

Caracterización de detectores de silicio de pistas y  
doble cara para la medida de vidas medias de  
núcleos exóticos ricos en neutrones

Manuel Fernández Ordóñez

2003



# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>3</b>
<b>2. Técnica Experimental</b>	<b>5</b>
2.1. Producción e identificación de núcleos exóticos ricos en neutrones . . .	6
2.1.1. El separador de fragmentos FRS . . . . .	6
2.2. Detectores implicados en la identificación . . . . .	10
2.3. Proceso de implantación . . . . .	11
2.4. Correlaciones temporales. . . . .	16
<b>3. Estudio detallado de la implantación</b>	<b>19</b>
3.1. Código de simulación . . . . .	19
3.2. Implantaciones simuladas, resultados. . . . .	22
3.3. Calibración on-line del espesor del bloque de Aluminio . . . . .	24
3.4. Tasas de implantación en la reacción $^{208}\text{Pb}$ 1 GeV/u + Be . . . . .	27
<b>4. Caracterización de los detectores</b>	<b>29</b>
4.1. El detector de Silicio de pistas y de doble cara (DSSD) . . . . .	30
4.2. Electrónica de los detectores . . . . .	32
4.3. Determinación del voltaje BIAS óptimo . . . . .	36
4.4. Resolución en energía . . . . .	38
4.5. Espectros $\beta$ . . . . .	40
<b>5. Conclusiones</b>	<b>43</b>
<b>A. Electrónica de los detectores.</b>	<b>45</b>
<b>B. Interacciones primarias de iones pesados con la materia en el código Monte-Carlo.</b>	<b>49</b>
B.1. Algoritmo para el cálculo de pérdidas de energía. . . . .	49
B.2. Dispersión en energía. . . . .	53
B.3. Dispersión en ángulo. . . . .	53
B.4. Estados iónicos de carga. . . . .	54
<b>Bibliografía</b>	<b>55</b>



# Capítulo 1

## Introducción

El núcleo, portador esencialmente de toda la masa visible del Universo, constituye además el corazón de los átomos que forman todo cuanto conocemos en la naturaleza. Por estas y otras razones el núcleo ha sido y sigue siendo fuente de continuos e inagotables estudios que constituyen una disciplina plenamente establecida como es la Física Nuclear. Los progresos alcanzados tanto en esta disciplina como en la ciencia en general, van inexorablemente unidos a los avances técnicos y tecnológicos de los métodos de medida. En un pasado no muy lejano se creía por ejemplo, que todos los núcleos eran esféricos. La línea histórica de investigaciones llevadas a cabo en el ámbito de la Física Nuclear gracias a las sucesivas generaciones de aceleradores de partículas y de sistemas de detección demuestran en la actualidad que este hecho no sólo es falso, sino que se encuentra bien alejado de la realidad, ya que pocos son los núcleos que poseen forma esférica.

Nuestro conocimiento sobre las propiedades morfológicas de los núcleos, así como muchas otras (propiedades estructurales, vidas medias, influencia en procesos astrofísicos, etc) aumenta día a día gracias al nuevo campo de investigación que constituye la experimentación con núcleos exóticos, aquellos que poseen tasas de protones/neutrones (isospín) muy distintas de los núcleos estables que se encuentran en la naturaleza. El estudio de estos núcleos ha puesto de manifiesto nuevas e inesperadas propiedades de la materia nuclear, cuyo conocimiento puede ser de especial relevancia en múltiples disciplinas de la física y en especial en la Física Nuclear. Una de estas disciplinas de estudio la constituye la astrofísica nuclear. Sabemos que todos los núcleos estables más allá del Litio que conocemos en la naturaleza han sido creados (y siguen siéndolo) en el interior de las estrellas, este proceso se conoce con el nombre de "nucleosíntesis estelar". En los últimos años el deseo de conocer la formación y evolución estelares, así como el desentrañar los caminos que siguen los núcleos en su síntesis a lo largo de la carta de núclidos han provocado

un solapamiento cada vez mayor entre las disciplinas de la Astrofísica y la Física Nuclear.

Los elementos medios y más ligeros son creados por fusión nuclear en los núcleos de las estrellas, pero este proceso finaliza al llegar al Hierro debido a que fusiones de elementos más pesados son energéticamente desfavorables. Sólo en estrellas muy masivas se alcanzan las condiciones necesarias de presión y temperatura para la formación de elementos más allá del Hierro. El proceso que siguen los núcleos en su síntesis hacia elementos más pesados puede seguir varios caminos, pero el más interesante de ellos es el conocido como **Proceso-r** y se da cuando el flujo de neutrones es tan elevado que el intervalo medio de tiempo entre capturas neutrónicas es muy inferior al de desintegración  $\beta$ . Este proceso tiene lugar por la zona de la carta de núcleos correspondiente a los isótopos muy ricos en neutrones. Conocer las vidas medias de dichos isótopos es de especial interés para tratar de desentrañar los misterios del proceso-r

En este trabajo describimos, de modo completo, cómo medir las vidas medias de núcleos exóticos ricos en neutrones. En la primera parte del trabajo describiremos el método de producción de dichos núcleos, es decir, cómo producir isótopos fuera de la estabilidad. Explicaremos también la técnica de la medida de vidas medias. Para ello, los núcleos que hemos creado, una vez hayan sido identificados, serán implantados en el interior de un detector de Silicio de pistas y de doble cara. Una vez implantados en el detector de Silicio esperamos su decaimiento y, utilizando una serie de correlaciones temporales es posible determinar sus vidas medias. La implantación de los isótopos en el interior del detector no es tarea fácil. Para ello hemos desarrollado un método Monte-Carlo que será explicado en el capítulo tercero de este trabajo, mientras que en el último capítulo procederemos a la caracterización de los 4 detectores de Silicio que han sido utilizados en el experimento de medida de las vidas medias. En este capítulo estudiaremos la respuesta de los detectores y caracterizaremos su resolución en energía, optimizaremos sus voltajes, las corrientes de fuga, etc.

