debemos extraer la información que necesitamos de estos espectros, en este caso los centroides. Para ello vamos a ajustar cada pico a una *gaussiana* de forma que utilizaremos el valor de su centroide como el valor del centroide del pico más un cierto error.

Por lo comentado anteriormente el pico de Gadolinio no tiene una forma *gaussiana* en su totalidad por lo que solo hemos realizado un ajuste parcial del pico en su zona superior donde su comportamiento si es *gaussiano*. Debido a esto, con el objetivo de no subestimar el error asociado al centroide no hemos considerado el error aportado por el ajuste sino uno mayor, de modo que incluyamos en el cualquier posible efecto. En las figuras 4.13 y 4.14 podemos ver unos ejemplos de ajustes para una de las posiciones escogidas para calcular el espesor de la capa inerte.

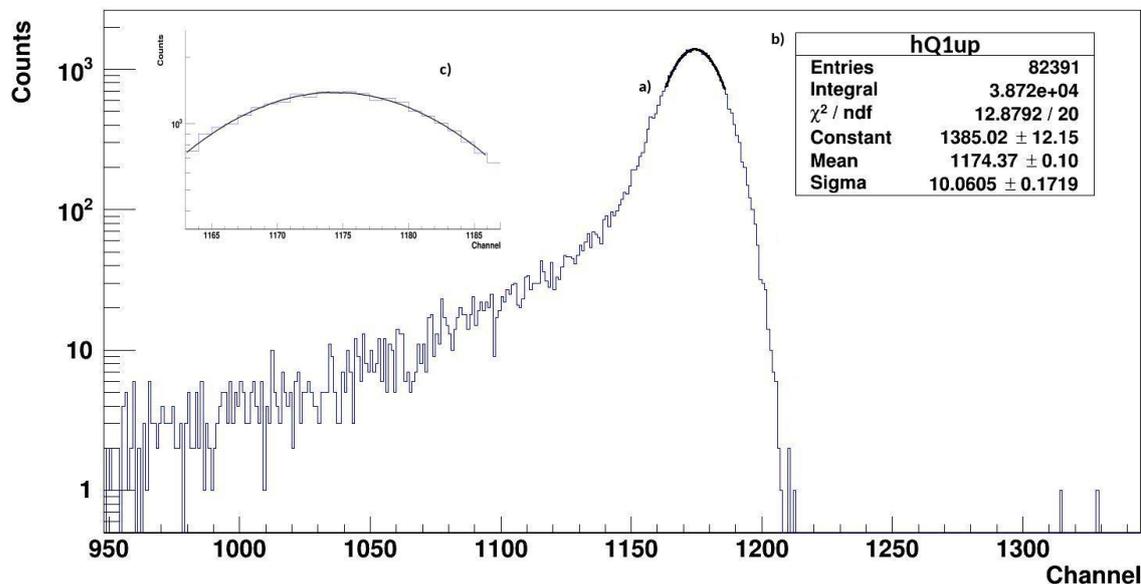


Figura 4.13: Ejemplo de ajuste del pico de Gadolinio para la obtención de los centroides utilizados para el cálculo del espesor de la capa inerte. a) ajuste general, b) valores del ajuste calculados por el programa root (solo nos interesará el centroide, Mean en la figura) y c) ampliación de la zona ajustada, vemos que el ajuste *gaussiano* en esa zona es muy preciso.

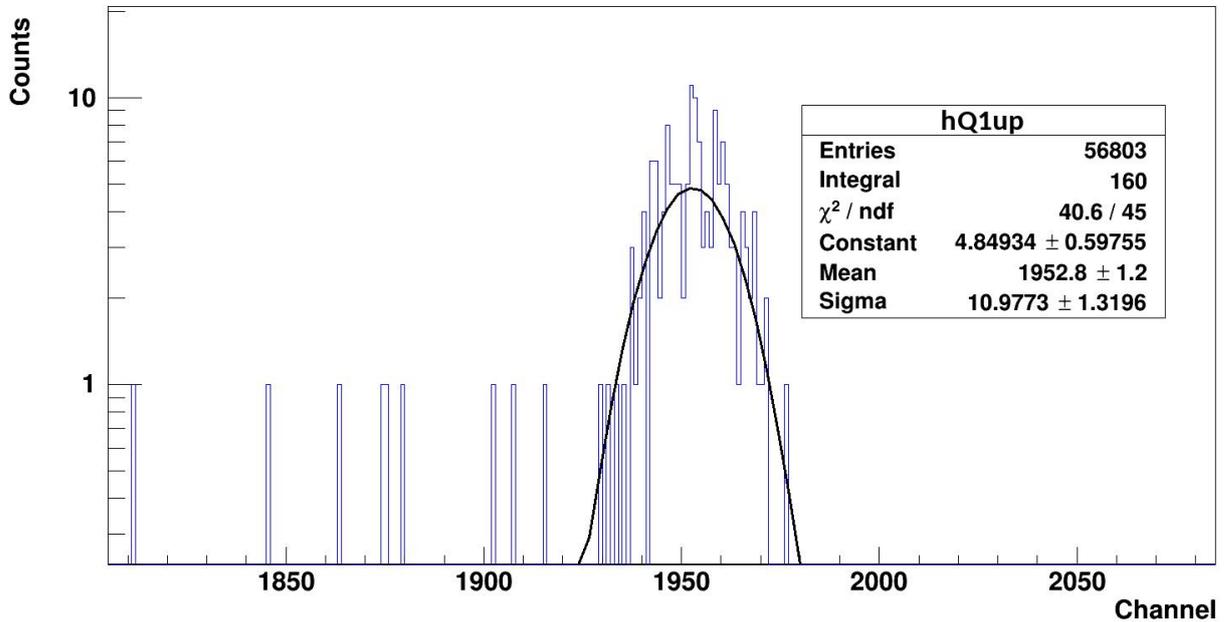


Figura 4.14: Ejemplo de ajuste del pico de Polonio para la obtención de los centroides utilizados para el cálculo del espesor de la capa inerte. Podemos apreciar la baja estadística que tenemos para este pico, aunque como veremos no será algo influyente a la hora de calcular los valores del espesor de la capa inerte.

Una vez que tenemos los centroides (solo hemos calculado los correspondientes a la posición 1, necesitaríamos también el Gadolinio o Polonio de la posición 4, no exponemos su ajuste por brevedad) y que conocemos los ángulos de las posiciones con que estamos tratando (ver 4.3) debemos escoger el poder de frenado que vamos a utilizar en los cálculos.

Como sabemos del capítulo 1, el poder de frenado varía al cambiar la energía de las partículas, por lo que el poder de frenado de las partículas incidentes cambiará de valor a medida que se desplazan por la capa inerte. Debido a esto debemos determinar cual va a ser el poder de frenado que vamos a utilizar para obtener los resultados finales. Para determinar este valor primero hemos realizado un cálculo del espesor de la capa inerte con los valores del poder de frenado de las partículas alfa a su energía incidente 183.7 y 136.5 keV/ μm para el Gd y Po respectivamente. Este cálculo nos dio un resultado de 1.01 μm . Si ahora con este valor del espesor de la capa calculamos el valor del poder de frenado de las partículas al final del recorrido, obtenemos 189.9 y 137.9 keV/ μm . Debido a esto, el valor del poder de frenado que hemos considerado para el cálculo de los resultados finales ha sido el valor medio entre los poderes de frenado iniciales y finales, tomando los valores 186.8 y 137.2 keV/ μm y unos errores de 3.1 y 0.7 keV/ μm para Gadolinio y Polonio respectivamente. Donde hemos comprobado con el programa SRIM que para el intervalo de energía que se pierde en la capa inerte el poder de frenado tiene un comportamiento lineal.

Para la realización de este cálculo concreto también vamos a seleccionar por tanto estos

valores medios del poder de frenado.

Una vez que tenemos toda esta información simplemente debemos proceder al cálculo de los determinantes obteniendo lo siguiente:

$$x = \frac{\begin{vmatrix} 1174.37 & 1 & 3182.19 \\ 1150.27 & 1 & 3182.19 \\ 1952.80 & 1 & 5304.38 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1174.37 & 1 & 186.80 \\ 1150.27 & 1 & 264.87 \\ 1952.80 & 1 & 194.54 \end{vmatrix}} = 0.84 \mu m \quad (4.6)$$

Por último nos queda por determinar el error que vamos a considerar.

Como habíamos dicho tenemos 9 magnitudes susceptibles de introducir error. Los errores que hemos considerado han sido 0.5 canales para los centroides y 0.25 mm para las posiciones (lo que nos dará un error en los tres ángulos, que es el que comentaremos) y el error que hemos comentado antes del poder de frenado 3.1 y 0.7 keV/ μm . Si con estos valores realizamos el cálculo de las derivadas parciales de la ecuación 4.2 y sustituimos en la expresión obtenemos el siguiente resultado (no lo hacemos detalladamente por brevedad).

$$x = 0.84 \pm 0.10 \mu m \quad (4.7)$$

Este procedimiento lo hemos realizado así para los 100 cuadrantes con los que hemos podido medir.

Los resultados los podemos ver en la siguiente sección.

4.6. Resultados

En esta sección vamos a presentar los resultados obtenidos de los cálculos indicados antes. Como sabemos los detectores están pixelados de forma que cada cuadrante actúa como un detector individual a la hora de calcular el espesor de la capa inerte. Por este motivo tenemos un valor con su error para cada uno de los cuadrantes de todos los detectores. Como el proceso de fabricación se hace mediante láminas individuales para cada detector que luego son pixeladas, se espera que dentro de cada detector el valor para el espesor de la capa inerte sea homogéneo (dentro de nuestro error) para todos los cuadrantes correspondientes a un mismo detector. Es por esto que como resultado numérico vamos a dar el valor medio para el espesor de la capa inerte de cada detector haciendo una media entre todos los cuadrantes activos de cada detector, y el error que le asociaremos será el correspondiente a la media de los errores.