# Capítulo 2

## Técnica Experimental

El interés de este trabajo se centra en la medida de vidas medias de núcleos exóticos ricos en neutrones. El paso previo al estudio de dichos núcleos es su producción. Existen diferentes mecanismos que conducen a la creación de núcleos exóticos como pueden ser la fisión, la espalación o la fragmentación. En el último de estos procesos se hace incidir un núcleo a energías relativistas sobre un blanco en reposo, debido a la violencia de la colisión el núcleo proyectil pierde parte de sus constituyentes, produciéndose un fragmento con una masa inferior a la del proyectil. Cuando se lanza un haz sobre un blanco, los fragmentos que salen de la reacción pueden ser de muy distinta naturaleza (relación carga/masa), pero para proceder al estudio de un fragmento determinado es inevitable proceder a la separación de éste del resto de residuos producidos en la reacción. Se hace latente entonces el uso de un espectrómetro que nos permita aislar la especie isotópica deseada del resto de contaminantes que salen de la fragmentación.

Posteriormente a la identificación de los fragmentos viene la etapa de la medida de las vidas medias. La producción de los isótopos que serán analizados, como hemos mencionado, se realiza en una reacción a energías relativistas. Posteriormente estos fragmentos son separados en un espectrómetro, alcanzan la salida del mismo a varios cientos de MeV/u y queremos implantarlos en el interior de un detector de Silicio de 1 mm de espesor. Una de las partes delicadas del experimento consiste en frenar los núcleos hasta la energía justa para que se implanten en el interior del detector. Para ello utilizamos un bloque de Aluminio, cuyo espesor podemos variar en función de la especie isotópica que queremos frenar. Recordemos que la pérdida de energía de las partículas cargadas depende de la carga de las mismas, por lo tanto para núcleos de carga elevadas necesitaremos un espesor de Aluminio menor que para núcleos de cargas más ligeras.

Conviene mencionar que el sistema de implantación es un sistema activo ya que, no sólo utilizamos el Silicio como material de implantación (frenar los núcleos para que se paren dentro de él), sino que además constituye el propio sistema para la medida de las vidas medias. Una vez que un isótopo se ha implantado y decae por emisión  $\beta$  es el propio Silicio el que mide la señal de la pérdida de energía de los electrones emitidos, señal que utilizaremos para el análisis de las correlaciones temporales que nos permitirán determinar las vidas medias de dichos isótopos.

Hemos querido separar este capítulo en dos partes claramente diferenciadas. En la primera de ellas describiremos el método de producción de núcleos exóticos ricos en neutrones basado en la fragmentación a energías relativistas. Explicaremos como se procede a la identificación y separación de una determinada especie isotópica de las demás, describiendo los detectores empleados en este proceso. En la segunda parte del capítulo nos ocuparemos de la implantación de los isótopos una vez identificados. Estudiaremos en detalle la importancia del Aluminio necesario para frenar los isótopos, describiremos los detectores de Silicio y el papel que juegan dos plásticos centelleadores colocados antes y después del propio detector.

## 2.1. Producción e identificación de núcleos exóticos ricos en neutrones

Como hemos explicado con anterioridad, el paso previo al estudio de cualquier propiedad de los núcleos ricos en neutrones, es su producción. Para ello hacemos colisionar un haz a energías relativistas contra un blanco en reposo. Debido al proceso de fragmentación, de dicha colisión emergen fragmentos de muy distinta naturaleza con una masa inferior a la del proyectil. Para estudiar un isótopo en concreto tenemos que separarlo de los demás, para lo cual se hace inevitable el uso de un espectrómetro y otros detectores que describiremos en esta parte del trabajo.

### 2.1.1. El separador de fragmentos FRS

El separador de fragmentos FRS [3] ha sido diseñado en dos etapas simétricas con el propósito de asegurar el acromatismo del sistema completo (ver figura 2.1). Cada una de las etapas consta de dos dipolos magnéticos de  $30^\circ$  y de un conjunto de cuadrupolos y sextupolos para focalizar y corregir la trayectoria del haz. La misión de los dipolos magnéticos es curvar la trayectoria de los iones pesados relativistas dentro del espectrómetro. El rango de rigidez magnética accesible con el FRS va desde los  $5 T \cdot m$  hasta los  $18 T \cdot m$ , con un campo magnético máximo de  $B \cong$



1.6 T. La longitud total del espectrómetro es de unos 70 m. El diseño del FRS limita la propia aceptación en rigidez magnética y en ángulo. La primera tiene un valor nominal  $\frac{\Delta B\rho}{B\rho} \sim 1.5\%$ , lo cual ha sido verificado en varios experimentos. La resolución angular tiene un valor nominal de  $\Delta\theta \sim \pm 15$  mrad.

Los campos magnéticos del FRS curvan la trayectoria de una partícula cargada dependiendo de su carga y de su momento. De este modo, dos partículas idénticas que sigan la misma trayectoria pero con un momento diferente sufrirán un radio de curvatura distinto una de la otra en el interior del campo magnético que las curva. Por lo tanto ambas trayectorias se separarán. La distancia transversal entre la trayectoria central del FRS y la trayectoria de una partícula cuyo momento difiera de la central en un 1% ( $\delta p = 1\%$ ) se llama dispersión, y su valor se expresa en cm/%. Las dispersiones del FRS son, aproximadamente, 6.8 cm/% y 8.5 cm/% en los planos focales intermedio y final, respectivamente.

Conviene tener en mente que para poder identificar iones pesados necesitamos una resolución en masa de en torno al 0.1%. Nótese que la diferencia relativa en masa de dos núcleos pesados, con masas en torno a  $A=240$  es de 0.4%. El FRS es capaz de proporcionarnos esa resolución, convirtiéndose de este modo en una potente herramienta a la hora de separar los fragmentos provenientes de la reacción que queramos estudiar.

El FRS tiene cuatro planos focales, la posición de los isótopos en estos planos está relacionada con el momento de dichos isótopos. Las características ópticas del espectrómetro se definen con el propósito de obtener una buena separación en momento. Teniendo esto en cuenta, el FRS puede trabajar en varios modos distintos de operación, los dos más utilizados son:

1. **Modo acromático:** en este modo, la posición de los núcleos en el plano imagen final, S4, depende de la pérdida de energía al atravesar la materia situada en el plano focal intermedio, S2. Si esa materia se dispone de tal modo que la pérdida de energía es igual para todos los núcleos, éstos alcanzan el plano focal final (S4) sin dispersión, independientemente de su energía o de su ángulo (ver figura 2.2). Como el espacio fase se conserva, el precio a pagar por no tener dispersión en la posición es una dispersión en el momento.
2. **Modo monoenergético:** en este modo, la materia situada en el plano focal intermedio, S2, se elige de tal modo que al atravesarla, todos los tienen el mismo momento. El precio a pagar entonces por una focalización en momento, consiste en una desfocalización en posición, es decir, una misma especie isotópica se encuentra distribuida en todo el plano focal final, S4 (ver figura 2.2).

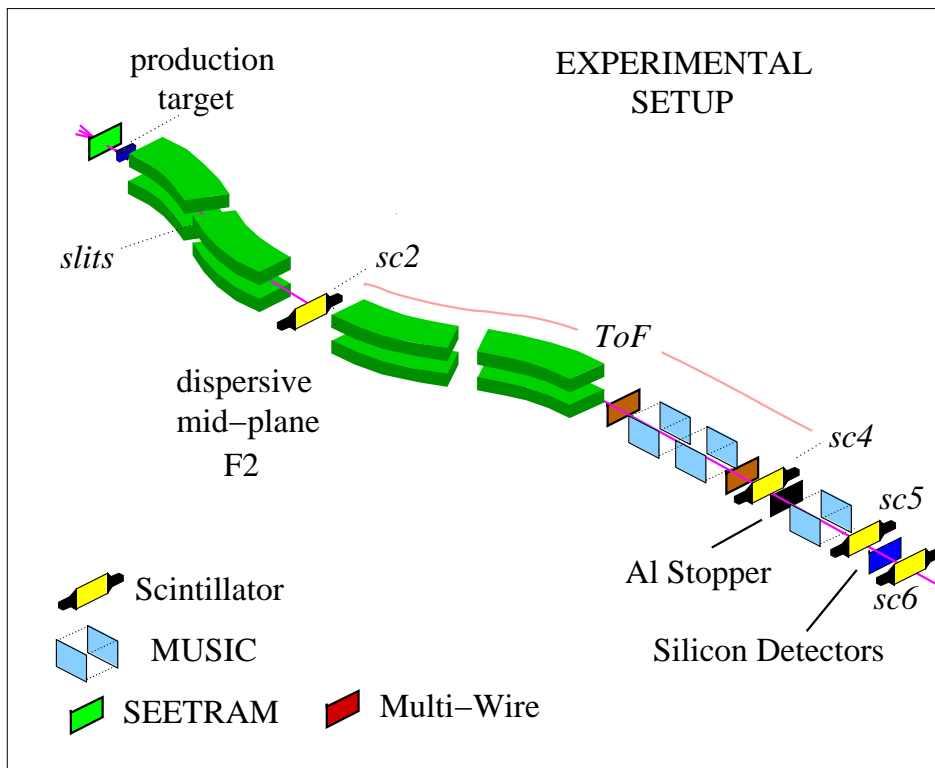


Figura 2.1: *Separador de Fragmentos FRS situado en el GSI, Darmstadt (Alemania). También se muestra el dispositivo experimental que será descrito más adelante en este trabajo.*

En la figura 2.2 vemos gráficamente la comparación entre los modos monoenergético y acromático de operación del FRS. Se representan en la misma las distribuciones de posición y momento de los núcleos en distintos lugares del dispositivo experimental. De este modo en la primera columna vemos el haz antes de llegar al blanco de reacción. Vemos aquí que la emitancia del haz es muy pequeña y éste está perfectamente focalizado tanto en posición como en momento. En la segunda columna vemos las distribuciones de posición y momento después del primer dipolo del FRS, en el plano focal S1. Observamos en esta parte de la figura cómo el conjunto de los núcleos provenientes de la reacción tiene una distribución en momento proveniente de la propia reacción y de la dispersión en pérdida de energía en el propio blanco. En la tercera columna vemos las distribuciones de posición y momento en el plano focal intermedio antes de atravesar ningún tipo de material situado allí. Vemos como en el plano focal intermedio, que es dispersivo, existe una correlación entre posición y momento. Hasta aquí ambos modos de operación son idénticos. Es a partir del plano focal intermedio donde se diferencian.