Los valores de todos los cuadrantes no van a ser indicados individualmente (tenemos 100 cuadrantes) pero si los podemos ver representados en las figuras 4.15 y 4.16 para la geometría doble y cuádruple respectivamente.

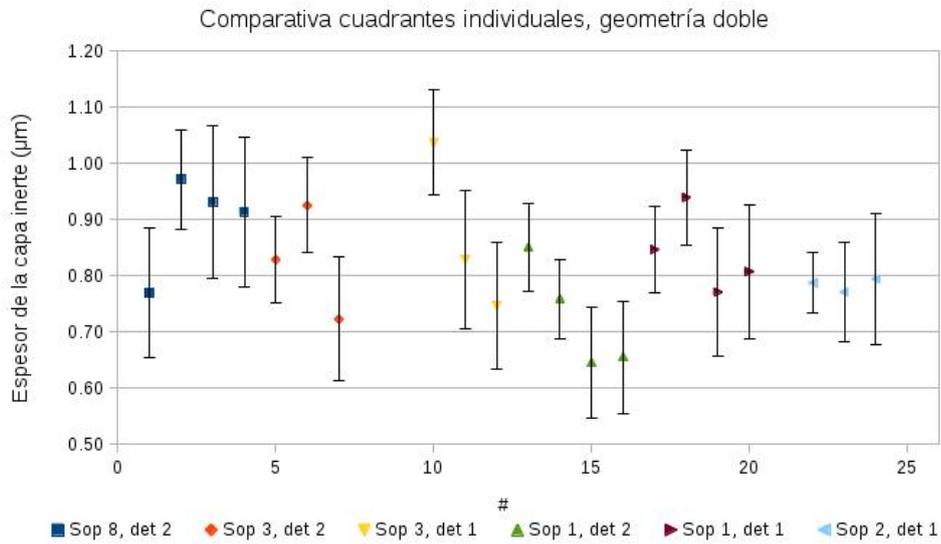


Figura 4.15: Resultados del espesor de la capa inerte para la geometría doble.

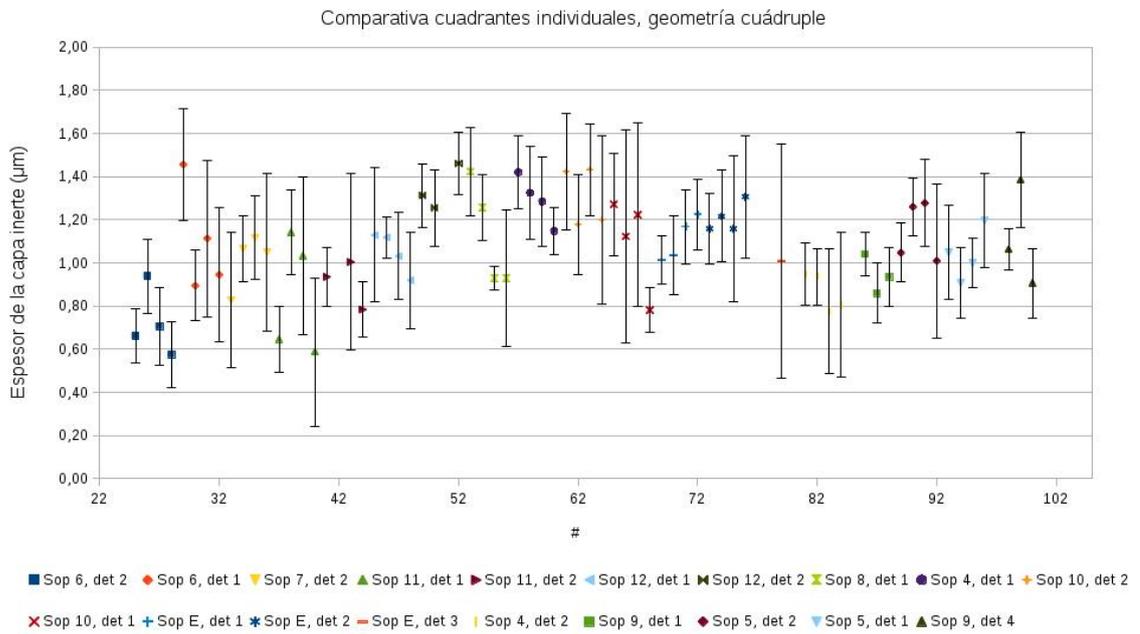


Figura 4.16: Resultados del espesor de la capa inerte para la geometría cuádruple. Sop, soporte; det, detector.

Como podemos ver, salvo en casos concretos los valores son compatibles entre si a dos sigmas. Esto refuerza la idea de dar un valor conjunto para la capa inerte de un detector completo. Este valor con su error lo hemos calculado a partir de estos resultados como describiremos más adelante.

Si ahora representamos de forma conjunta los valores obtenidos para la geometría doble y cuádruple tenemos lo siguiente.

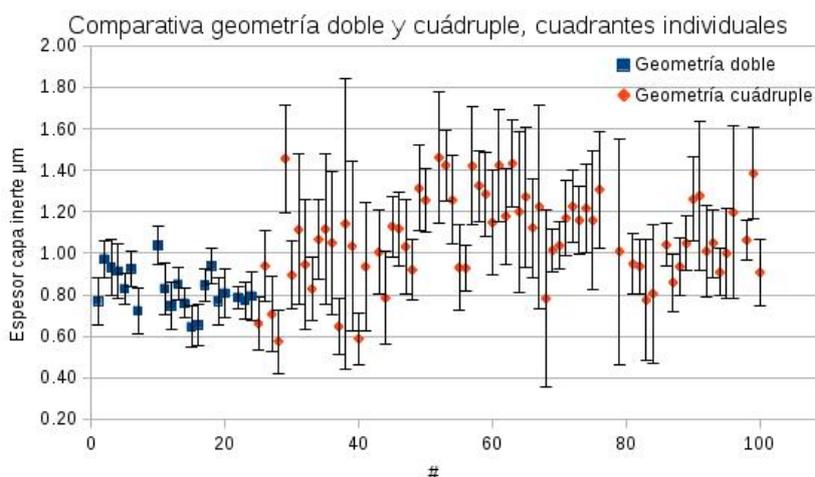


Figura 4.17: Comparativa entre ambas geometrías.

Vemos que para los soportes de geometría doble se obtienen unos valores con un error que oscila del 7 al 12%. Si ahora observamos lo que ocurre con la segunda geometría nos damos cuenta de que se produce una clara diferencia. Aumenta la dispersión de los valores y el error pasa a estar entre el 7-45%.

El error en esta segunda geometría es tan variable debido a que, al disponer de pocas medidas, unas posiciones se veían favorecidas frente a otras en cuanto al error, lo que produce este intervalo tan amplio. También se aprecia que el valor medio de la segunda geometría es algo más elevado que el que se obtiene para la primera, esto puede indicar que podemos tener algún pequeño error experimental a la hora de tomar o las primeras o las segundas medidas (o ambas), en cualquier caso este error está incluido en el error asociado a cada valor.

Como resultado final vamos a dar un valor de la capa inerte global para cada detector a partir de los resultados obtenidos para sus cuadrantes individuales. El resultado final será el obtenido de realizar la media de los valores individuales de cada cuadrante para un mismo detector y su error será igual a la media de los errores de los cuadrantes individuales.

En la tabla 4.3 podemos ver los resultados de realizar este cálculo. Como hemos comentado antes este será nuestro resultado final y es el que utilizaremos para análisis posteriores.

Para hacernos una idea gráfica podemos ver representados los datos de la tabla 4.3 en la figura 4.18.

Número de serie	# Soporte	Detector	Espesor de la capa inerte (μm)	Error
2103-19 red	1	1	0.84	0.10
2093-11 blue		2	0.73	0.09
2200-13 red	2	1	0.78	0.09
2200-7 blue		2	SD	
2186-22	3	1	0.87	0.11
2194-25		2	0.82	0.09
2200-15 red	4	1	1.29	0.23
2200-5 red		2	0.87	0.23
2200-9 blue	5	1	1.04	0.23
2200-24 red		2	1.15	0.23
2186-24	6	1	1.10	0.27
2194-24		2	0.72	0.16
2200-13 red	7	1	SD	
2200-7 blue		2	1.02	0.26
2200-9 blue	8	1	1.13	0.17
2200-24 red		2	0.90	0.12
2200-16 red	9	1	0.94	0.13
2194-22		2	SD	
2186-21 blue		3	SD	
2200-14 red		4	1.12	0.16
2200-8 blue	10	1	1.10	0.37
2200-11 blue		2	1.31	0.28
2200-10 blue		3	ROTO	
2200-8 red		4	ROTO	
2200-25 red	11	1	0.85	0.34
2103-17 red		2	0.91	0.28
2200-15 blue		3	ROTO	
2200-20 red		4	ROTO	
2200-22 red	12	1	1.05	0.17
2200-18 blue		2	1.34	0.24
2200-23 blue		3	SD	
2217-11		4	SDET	
2200-4 blue	E	1	1.11	0.14
2200-3 red		2	1.21	0.25
2200-12 red		3	1.01	0.54
2217-14		4	SDET	

Tabla 4.3: Resultados finales obtenidos para el valor del espesor de la capa inerte de cada detector. SD, sin datos; SDET, sin detector.