En la cuarta columna vemos las distribuciones de posición y momento para los isótopos después de atravesar la materia situada en el plano focal intermedio. En el

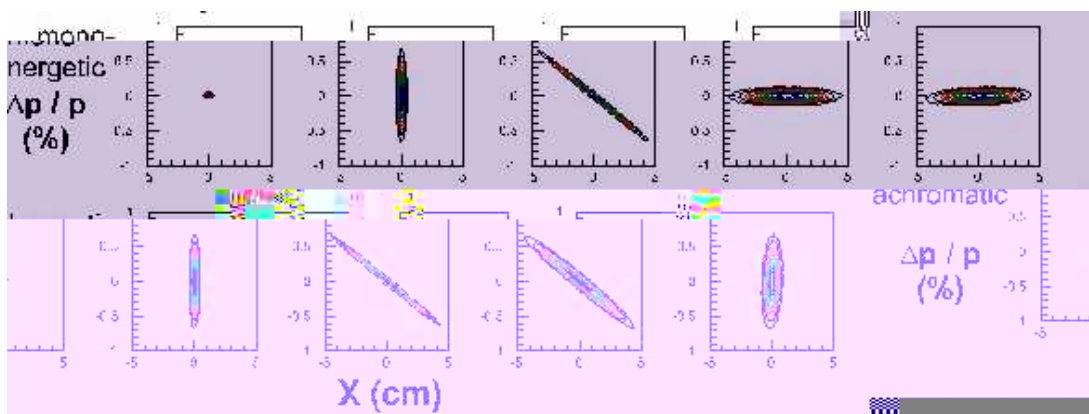


Figura 2.2: Comparación entre los modos monoenergético (**figura superior**) y acromático (**figura inferior**) del FRS. En todas las figuras se representa la posición frente al momento para un conjunto de núcleos. En la primera columna se representan los núcleos antes del blanco. En la segunda columna vemos las distribuciones de momento y posición en el primer plano focal del FRS,  $S_1$ . En la tercera columna se representan las mismas distribuciones en el plano focal intermedio,  $S_2$ , antes de atravesar la materia situada allí. En la cuarta columna se representan las distribuciones de momento y posición de los núcleos después de atravesar la materia situada en  $S_2$ . En la quinta columna se representan las distribuciones de momento y posición en el plano imagen final del FRS,  $S_4$ . Para un explicación de la figura ver texto.

caso del **modo monoenergético**, la forma del *degrader*<sup>1</sup> situado en  $S_2$  se elige de tal modo que todos los isótopos salgan de él con el mismo momento. El precio a pagar entonces es una dispersión en la posición, como podemos ver en la figura. En el caso del **modo acromático** la forma del *degrader* se elige de tal modo que los núcleos que llegan a  $S_2$ , al atravesarlo, no pierdan sus proporciones relativas de momento, es decir, todos van a perder energía, pero de igual modo. Por lo tanto no se pierde la correlación entre momento y posición, como podemos ver en la figura.

En la quinta columna están representadas las distribuciones de momento y posición en el plano focal final  $S_4$ . Aquí se aprecia claramente el resultado de utilizar uno u otro modo de operación para el espectrómetro. En el caso del modo monoenergético tenemos una focalización final en momento, es decir, todos los núcleos llegan a  $S_4$  con el mismo momento, pero desfocalizados en posición. Por el contrario, en el modo acromático tenemos una focalización final en posición, es decir, todos los núcleos llegan en la misma posición al plano focal final, pero con una distribución muy ancha de momento.

<sup>1</sup>El *degrader* es un pedazo de Aluminio en forma de cuña que se coloca en el plano focal intermedio, de tal modo que variando el ángulo de dicha cuña se fuerza a los isótopos que llegan  $S_2$  a perder energía en función de la posición que ocupen en dicho plano focal.

Nosotros utilizaremos el FRS en modo monoenergético para la medida de las vidas medias por dos motivos fundamentales. El primero es reducir la probabilidad de implantación múltiple en el mismo pixel de un detector. Este efecto se reduce ampliando la superficie de implantación de los núcleos, es decir, ensanchando su distribución de posición. La otra razón es conseguir una distribución de momento lo suficientemente estrecha como para poder implantar una misma especie isotópica en el interior del detector de Silicio de 1 mm de espesor. Ambos efectos se consiguen utilizando el FRS en su modo monoenergético de funcionamiento.

## 2.2. Detectores implicados en la identificación

Lo que se pretende con el FRS y todos los detectores empleados es identificar todos los núclidos producidos en la reacción, es decir, lo que queremos es definir de forma inambigua la masa y carga nucleares para cada uno de los eventos. El proyectil impacta contra el blanco situado a la entrada del FRS, debido a que el experimento se efectúa en cinemática inversa los fragmentos salen eyectados de la reacción hacia delante, entrando en el espectrómetro, donde son analizados de acuerdo con sus rigideces magnéticas.