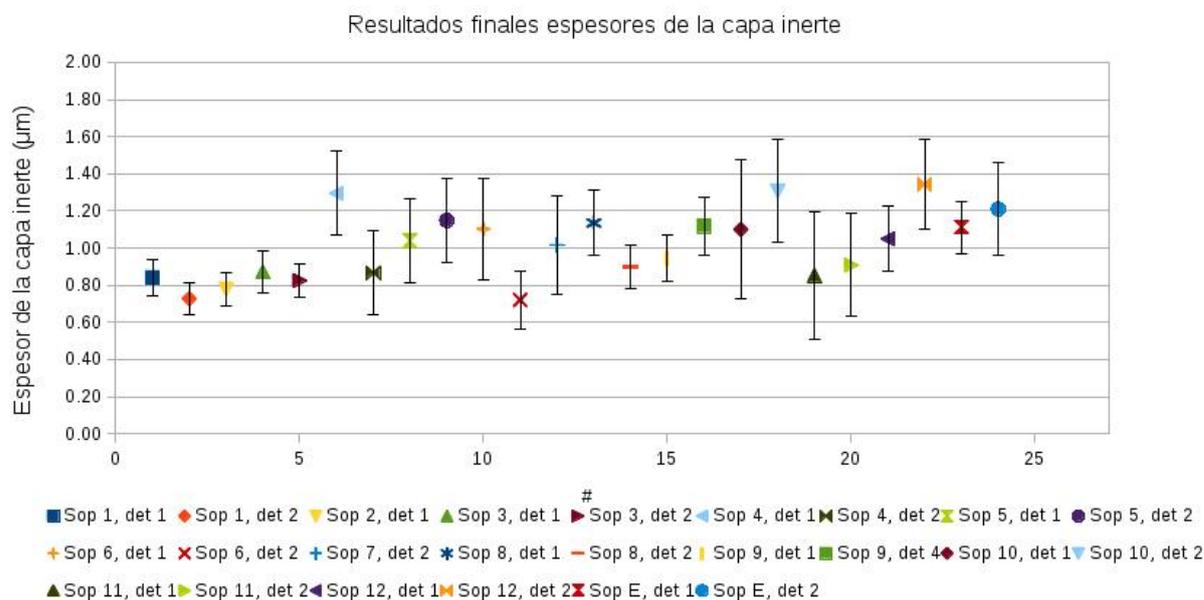


Figura 4.18: Representación gráfica de los resultados finales. Sop, soporte; det, detector.

Por último conviene comentar brevemente algunos aspectos sobre los errores.

La influencia relativa del error de cada magnitud al error total la podemos ver en la tabla 4.4.

Geometría doble	Contribuciones relativas %	Geometría cuádruple	Contribuciones relativas %
ΔCh1	10-14	ΔCh1	8-14
ΔCh2	10-14	ΔCh2	8-14
ΔCh3	0	ΔCh3	0
ΔS1	21-31	ΔS1	21-31
ΔS2	21-31	ΔS2	21-31
ΔS3	0	ΔS3	0
ΔCos1	0	ΔCos1	0-25
ΔCos2	21-31	ΔCos2	20-31
ΔCos3	0	ΔCos3	0

Tabla 4.4: Influencia relativa del error de cada magnitud al error total para ambas geometrías. Los errores en los cosenos se corresponden con el error en posición (0.25 mm) y todos los demás son los que hemos indicado en la sección anterior. Como aclaración los errores utilizados en este cálculo son los correspondientes a los cuadrantes individuales y no a los detectores completos, ya que los errores de los detectores completos se obtienen como la media de los errores de los cuadrantes individuales.

La contribución mayoritaria al error está asociada casi completamente a la información obtenida de los picos de la fuente ^{148}Gd , siendo despreciable la contribución al error total debida a la información relacionada con la fuente de ^{210}Po (esto es bueno ya que debido a la baja actividad de la fuente no teníamos una muy buena estadística para este pico como podemos comprobar en los espectros mostrados antes) tanto en centroide como en ángulo. La influencia relativa del error asociado a los canales y poderes de frenado es similar para ambas geometrías.

En la influencia de los errores asociados a los ángulos sí apreciamos una diferencia. Para el caso de $\Delta\text{Cos}2$, que es el correspondiente a la posición *no normal* respecto al cuadrante que estamos tratando la influencia en las dos geometrías es del mismo orden, sin embargo si nos fijamos en la magnitud $\Delta\text{Cos}1$ esto no es así. Siempre que era posible, $\text{Cos}1$ era el ángulo asociado a la posición normal respecto al cuadrante con el que estuviéramos trabajando (0 grados), sin embargo para la geometría 2, al reducir las medidas, no siempre era posible disponer de una medida en la posición normal a cada cuadrante. De esta forma el valor del error asociado a la magnitud $\Delta\text{Cos}1$ para la geometría 2 comienza en 0, posición normal a la fuente y aumenta a medida que nos separamos de esta posición.

En cuanto al poder de frenado vemos que tiene una contribución al error muy importante. El error asociado a esta magnitud podría ser reducido cambiando el método de cálculo, utilizando un programa de minimización que considere la variación del poder de frenado durante el recorrido de la partícula por la capa inerte, a partir de valores tabulados que podemos introducir, por ejemplo, del programa SRIM.

Tras exponer los resultados pasaremos a describir sus efectos en la siguiente sección.

4.7. Efectos de la Capa Inerte

Como ya hemos comentado, el efecto principal va a consistir en la disminución de la energía de las partículas incidentes al detector. El poder de frenado disminuye a medida que aumenta la energía por lo que es de esperar que los efectos sean menores a medida que aumenta esta. También esperamos que este efecto sea distinto en función de las partículas que estamos detectando ya que las partículas con más Z (número atómico) tienen más poder de frenado por lo que esperamos que el efecto sea mayor. En las figuras 4.19 y 4.20 podemos ver un cálculo que reproduce el efecto sobre la determinación de la energía que produce la presencia de la capa inerte en el detector, el cálculo ha sido realizado para partículas alfa y protones respectivamente.

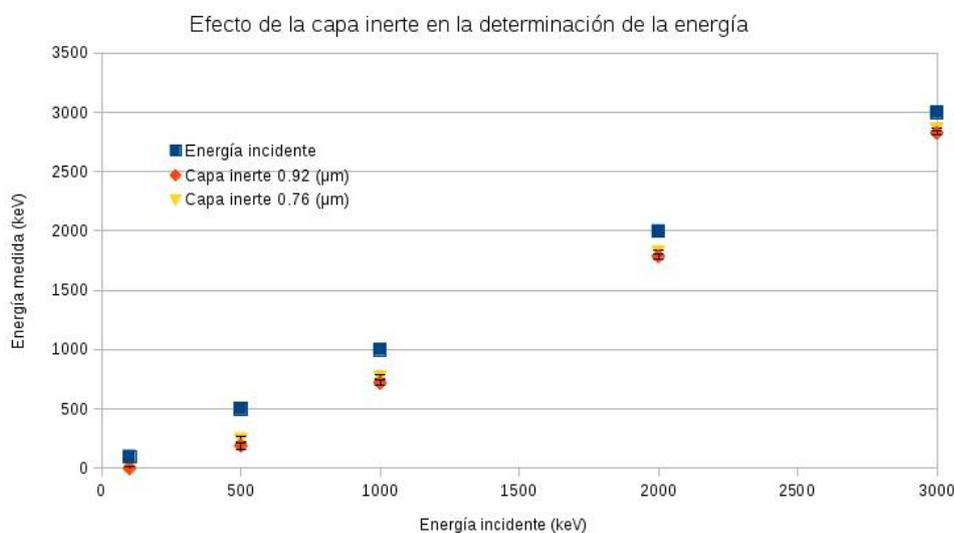


Figura 4.19: Comparativa entre el efecto producido por distintos espesores de capa inerte en la determinación de las medidas de energía por parte del detector. “Energía medida” indica qué cantidad de energía se ha depositado en la zona activa del detector. La energía incidente será igual a la energía medida más la energía perdida en la capa inerte.

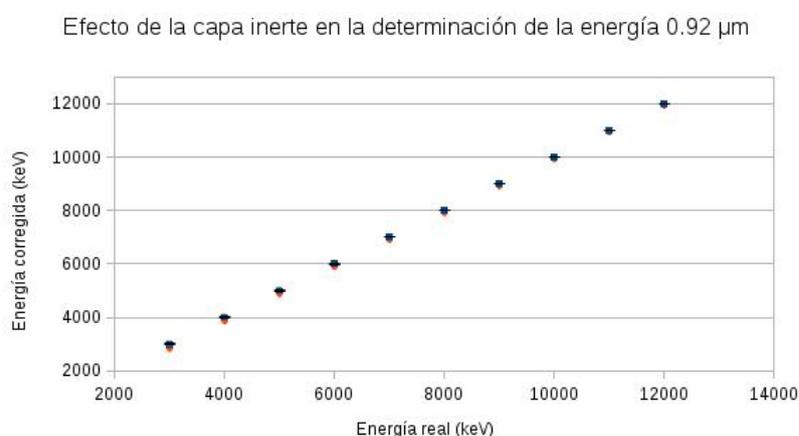


Figura 4.20: Efecto de la capa inerte en la determinación de la energía para protones de distinta energía (energías altas).

Como podemos ver, el efecto (desplazamiento de la energía medida respecto al de la energía incidente) es más notable para el mayor espesor de la capa inerte y se reduce a medida que aumentamos la energía.

Para altas energías (en protones) vemos que el efecto no es suficiente para variar el valor de la energía corregida en gran medida, estando el valor de la energía inicial dentro de nuestro intervalo de error (por lo que no somos capaces de apreciar el efecto).

Para el caso de las partículas alfa, la diferencia sigue siendo significativa hasta energías por encima de 3000 keV mientras que para los protones dejaba de serlo en energías de unos 600 keV. Esto ocurre debido a que las partículas alfa tienen un poder de frenado mayor que el de los protones por tener un valor de su número atómico mayor (ver ecuación 1). Debido a esto solo va a ser importante considerar el efecto de la capa inerte para estudios a baja energía o con partículas con una importante capacidad de ionización (el rango de energías en las que el efecto es importante dependerá del tipo concreto de partícula con el que estemos trabajando).

El efecto de la capa inerte para partículas alfa a altas energías es idéntico (en otro rango de energía) al que podemos ver en la figura 4.20 para protones, por lo que no presentamos su gráfica por brevedad.

El espesor de la capa inerte nos introduce un mínimo de energía que somos capaces de detectar, no pudiendo detectar partículas que no depositen energía más allá de dicha capa. Estas energías son del orden de 100 keV y 200 keV para protones y partículas alfa respectivamente por lo que los detectores no pueden operar para partículas incidentes de este rango energético.

Otro efecto importante a tener en cuenta es la distinta influencia en la determinación de la energía que puede tener la capa inerte al variar el ángulo de incidencia de las partículas sobre el detector. En la figura 4.21 podemos ver un cálculo en el que se determina este efecto para distintas energías de incidencia de las partículas. Este cálculo ha sido realizado para partículas alfa.

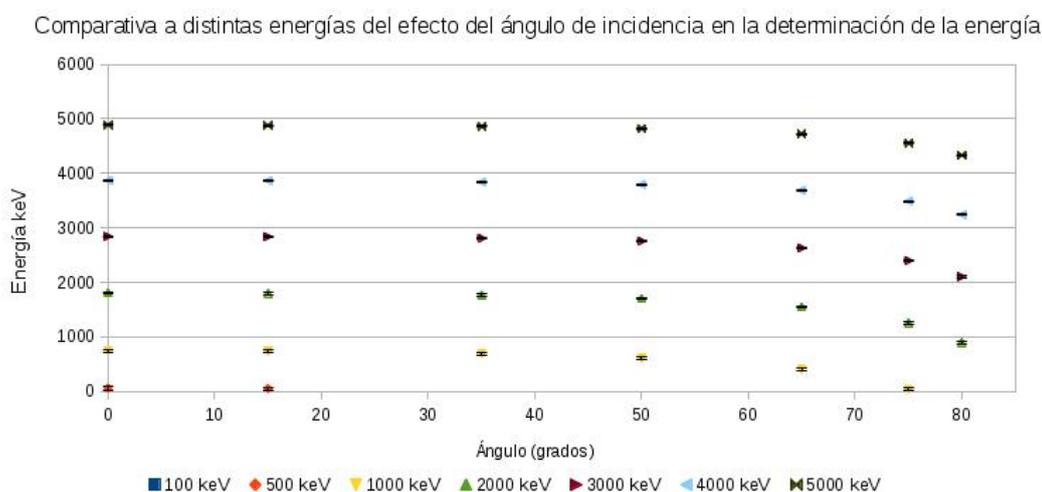


Figura 4.21: Efecto de la capa inerte en la determinación de la energía de partículas alfa de distinta energía incidente en función del ángulo.

Vemos que a medida que aumenta el ángulo (la distancia recorrida en la capa inerte aumenta

con este) las partículas pierden más energía al recorrer una distancia mayor en la capa inerte, apreciándose una reducción más notable para ángulos mayores (a partir de 50 grados) a energías bajas. Si calculamos la relación entre el valor de la energía a 80 grados respecto a su valor a 0 grados para todos los casos y lo representamos obtenemos lo que podemos ver en la figura 4.22.

Porcentaje relativo de energía medida entre ángulos de incidencia de 80 y 0 grados

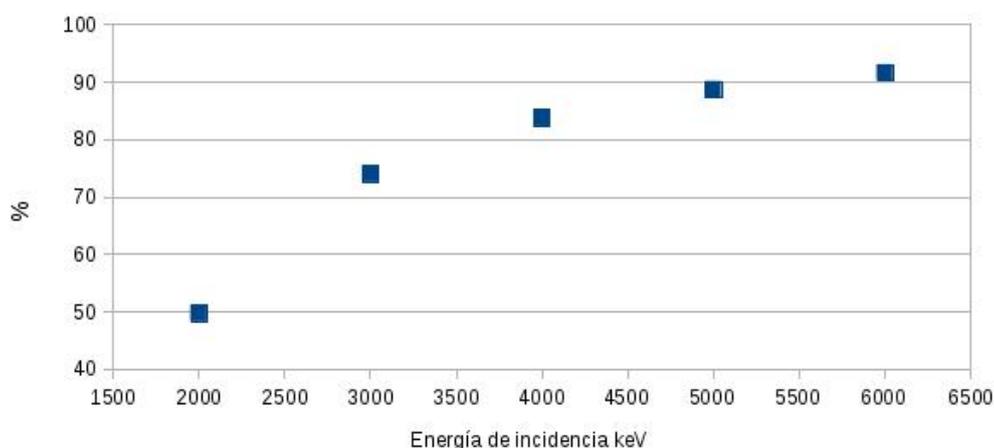


Figura 4.22: Porcentaje relativo de la energía medida a un ángulo de incidencia de 80 grados respecto a la medida a 0 grados para partículas alfa.

Como podemos comprobar, a medida que aumentamos la energía la gráfica tiende al 100%. Esto nos indica que la importancia del ángulo de incidencia en la determinación de la energía se reduce considerablemente al aumentar esta, lo que es una consecuencia directa de la disminución del poder de frenado de las partículas incidentes con la energía. Según este cálculo, para partículas alfa de 6 MeV, al pasar de medir con una incidencia de 0 grados a 80 grados solo nos va a reducir el valor medido de la energía a un 92 % del valor inicial, por lo que esto ratifica que la importancia de los efectos de la capa inerte está centrada en la zona de bajas energías.

Para observar mejor la tendencia hemos representado una gráfica similar a la figura 4.21 pero para una energía de 3000 keV con ángulos entre 0 y 35. Los resultados los podemos ver en la figura 4.23.

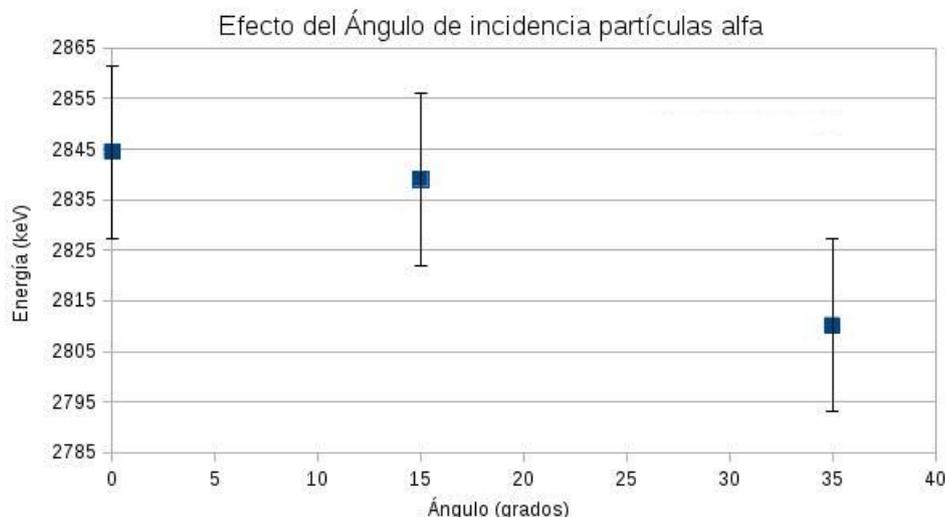


Figura 4.23: Efecto de la capa inerte en la determinación de la energía de partículas alfa de energía incidente 3000 keV en función del ángulo.

Por último debemos relacionar el efecto del ángulo de incidencia que acabamos de comentar con el montaje de la Si-Ball que describiremos en el siguiente capítulo. Nuestra geometría está diseñada de forma que, en el centro de cada soporte de los detectores, la normal a su superficie coincida en su dirección con el blanco donde se producen las partículas que queremos medir (ver figura 2.9 y capítulo 5). De esta forma las partículas emitidas por el blanco van a llegar normales a los centros de los soportes y con un cierto ángulo a cada cuadrante de los distintos detectores del soporte.

Para la geometría cuádruple por ejemplo tendremos tres ángulos diferentes. A partir de la información que podemos ver en la figura 4.6 y sabiendo que el blanco está situado a 16 centímetros de los centros de los soportes podemos calcular el ángulo de incidencia que tendrán las partículas salientes del blanco respecto a la normal de cada cuadrante. Estos ángulos son tres 9, 16 y 21 grados. Como podemos ver en la figura 4.23 el efecto del ángulo de incidencia para la determinación de la energía comienza a ser importante antes de 35 grados (a 3000 keV) si bien el efecto está incluido dentro del intervalo de error a ángulos pequeños, siendo necesarios ángulos mayores para apreciar un efecto significativo a medida que aumentamos la energía. Debido a esto, consideramos que el efecto para los ángulos de la Si-Ball podría llegar a ser importante para determinadas energías por lo que se deberá estudiar en cada caso. Además de esto la geometría de la Si-Ball puede ser modificada en función de las necesidades. Esto se ha realizado en ciertas ocasiones, combinando la Si-Ball con otros detectores como DSSSD, implantándose lejos del centro geométrico. El efecto del ángulo por tanto puede verse modificado al variar su geometría.

Una vez comprendido el funcionamiento de los detectores y presentados los resultados de caracterización del mismo, en el siguiente capítulo vamos a describir el montaje que hemos realizado en el CMAM con el fin de realizar estudios posteriores fuera del ámbito de este trabajo.

“Después de todo aún estoy en fase de experimentación y voy orientándome a tientas. Sin embargo, pensándolo bien... los silbidos fueron en verdad excesivos”.