En experimentos de este tipo el espectrómetro separa de acuerdo con el cociente de número másico,  $A$ , sobre la carga,  $Q$ , según la expresión:

$$B\rho = \frac{p}{Q} = \frac{A}{Q} \cdot \beta\gamma \cdot \frac{u}{c} \quad (2.1)$$

donde  $B$  es el campo magnético (uniforme y transversal a la trayectoria de la partícula),  $\rho$  es el radio de deflexión,  $p$  es el momento de la partícula,  $Q$  su carga,  $c$  la velocidad de la luz,  $u$  la unidad de masa atómica y  $\beta\gamma$  los parámetros relativistas correspondientes a la partícula.

Midiendo la velocidad de la partícula (es decir, midiendo  $\beta$  y  $\gamma$ ) y midiendo la rigidez magnética  $B\rho$  podemos definir el cociente  $A/Q$ . Con una medida adicional de la carga de la partícula  $Q$  podemos determinar de forma inambigua tanto número atómico como másico. Para este propósito se utilizan un conjunto de detectores empleados para medir posiciones, pérdidas de energía, tiempos de vuelo...

Varias cámaras multi-hilos (MW) se utilizan durante las calibraciones del experimento [5, 6] colocadas en los planos focales intermedio y final del FRS. Estas cámaras están llenas un gas constituido por una mezcla de Ar, CO<sub>2</sub> y alcohol a presión atmosférica. Los hilos de la MW se colocan en dos planos para medidas tanto

verticales como horizontales. Estos detectores no sufren ninguna no-linearidad en su respuesta y tienen una eficiencia bastante elevada para todas las cargas (98

Dos centelleadores plásticos equipados con dos tubos fotomultiplicadores en sus extremos se utilizan para determinar las posiciones de los iones en los planos focales intermedio y final del FRS, así como para medir el tiempo de vuelo (ToF) de estos iones entre ambos planos focales. Con estas medidas del ToF determinamos la velocidad de la partícula y, por lo tanto  $\beta$  y  $\gamma$ .

Dos cámaras de ionización MUSIC ("MUltiple Sampling Ionization Chamber") [7] [8] se utilizan para medir la carga de los núcleos que llegan a S4 a partir del depósito de energía de los mismos en el gas que llena las cámaras.

Una vez que hemos medido todas las variables implicadas en la ecuación 2.1 tenemos completamente identificado cualquier núcleo que atraviese el FRS. Un espectro típico de identificación puede verse en la figura 2.3 para fragmentos provenientes de la reacción  $^{136}\text{Xe} + \text{Be}$  a 1 GeV/u de energía, el isótopo correspondiente a la trayectoria central del FRS es el  $^{129}\text{Cd}$ . Podemos observar como, con ayuda del espectrómetro, somos capaces de separar de forma inequívoca los distintos isótopos que atraviesan el mismo.

Para la determinación adicional de las secciones eficaces de producción de estos núcleos, necesitamos también conocer la intensidad de núcleos de proyectil que inciden sobre el blanco de producción. Para ello se utiliza un "SEcondary Electron TRansmission Monitor (SEETRAM)-[4]. Este detector consiste en tres láminas de Aluminio colocadas en vacío. Las láminas externas se conectan a un potencial positivo de 80 V, mientras que la lámina interna se conecta a tierra. Su funcionamiento se basa en la emisión de electrones secundarios producidos por iones relativistas que atraviesan las láminas de aluminio. Dichos electrones derivan hacia las dos láminas externas debido a la acción del campo eléctrico. La corriente resultante es medida e integrada, resultando una señal de amplitud proporcional a la carga recolectada y proporcional, por tanto, al número de partículas que atraviesan la SEETRAM.

## 2.3. Proceso de implantación

La segunda parte del método de medida de vidas medias consiste en la implantación de los isótopos que se quieren estudiar en el interior de unos detectores de silicio de 1 mm de espesor (ver figura 2.4). Conviene tener en mente que los núcleos que llegan al plano focal final del FRS lo hacen con unas energías típicas de varias centenas de MeV/u (unos 500 o 600 MeV/u), por lo tanto es necesario frenar