Johannes Brahms

Capítulo 5

Montaje en el CMAM

En el siguiente capítulo vamos a describir brevemente el montaje de la Si-Ball que hemos instalado en el CMAM. Previamente describiremos la instalación y la línea de física nuclear en la que se ha instalado el dispositivo.

5.1. CMAM

El CMAM o Centro de Micro-Análisis de Materiales es un centro de investigación perteneciente a la Universidad Autónoma de Madrid que dispone de un acelerador de partículas electrostático con voltaje máximo de trabajo de 5 MV.

Para una información más amplia sobre la física de los aceleradores de partículas se puede consultar esta referencia [Wil01].

El acelerador es un *tándem* de tipo *Cockroft-Walton* [BPMMC13] y está formado por un complejo sistema electrónico de capacitores y diodos encargados de generar altos voltajes. Estos circuitos se denominan *cascadas multiplicadoras de voltaje*.

En la figura 5.1 podemos ver una imagen del acelerador.



Figura 5.1: Acelerador lineal del CMAM. La salida del haz hacia las líneas se corresponde con la parte izquierda de la imagen.

Para que el acelerador funcione se le deben inyectar los iones que queremos acelerar. Para ello

el CMAM dispone de dos tipos de fuentes, una de plasma encargada de producir los elementos gaseosos y otra de *sputtering*, que permite obtener prácticamente cualquier elemento de la tabla periódica a partir de un blanco sólido.

Como hemos comentado el acelerador es un tipo tándem, esto quiere decir que el proceso de aceleración tiene lugar en dos etapas. En la figura 5.2 podemos ver un esquema interno del acelerador.

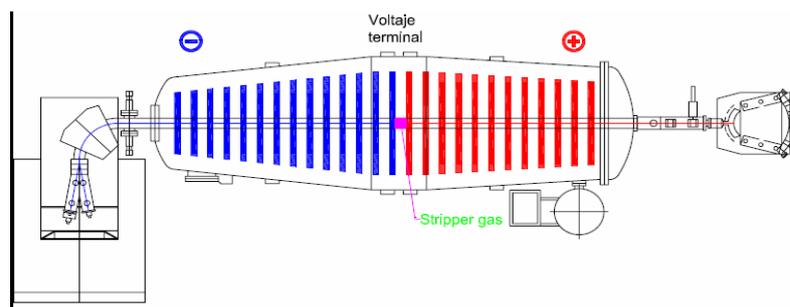


Figura 5.2: Esquema interno del acelerador del CMAM. Las secciones azul y rojo se corresponden con la primera y segunda etapa de aceleración respectivamente.

El voltaje está dividido en dos sectores con distinta polaridad de forma que ambas contribuyen a la aceleración del ión. El proceso que sigue un proyectil desde que es generado hasta el final es el siguiente:

En primer lugar el ión producido por la fuente, generalmente con carga negativa, es acelerado en la primera etapa de aceleración. Al cambiar la polaridad del potencial en la mitad del acelerador debemos invertir de signo la carga neta del ión, de forma que las dos etapas tengan el mismo efecto de aceleración que buscamos. Para ello debemos eliminar electrones del ión (salen iones negativos de las fuentes). Esto se hace mediante un *stripper gas* situado en la zona central del acelerador (ver figura 5.2) con el que interacciona el haz cediéndole electrones. Este gas suele ser de metales alcalinos como Na, Li o K en estado gaseoso. De esta forma en el último sector los núcleos son también acelerados y distribuidos mediante imanes. De este acelerador salen distintas líneas (entre ellas la de física nuclear) destinadas a propósitos muy variados. Entre las diversas cosas para las que es utilizado están la caracterización de materiales, física de superficies, estado sólido y estudios de obras de arte y arqueometría.

Existen algunas características a tener en cuenta, como hemos dicho las fuentes generan los proyectiles con carga negativa, sin embargo no es posible conseguir un estado de carga negativa estable en todos los casos. Debido a esto hay ciertos elementos o compuestos que no podemos acelerar de esta forma, como son el Nitrógeno y gases nobles entre otros, aunque si pueden ser acelerados alojándolos por ejemplo en compuestos moleculares con estados de carga negativa estable. También hay que tener en cuenta la eficiencia del proceso de intercambio de carga en la zona central, que suele ser entre un 0.5 y 3 %.

También es importante saber cual va a ser la energía que vamos a obtener de nuestro acelerador, para ello debemos sumar las dos contribuciones distintas que tenemos, la primera de ellas será $E = 1 \cdot V \cdot e$ ya que los estados de carga negativos son difíciles de obtener y

generalmente no suelen ser menores que -1. La segunda irá como $E = N \cdot V \cdot e$ donde N es el estado de ionización en el que queda el núcleo tras el proceso de intercambio de carga. De esta forma la energía total que vamos a obtener es la siguiente.

$$E_{final} = E_{fuente} + (N + 1)Ve \quad (5.1)$$

Donde el primer término se corresponde con la posible energía cinética con la que salen los proyectiles de la fuente, en la mayoría de los casos será despreciable comparada con la obtenida durante los procesos de aceleración.

Por último es importante comentar algo más en concreto la línea de física nuclear ya que es donde hemos realizado nuestro montaje experimental. En la figura 5.3 y 5.4 podemos ver una imagen esquemática y real de dicha línea, así como dos imágenes reales de la cámara de vacío de la Si-Ball en la figura 5.5.

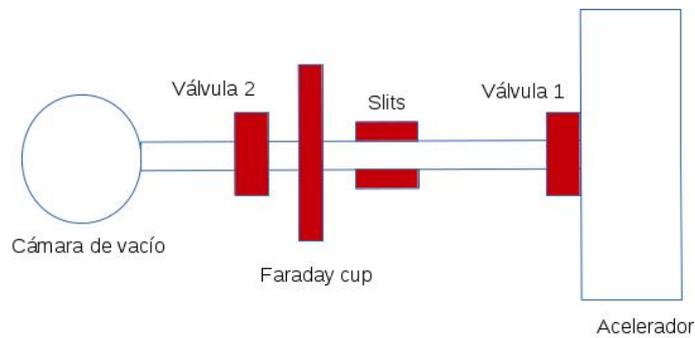


Figura 5.3: Esquema de la línea del CMAM destinada a la Física nuclear. La sección entre la cámara de vacío y el acelerador se corresponde con la línea por donde atraviesan los proyectiles. Entre la válvula 1 y el acelerador están situados unos imanes deflectores encargados de dirigir el haz al lugar deseado.

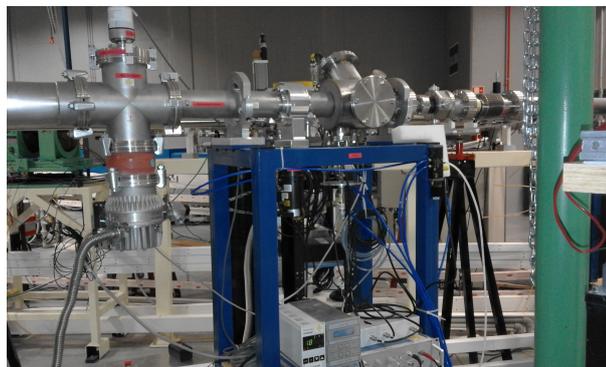


Figura 5.4: Imagen real de la Línea de Física nuclear



Figura 5.5: Imágenes reales de la cámara de vacío de la Si-Ball donde será realizado el montaje de los detectores comentado durante el trabajo.

A parte de todos estos componentes que podemos ver tenemos diversos sistemas de vacío, el acelerador trabaja internamente en vacío por lo que las válvulas sirven como controles y solo se pueden abrir si las presiones a ambos lados son similares. La presión de trabajo suele estar comprendida entre 10^{-5} y 10^{-7} mbarn dependiendo del tramo aunque al abrir las válvulas se igualan instantáneamente.

Como vemos tenemos dos sistemas que no hemos comentado hasta ahora, vamos a describir brevemente cada uno de ellos.

Faraday Cup

Una *Faraday Cup* es un sistema metálico diseñado para capturar partículas cargadas en vacío. La corriente resultante puede ser medida y utilizada para inferir el número de partículas que están incidiendo en el dispositivo, pudiéndose determinar la corriente o intensidad del haz.

Dispone de un sistema de voltaje que evita que los electrones generados por el impacto del haz en la *Faraday cup* sean también detectados y se mida un exceso de corriente.

Slits

Los *Slits* son cuatro láminas metálicas ajustables que permiten medir la corriente que incide en ellas. Sirven para comprobar la localización del haz y se pueden variar mediante unas tuercas situadas en la línea del acelerador.

La *Faraday cup* y el resto de dispositivos como las válvulas son controlados mediante un sistema neumático desde la propia línea o desde la zona de control del acelerador.

Previo montaje de la Si-Ball hubo que realizar una puesta a punto de la línea experimental. Tuvimos problemas con los compresores encargados de controlar los sistemas de la línea así como los interruptores encargados de controlar las válvulas que fueron solucionados.

A parte de esto alineamos la línea desde nuestra cámara de vacío hasta la válvula 1 que da entrada al acelerador. Para ello utilizamos un Teodolito, en primer lugar determinando la altura gracias a unas marcas que se encuentran en las paredes de la nave y que indican la altura a la que se encuentra la salida del acelerador y posteriormente alineando cada uno de los sistemas que hemos comentado antes con esa salida, variando la posición de la cámara de vacío mediante unos tornillos.

Este es un proceso dificultoso a la vez que determinante si queremos obtener la máxima transmisión de haz hasta nuestro sistema. En cualquier caso disponemos de cierta capacidad de control sobre el haz de forma que podemos hacer que impacte contra el blanco aunque la alineación no sea completamente perfecta.

5.2. Montaje Actual de la Si-Ball

En esta sección vamos a describir brevemente el montaje que se encuentra actualmente en el CMAM.

En las figuras 5.6 y 5.7 podemos ver dos imágenes del montaje actual donde están indicados los soportes que están colocados y el detector correspondiente en cada caso.

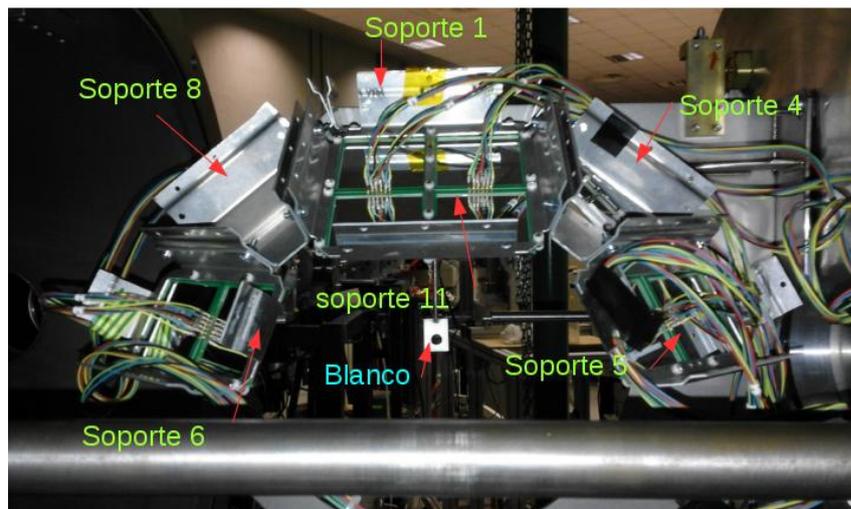


Figura 5.6: Imagen del montaje actual instalado en el CMAM, sentido contrario al haz.

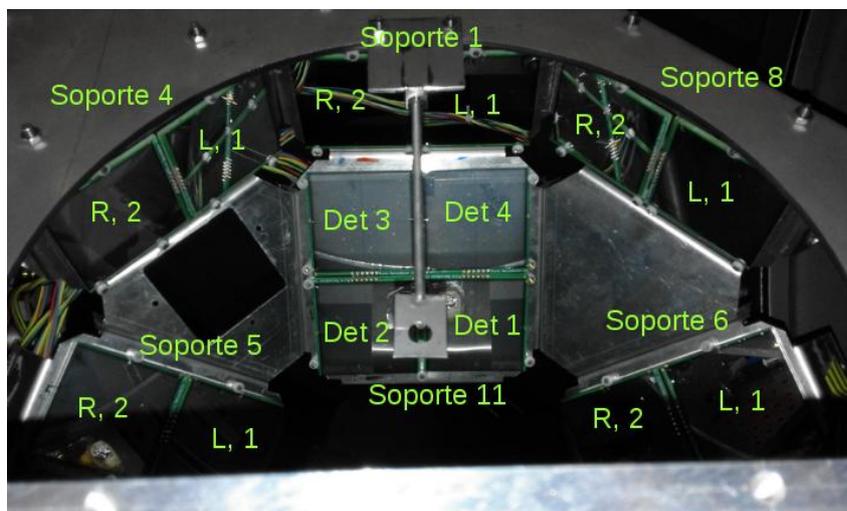


Figura 5.7: Imagen del montaje actual instalado en el CMAM, sentido del haz.

En la figura 5.8 podemos ver un esquema indicando qué detectores están asociados a cada “pasamuros”. Esto será importante para comprender qué cuadrante del montaje está asignado a cada canal electrónico a la hora de realizar un experimento con este montaje en un futuro.

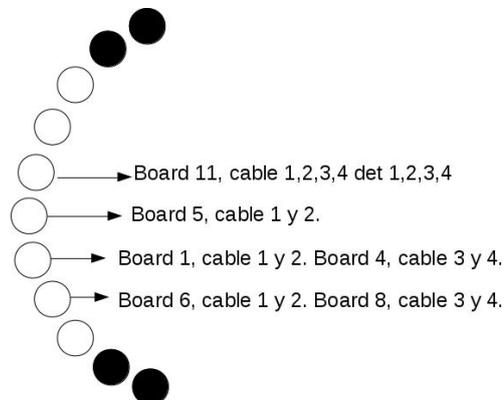


Figura 5.8: Esquema de los “pasamuros” y los detectores que contiene cada uno. Los cables 1 y 3 corresponden a los detectores 1 o *left* y los cables 2 y 4 a los detectores 2 o *right* (para los soporte simples). La figura está representada mirando de frente a la zona de apertura de la cámara de la Si-Ball.

Por último es importante comentar que la cadena electrónica utilizada en este caso es similar a la descrita en el capítulo 4 por lo que no la comentaremos en detalle. La única diferencia significativa es la presencia en este caso del módulo MDI-2. Este módulo consiste en un secuenciador VME y ADC y se utiliza para la lectura de los módulos MTM16. Tiene

dos *Buses*, lo que permite la conexión de 16 MTM16 y el procesado de sus señales, lo que nos permite trabajar con 512 canales con un simple MDI-2 (lo que es muy útil debido al alto número de canales que hay en la Si-Ball completa).

Con este montaje damos por concluida la caracterización y puesta a punto de la Si-Ball abocando la realización de pruebas y experimentos concretos a futuros trabajos.

Para terminar, en el siguiente capítulo presentaremos un compendio de lo realizado en este trabajo y enumeraremos las conclusiones más importantes que podemos extraer de él.

Capítulo 6

Conclusiones del Trabajo

En este trabajo se ha realizado la caracterización completa y puesta a punto del dispositivo experimental Si-Ball. Se han descrito brevemente las propiedades de las interacciones de la radiación con la materia y se ha descrito con cierto detalle el funcionamiento de los detectores de semiconductor. Se han detallado las características técnicas y presentado los parámetros de funcionamiento (corriente de fuga y voltaje) de los detectores individuales que conforman el dispositivo así como su notación y montaje completo. Se ha realizado un estudio sistemático del funcionamiento de los detectores en cuanto a su corriente de fuga, voltaje de trabajo (centroides, resolución y ruido) y efectos de la temperatura. Se ha medido el efecto de la presión atmosférica en la capacidad de medición de partículas alfa por parte del detector. Se ha determinado el valor del espesor de la capa inerte para los detectores individuales que componen el dispositivo discutiéndose su influencia en el funcionamiento los mismos y por último se ha realizado un montaje parcial del dispositivo en el CMAM, con el fin de ser utilizado para la realización de futuros estudios relacionados con el ámbito de la Física Nuclear.

Entre las conclusiones más importantes que podemos extraer de este trabajo están las siguientes:

- La corriente de fuga de los detectores satura con el voltaje a aproximadamente -200 V, punto a partir del cual su comportamiento pasa a ser exponencial.
- Los valores de la corriente de fuga son menores trabajando en vacío ($3 \cdot 10^{-5} mbar$) que a presión atmosférica.
- El voltaje óptimo de trabajo de los detectores es de -250 V.
- A partir de -150 V la posición del centroide, la resolución y el ruido se estabilizan en valores cercanos a los del voltaje de trabajo, siendo posible por tanto su uso en el intervalo entre -150 y -250 V si es necesario.
- La temperatura tiene un efecto muy importante en el funcionamiento de los detectores, variando su corriente de fuga (de forma exponencial) y la posición de los centroides medidos (de forma lineal). Esto hace imprescindible el control y la monitorización de la temperatura durante los procesos de medida.

- La variación del ancho de banda del semiconductor con la temperatura explica de forma cualitativa los efectos comentados en el punto anterior.
- Se espera que a bajas temperaturas la resolución temporal sea mejor debido a la mejora en la movilidad de los portadores, al ser esta aproximadamente inversamente proporcional a la temperatura.
- Los valores calculados de la capa inerte para los distintos detectores presentan un valor típico de unos $(0.90 \pm 0.20) \mu m$. Valor algo superior al aportado por el fabricante de $0.60 \mu m$
- La capa inerte tiene mayor influencia en la determinación de la energía por parte del detector a bajas energías de las partículas incidentes y con partículas de mayor poder de frenado.
- El efecto de la capa inerte en la determinación de la energía por parte del detector en función del ángulo de incidencia de las partículas sobre su superficie es mayor a energías bajas y comienza a tener un efecto significativo a partir de ~ 25 grados.
- Debido a que el efecto del ángulo de incidencia de las partículas en la determinación de la energía depende fuertemente de los ángulos de incidencia y de la propia energía de las partículas, los efectos deben ser estudiados en detalle para cada caso concreto.
- La electrónica y el sistema de adquisición de datos de la Si-Ball se encuentran operativos en el CMAM con previsión de ser testados en pruebas de dispersión Rutherford.

Apéndice A

MIDAS

MIDAS (Multi Instance Data Acquisition) es un software desarrollado por NPG (Nuclear Physics Group) y destinado a la adquisición de datos en experimentos de Física Nuclear.

Desde que se creó ha sido mejorado continuamente introduciendo nuevas técnicas y tecnologías a medida que iban estando disponibles.

En este apéndice vamos a indicar brevemente los pasos a seguir para poder iniciar y configurar MIDAS para poder comenzar a tomar datos. Además de describirlo de forma general vamos a indicar entre paréntesis los comandos concretos que debemos utilizar para su funcionamiento en el ordenador destinado a ello del grupo de Física Nuclear de la Universidad Complutense de Madrid.

En primer lugar debemos iniciar el *Tape Server*, encargado de almacenar los datos, y en segundo lugar iniciar MIDAS (En el escritorio `tape server. cd /Midas/Tapeserver/linux` ejecutar `./master`. Tras esto ejecutar en el escritorio `MIDAS MIDAS-session`).