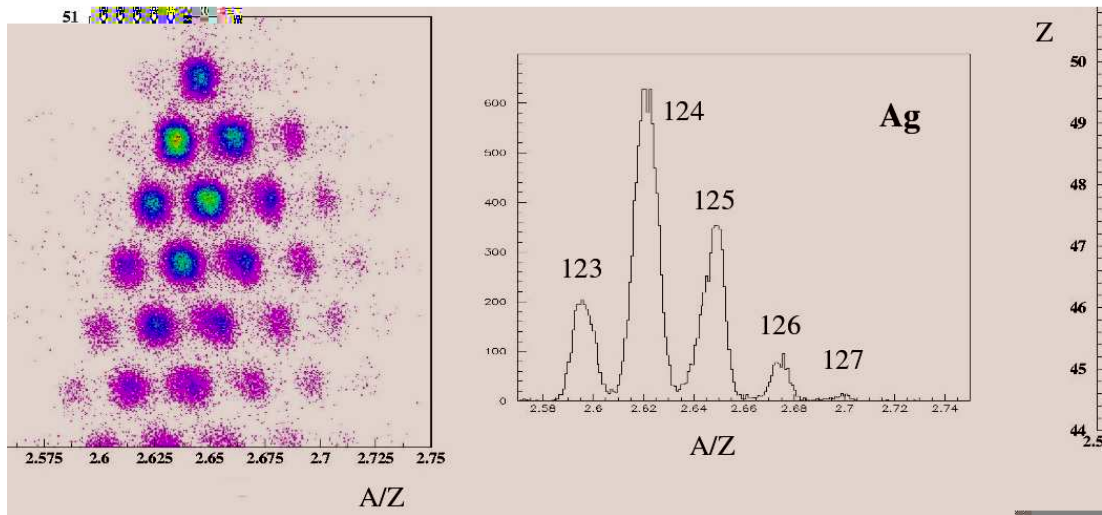


Figura 2.3: **Izquierda:** Matriz de identificación de los núcleos que atraviesan el espectrómetro FRS provenientes de la reacción  $^{136}\text{Xe} + \text{Be}$  a  $1 \text{ GeV/u}$ . Los campos magnéticos han sido seleccionados para que el isótopo  $^{129}\text{Cd}$  corresponda a la trayectoria central dentro del FRS. En el eje abscisas se representa el valor de  $A/Z$  para todos los núcleos, mientras que en el eje de ordenadas se representa su carga,  $Z$ . Cada línea horizontal en esta matriz corresponde a núcleos con la misma carga. **Derecha**

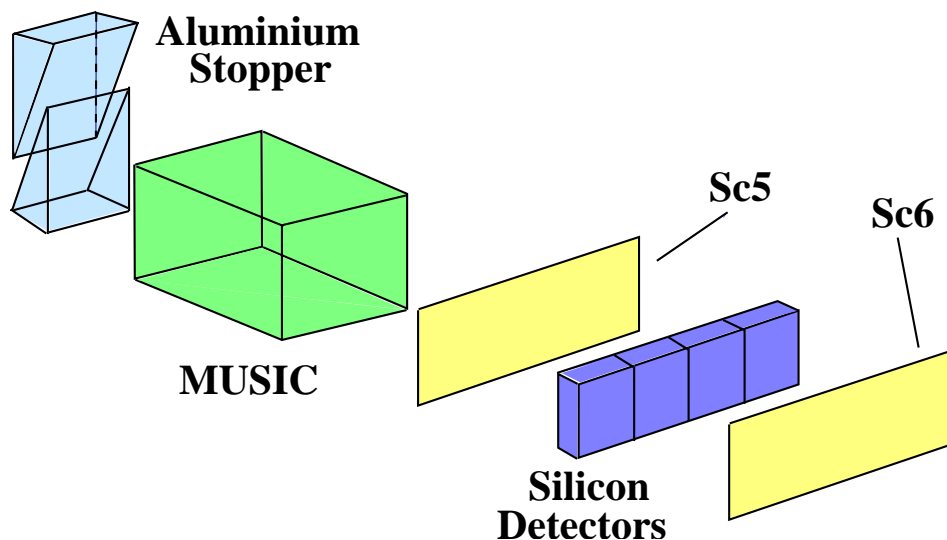


Figura 2.4: *Dispositivo experimental de implantación colocado en el plano focal imagen S4. Vemos el bloque de Aluminio que servirá para frenar los isótopos provenientes del FRS, una tercera cámara de ionización MUSIC para estimar las pérdidas por reacciones nucleares, los 4 detectores de Silicio y los plásticos centelleadores de veto para calibrar la implantación.*

focal en esta dirección.

Con este fin utilizaremos 4 detectores de Silicio de pistas y doble cara fabricados por la compañía MICRON para implantar las especies isotópicas seleccionadas (ver figura 2.4). Cada uno de estos detectores tiene unas dimensiones 50 x 50 x 1 mm, y una segmentación en cada una de las caras de 16 pistas de 3.125 mm de ancho cada uno. Las pistas de las caras frontales y traseras están colocados formando 90 grados entre sí, esta especial disposición permite determinar la posición de implantación de un núcleo con las dos coordenadas (x,y). Las dimensiones de los silicios han sido elegidas teniendo en cuenta dos criterios:

- Espesor de los detectores:** Éste ha sido seleccionado de tal modo que varias especies isotópicas sean implantadas completamente dentro del detector. Como sabemos la profundidad de la implantación depende, entre otras cosas de la energía con la que el isótopo alcanza la entrada del detector, por lo tanto la distribución del rango de implantación en profundidad estará determinada por el ancho en la distribución de energía. Veremos en el capítulo siguiente, donde describimos completamente las simulaciones realizadas, que la distribución del rango de implantación en profundidad de un isótopo es de unas 250  $\mu m$  aproximadamente (correspondiente al valor medio de la energía  $\pm 2\sigma$ ). Con la elección de espesor de 1 mm nos aseguramos no sólo que la especie isotópica seleccionada se implante completamente dentro del detector, sino que varias es-

pecies isotópicas sean implantadas simultáneamente a distintas profundidades, con lo cual se pueden determinar las vidas medias de diferentes núcleos en una misma medida.

- **Tamaño de las pistas:** Éste ha sido elegido de tal modo que la probabilidad de implantación de varios núcleos en el mismo pixel sea muy pequeña, con lo cual disminuiríamos la probabilidad de errar a la hora de determinar cuál de los núcleos implantados es el que ha decaído. La probabilidad de implantación múltiple viene determinada por varios factores como son la intensidad del haz primario, la tasa de producción del isótopo que estamos considerando. Cuando implantamos un núcleo esperamos posteriormente a su decaimiento, es decir, abrimos una ventana de tiempo dentro de la cual esperamos la señal de un electrón procedente de un decaimiento  $\beta$ . El tamaño de esta ventana modifica drásticamente también el valor de la probabilidad de implantación múltiple. La probabilidad de implantación sigue una distribución de Poisson que viene dada por la expresión:

$$P(t) = \frac{(\mu \cdot t)^n}{n!} e^{-\mu \cdot t} \quad (2.2)$$

donde  $\mu$  es la tasa de implantación,  $t$  es la ventana de tiempo en la cual vamos a medir y  $n$  es el número de núcleos implantados en el mismo pixel. Para calcular la probabilidad de multi-implantación lo que tenemos que determinar es la probabilidad de implantar más de 1 núcleo, para ello calcularemos:

$$P_{multi} = 1 - P_0 - P_1 \quad (2.3)$$

es decir, la probabilidad de implantar más de una partícula será la probabilidad total restándole la probabilidad de no implantar ninguna partícula y la probabilidad de implantar sólo una partícula.

Calculemos ahora un caso concreto y realista. Supongamos que queremos implantar el isótopo  $^{192}\text{W}$  proveniente de la reacción  $^{208}\text{Pb} + \text{Be}$  a 1 GeV/u con una intensidad del haz primario de  $10^8$  núcleos/s. Con la ayuda de un código Monte-Carlo que será descrito en profundidad más adelante podemos determinar que la tasa de implantación en el detector de Silicio es de unos 60 núcleos/s. Con el dato añadido de que el área de cada pixel del detector es de  $9.76 \text{ mm}^2$  y que el área total del plano focal S4<sup>2</sup> es de unos  $400 \text{ mm}^2$  podemos construir la tabla 2.3 en la que se muestran las probabilidades de multi-implantación en función del tamaño de la ventana de tiempo en la que queremos medir. Las vidas medias que queremos medir están en torno al segundo o varios cientos

---

<sup>2</sup>El tamaño del plano focal final en la dirección horizontal es de unos 200 mm, en cambio, debido a la dispersión del FRS, en la dirección vertical únicamente cubrimos unos 2 mm. Por tanto, el la superficie total de implantación en los detectores de Silicio es de unos  $400 \text{ mm}^2$



de milisegundos, por eso hemos tomado ventanas de tiempo entre 1 ms y 10 s. Hemos mencionado con anterioridad que podemos variar la dispersión en el eje vertical de tal modo que la distribución en posiciones de los isótopos que alcanzan el plano focal final S4 sea más extensa en la dirección Y. De este modo podemos utilizar 2, 3, o 4 pistas verticales de los detectores de Silicio en lugar de sólo 1. Las diferencias en las probabilidades de implantación múltiple debidas a este hecho están también reflejadas en la tabla 2.3.

<b>Time Window</b>	<b>64 pixels</b>	<b>128 pixels</b>	<b>196 pixels</b>	<b>256 pixels</b>
<b>1 ms</b>	$3,12 \times 10^{-3} \%$	$1,56 \times 10^{-3} \%$	$1,04 \times 10^{-3} \%$	$7,82 \times 10^{-4} \%$
<b>10 ms</b>	0.19 %	0.09 %	0.06 %	0.05 %
<b>100 ms</b>	1.53 %	0.76 %	0.51 %	0.38 %
<b>1 s</b>	1.56 %	0.78 %	0.52 %	0.40 %
<b>10 s</b>	4.68 %	2.34 %	1.56 %	1.20 %

Cuadro 2.1: Probabilidades de multi-implantación en un mismo pixel teniendo en cuenta la ventana de tiempo de medición y la dispersión en el plano focal final en dirección vertical. En una estimación realista hemos visto que la distribución en posición de una especie isotópica cubrirá, aproximadamente, 15 cm en el plano horizontal y 2 mm en el vertical, lo cual suponen unos 100 pixels. La probabilidad de implantación múltiple estará entonces en torno al 3 %, en el peor de los casos.

Vemos que aún cuando la dispersión en dirección vertical en S4 sólo cubre una pista de las 16 de pixels del detector, la probabilidad de multi-implantación es siempre menor del 5 %, independientemente de la ventana de tiempo seleccionada para la medición. Por lo tanto no es necesario emplear unos silicios de más de 16 pixels, que son los que hemos utilizado en este experimento.

En el dispositivo empleado para la implantación (ver figura 2.4) podemos observar una tercera cámara de ionización que utilizamos para determinar las pérdidas por reacciones nucleares en el bloque de Aluminio que actúa como frenador de los isótopos. Recordemos que la identificación de los núcleos que se van a implantar es previa al paso de éstos por el bloque de Aluminio, por tanto, cualquier cambio en la naturaleza de esos isótopos va a provocar la pérdida de información de qué núcleo es realmente el que estamos implantado en el detector y por tanto, de qué núcleo estamos midiendo realmente la vida media. En la tabla 2.3 podemos ver una estimación de las probabilidades de reacción nuclear para varios isótopos ricos en neutrones atravesando un espesor realista de  $5000.0 \text{ mg/cm}^2$  de Aluminio. Como vemos todas las probabilidades son cercanas al 40 %.