Una vez realizado esto nos deberá aparecer lo que podemos ver en la figura A.1

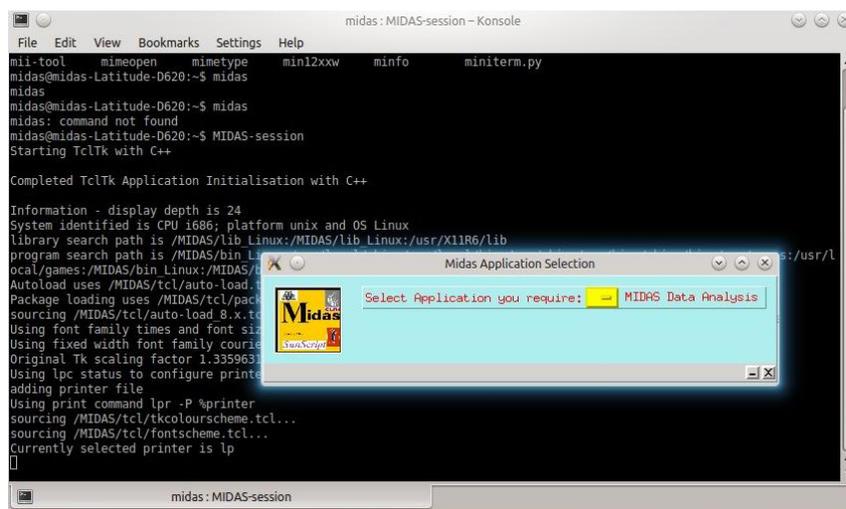


Figura A.1: Ventana emergente que aparece tras iniciar MIDAS-session.

Una vez que tenemos esto debemos seleccionar en el recuadro amarillo *Midas Data Acquisition*, obteniendo el menú principal que podemos ver en la figura A.2 .

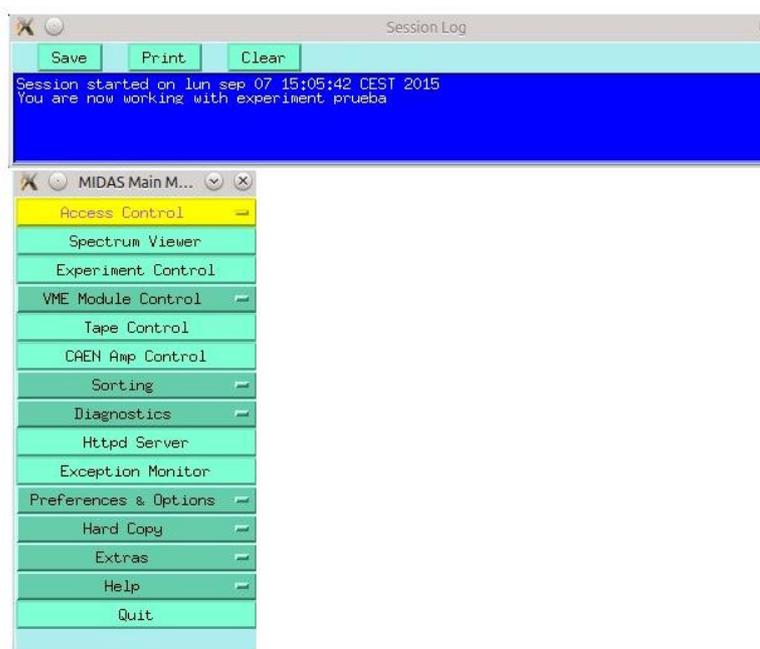


Figura A.2: Menú principal del programa de adquisición MIDAS.

Tras esto debemos primero definir un experimento en *Access Control* → *Experiment Acces*. Esto lo podemos ver en la figura A.3 (como vemos ya tenemos definidos varios experimentos distintos que podemos seleccionar).

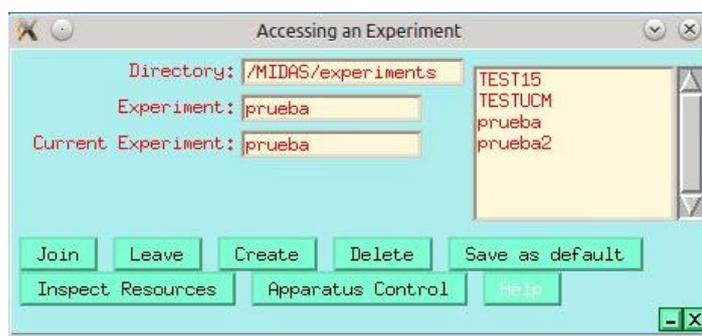


Figura A.3: Creación y/o selección de un experimento.

Posteriormente debemos habilitar los dispositivos que vamos a utilizar para las mediciones en *VME Module Control*, seleccionamos los que deseemos (SAC y ADC v785) y hacemos *control* → *Load Configuration into Register Server*. En la figura A.4 tenemos las ventanas de los dos módulos indicados entre paréntesis y en la figura A.5 tenemos la ventana de registro de módulos.

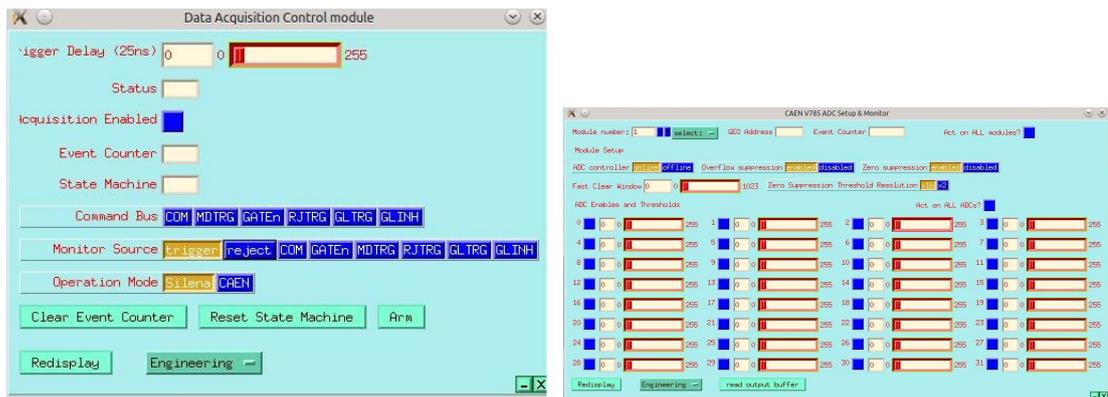


Figura A.4: Ventanas de ajuste de los parámetros para un SAC (izquierda) y módulo CAEN v785. (derecha).

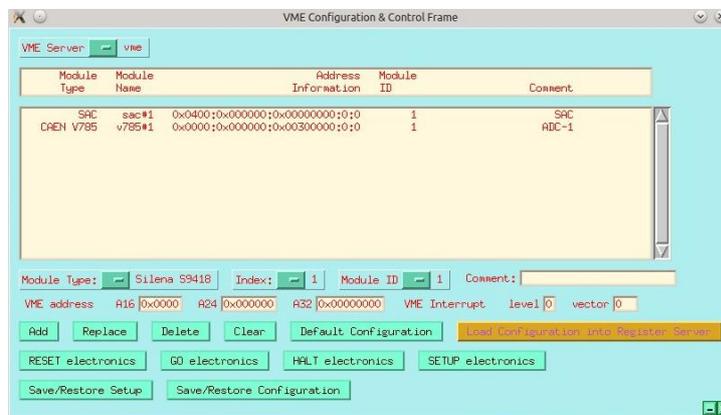


Figura A.5: Ventana de configuración de los módulos para el experimento.

Tras cargar la configuración de los módulos a utilizar en el servicio de registro debemos guardar dicha configuración en *Save set up* → *Save Configuration* → *save*.

Tras hacer esto podemos ver la ventana de trabajo de MIDAS accediendo a *Experiment Control* del menú principal, la podemos ver en la figura A.6.

la casilla *No Storage* si deseamos guardar los datos.

Tras todo esto por último sólo queda presionar el *SETUP* de la ventana de trabajo (figura A.6) y confirmar con un *setup Everything* como podemos ver en la figura A.8.



Figura A.8: Ventana de SETUP.

Una vez que tenemos esto las casillas *Histogramming Enabled* y *TS Transfer Enabled* deberían estar en verde y el programa debería funcionar correctamente. Tras esto sólo debemos dar a *GO* y comenzar a tomar nuestras medidas.

El propio programa a parte de tomar los datos los representa en histogramas, para verlo debemos presionar *Spectrum Viewer* del menú principal (figura A.6) y seleccionar el espectro deseado (cada uno correspondiente por ejemplo a un canal del ADC). Este visualizador también tiene la capacidad de obtener información de dichos espectros así como realizar ajustes por lo que podemos obtener información importante a tiempo real.

Apéndice B

Sistema de enfriado, ‘*Cooling*’

Además de todo lo que hemos comentado durante el trabajo, la Si-Ball está diseñada de forma que puede incluir en su montaje un sistema de refrigerado que nos permita disminuir la temperatura de los detectores y mejorar su funcionamiento. Este sistema estaría compuesto por un circuito hecho de tuberías de cobre por el que circularía un gas o alcohol de forma que extraeríamos el calor del interior de la cámara de vacío y lo expulsaríamos fuera mediante un radiador.

Los soportes de los detectores están diseñados de forma que hay una zona destinada al paso de la tubería y la cámara de vacío tiene dos tomas para poder cerrar el circuito y permitir la entrada y salida de gas en la cámara.

En la figura B.1 podemos ver una imagen del sistema con los componentes básicos.

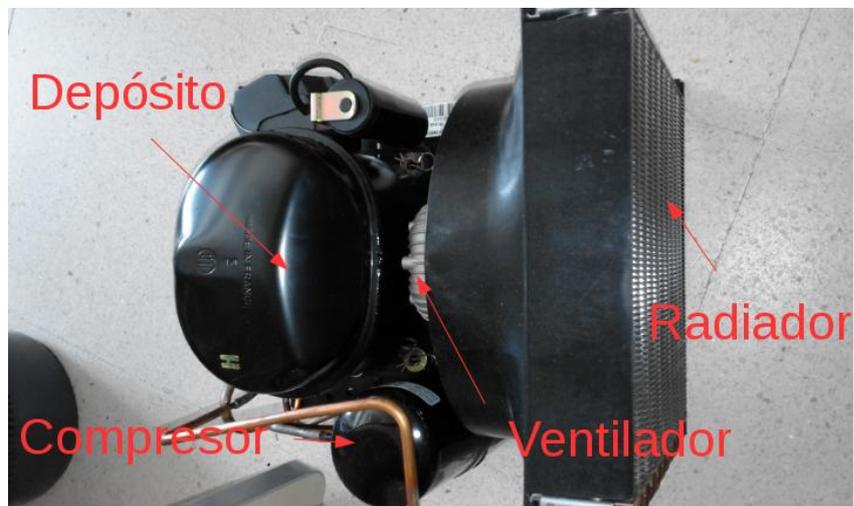


Figura B.1: Imagen del sistema de cooling de la Si-Ball donde se indican los componentes mas importantes.

Con este sistema están incluidos diversos dispositivos para completar el circuito. Los podemos ver en la figura B.2.



Figura B.2: Dispositivos extra para el circuito del refrigerador. De izquierda a derecha válvula de presión, filtro anti-ácido y sensor de humedad.

El gas con el que funciona el circuito es el R134-a por lo que, al tratarse de un fluorocarbono, es difícil comprarlo y tiene un precio elevado, si bien podría ser sustituido por algún alcohol de menor coste y más fácil adquisición y utilización.

Bibliografía

- [AGE09] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, *Signal Processing and Electronics for Nuclear Spectrometry*, 2009.
- [Alc10] M. Alcorta, *Nuclear structure of ^{12}C from 3-body break-up studies by light ion reactions in complete kinematics*, Ph.D. thesis, Universidad Complutense de Madrid, 2010.
- [A.N03] Donald A. Neamen, *Semiconductor Physics and Devices, basic principles*, third ed., McGraw-Hill, 2003.
- [AVH98] C.P. Allier, H. Valk, J. Huizenga, V.R. Bom, R.W. Hollander, and C.W.E. van Eijk, *Comparative study of silicon detectors*, Nuclear Science, IEEE Transactions on **45**, no. 3, 576-580 (1998).
- [BPMMC13] D. Bachiller-Perea, A. Muñoz-Martin, P. Corvisiero, D. Jimenez-Rey, V. Joco, A. Maira, A. Nakbi, A. Rodríguez, J. Narros, and A. Zucchiatti, *New energy calibration of the CMAM 5mv tandem accelerator*, Energy Procedia **41**, 57 - 63 (2013), International workshop Energy 2012.
- [CBB12] S. Carboni, S. Barlini, L. Bardelli, N. Le Neindre, M. Bini, B. Borderie, R. Bougault, G. Casini, P. Edelbruck, A. Olmi, G. Pasquali, G. Poggi, M.F. Rivet, A.A. Stefanini, G. Baiocco, R. Berjillos, E. Bonnet, M. Bruno, A. Chbihi, I. Cruceru, M. Degerlier, J.A. Dueñas, E. Galichet, F. Gramegna, A. Kordyasz, T. Kozik, V.L. Kravchuk, O. Lopez, T. Marchi, I. Martel, L. Morelli, M. Parlog, H. Petrascu, E. Rosato, V. Seredov, E. Vient, M. Vigilante, R. Alba, D. Santonocito, and C. Maiolino, *Particle identification using the technique and pulse shape discrimination with the silicon detectors of the FAZIA project*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **664**, 251 - 263 (2012).
- [CD02] Sloan T. Campbell D., Chilingarov A., *Frequency and temperature dependence of the depletion voltage from cv measurements for irradiated si detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A **492**, no. 3, 402-410 (2002) (eng).
- [CMA] CMAM, *Centro de Micro-Análisis de Materiales, Universidad Autónoma*, <https://www.cmam.uam.es>.

- [Col02] AMS Collaboration, *The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part I: results from the test flight on the space shuttle*, ELSEVIER PHYSICS REPORTS **366**, 331 - 405 (2002).
- [Col08a] CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, PUBLISHED BY INSTITUTE OF PHYSICS PUBLISHING AND SISSA.
- [Col08b] The ATLAS Collaboration, *The Atlas Experiment at the Cern Large Hadron Collider*, PUBLISHED BY INSTITUTE OF PHYSICS PUBLISHING AND SISSA.
- [CPA09] N.J. Cherepy, S.A. Payne, S.J. Asztalos, Giulia Hull, J.D. Kuntz, T. Niedermayr, S. Pimputkar, J.J. Roberts, R.D. Sanner, T.M. Tillotson, E. van Loef, Cody M. Wilson, K.S. Shah, Utpal N. Roy, R. Hawrami, A. Burger, L.A. Boatner, Woon-Seng Choong, and William W. Moses, *Scintillators with potential to supersede lanthanum bromide*, Nuclear Science, IEEE Transactions on **56**, no. 3, 873-880 (2009).
- [FA03] L.M. Fraile and J. Aysto, *The ISOLDE silicon ball*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **513**, no. 1-2, 287 - 290 (2003), Proceedings of the 6th International Conference on Position-Sensitive Detectors.
- [Fea20] N. Feather, England, 1920.
- [Fer] Fermilab, <http://www.fnal.gov/>.
- [Har93] J.J. Harris, *Delta-doping of semiconductors*, Journal of Materials Science: Materials in Electronics **4**, no. 2, 93-105 (1993) (English).
- [HK10] Francis Halzen and Spencer R. Klein, *Invited Review Article: Icecube: An instrument for neutrino astronomy*, Review of Scientific Instruments **81**, 081101 (2010).
- [ISO] ISOLDE, CERN, <http://isolde.web.cern.ch>.
- [JYF] JYFL, <https://www.jyu.fi/fysiikka/en>.
- [Kog96] Sh. Kogan, *Electronic noise and fluctuations in solids*, Cambridge University Press, 1996, Cambridge Books Online.
- [Leo87] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, 1987.
- [ltd15] MICRON SEMICONDUCTOR ltd, *Catalogue*, 2015.
- [MID] MIDAS, *Multi Instance Data Acquisition System*, <http://npg.dl.ac.uk/MIDAS/>.
- [ORT] ORTEC, *METEC*, <http://www.ortec-online.com/Products-Solutions/Hand-Held-Radioisotope-Identifiers-HPGe-Proposition.aspx>.

- [Rey10] Ricardo Domínguez Reyes, *Emisión de partículas β^+ en núcleos deficientes de neutrones: ^{17}Ne , ^{32}Ar y ^{33}Ar .*, Ph.D. thesis, Universidad Complutense de Madrid, 2010.
- [Rie98] P Riedler, *Radiation Damage Effects and Performance of Silicon Strip Detectors using LHC Readout Electronics*, Ph.D. thesis, Vienna U., Geneva, 1998, Presented on 15 Oct 1998.
- [ROO] ROOT, *Cern*, <https://root.cern.ch/>.
- [SMS06] Kwok K. Ng Simon M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, third ed., WILEY, 2006.
- [SoIwM] SRIM and TRIM; Interaction of Ions with Matter, <http://www.srim.org/>.
- [Spi05] Helmuth Spieler, *Semiconductor Detector Systems*, OXFORD SCIENCE PUBLICATIONS, 2005.
- [Sze85] S.M. Sze, *Semiconductor Devices, Physics and Tecnology*, second ed., JOHN WILEY & SONS, INC, 1985.
- [THI] THINKERCARD, *Create 3D digital designs with online CAD*, <https://www.tinkercad.com/>.
- [Tur07] James E. Turner, *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2007.
- [UKT05] D. L. Upp, R. M. Keyser, and T. R. Twomey, *New cooling methods for HPGE detectors and associated electronics*, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **264**, no. 1, 121-126 (2005) (English).
- [WAB14] B.L. Wall, J.F. Amsbaugh, A. Beglarian, T. Bergmann, H.C. Bichsel, L.I. Bodine, N.M. Boyd, T.H. Burritt, Z. Chaoui, T.J. Corona, P.J. Doe, S. Enomoto, F. Harms, G.C. Harper, M.A. Howe, E.L. Martin, D.S. Parno, D.A. Peterson, L. Petzold, P. Renschler, R.G.H. Robertson, J. Schwarz, M. Steidl, T.D. Van Wechel, B.A. VanDevender, S. Wüstling, K.J. Wierman, and J.F. Wilkerson, *Dead layer on silicon p-i-n diode charged-particle detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **744**, 73 - 79 (2014).
- [WBD06] B.L. Wall, T.H. Burritt, P.J. Doe, C. Fredericks, H. Gemmeke, G.C. Harper, M.A. Howe, M. Leber, A.W. Myers, R.G.H. Robertson, M. Steidl, B.A. VanDevender, T.D. Van Wechel, S. Wustling, and J.F. Wilkerson, *Dead layer measurements for katrin prototype pin diode array*, Nuclear Science Symposium Conference Record, 2006. IEEE, vol. 1, Oct 2006, pp. 204–207.
- [Wil01] Edmun Wilson, *An Introduction to Particle Accelerators*, 2001.