En la figura del dispositivo experimental de implantación (fig. 2.4) podemos observar también dos plásticos centelleadores situados antes y después del detec-

Isótopo	Probabilidad de reacción
$^{186}_{71}\text{Lu}$	35.4 %
$^{190}_{74}\text{W}$	35.6 %
$^{194}_{74}\text{W}$	35.9 %
$^{198}_{77}\text{Ir}$	36.2 %
$^{202}_{77}\text{Ir}$	36.5 %

Cuadro 2.2: Probabilidades de reacción nuclear en un espesor de 5000.0 mg/cm<sup>2</sup> de Aluminio para varios isótopos ricos en neutrones de los que se pretende medir sus vidas medias. La energía de los núcleos incidentes es de 550 MeV/u.

tor de Silicio respectivamente. Estos plásticos sirven de veto para caracterizar la implantación, proceso que será explicado en detalle en el capítulo siguiente.

## 2.4. Correlaciones temporales.

Una vez que los isótopos que se quieren estudiar han sido implantados en el detector de Silicio, esperaremos a su decaimiento para determinar su vida media. Ahora bien, cuando un conjunto de núcleos son implantados en el detector y obtenemos una señal de decaimiento, cómo saber de qué núcleo proviene ese electrón?. Para este propósito se utilizan una serie de correlaciones temporales que serán explicadas a continuación. Conjuntamente con el anterior, otro modo de disminuir los sucesos erróneos consiste en correlacionar la posición de implantación del isótopo con la posición de emisión de la partícula  $\beta$ .

El espectro de intervalos temporales entre la llegada de un isótopo y las partículas  $\beta$  detectadas posteriormente en un tiempo crítico  $t_c$ , sumado sobre todos los detectores es una función de  $\lambda$ , con:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (2.4)$$

donde  $T_{1/2}$  es el período de semidesintegración del isótopo. El tiempo crítico tiene que ser grande en comparación con la vida media del núcleo que se quiere medir, por ejemplo 5 veces su  $T_{1/2}$ . Los electrones  $\beta$  emitidos por esos isótopos serán encontrados, sobre un fondo constante, a intervalos temporales cortos. La forma de este espectro viene dada por:

$$\Delta N_{F\beta}(t) = N_F \times \rho(\lambda, t) \Delta t \quad (2.5)$$

donde  $N_F$  es el número de isótopos implantados, sumados sobre todos los detectores y  $\rho(\lambda, t)$  es la densidad de probabilidad de contar un electrón  $\beta$  en uno de los detectores por unidad de tiempo. Esta densidad puede escribirse como:

$$\rho(\lambda, t) = b + \epsilon \lambda e^{-\lambda t} \quad (2.6)$$

donde  $b$  es la tasa del fondo y  $\epsilon$  es la eficiencia de detección. Ahora bien, el primer  $\beta$  detectado después de la implantación puede venir tanto del fondo, como de un decaimiento del isótopo que queremos medir. La densidad de probabilidad de detectar el primer  $\beta$  en un tiempo  $t$  se puede escribir como [9]:

$$\rho_1(\lambda, t) = \epsilon(b + \lambda)e^{-(b+\lambda)t} + (1 - \epsilon)be^{-bt} \quad (2.7)$$

La idea entonces es extraer el valor de  $\lambda$  para esta densidad de probabilidad. Lo más sencillo sería hacer una minimización con un  $\chi^2$ , pero este método falla en la estimación de los parámetros cuando la estadística es muy pobre. Esta complicada tarea puede abordarse [10] con la ayuda del método del "*Maximum likelihood*", el cual consiste en maximizar la función:

$$\mathcal{L} = e^{-m} \prod_{i=1}^l \rho_1(\lambda, t_i) \quad (2.8)$$

donde  $m$  es el número medio de  $\beta$ 's por isótopo (su hijo también puede decaer) y  $l$  es el número de  $\beta$ 's detectados en el tiempo crítico  $t_c$ . En lugar de maximizar la función 2.8 es equivalente, pero más sencillo, minimizar la función:

$$-\ln \mathcal{L} = m - \sum_{i=1}^l \ln \rho_1(\lambda, t_i) \quad (2.9)$$

la dispersión de esta función viene dada por  $\sigma = 1/\sqrt{F}$ , donde  $F$  es:

$$F = \frac{\partial^2[-\ln \mathcal{L}]}{\partial \lambda^2} \quad (2.10)$$

Por lo tanto, en el caso que nos ocupa de la detección de la primera partícula  $\beta$  después de la implantación, las ecuaciones 2.9 y 2.10 adoptan el aspecto:

$$-\ln \mathcal{L}_1 = N_F - \sum_{i=1}^{N_F} \ln(\epsilon(b + \lambda)e^{-(b+\lambda)t_i} + (1 - \epsilon)be^{-bt_i}) \quad (2.11)$$

y

$$F_1 = \sum_{i=1}^{N_F} \frac{\epsilon^2 + \epsilon(1 - \epsilon)t_i b e^{\lambda t_i} (2 - t_i(b + \lambda))}{[\epsilon(b + \lambda) + (1 - \epsilon)be^{\lambda t_i}]^2} \quad (2.12)$$

De la minimización de la expresión 2.11 extraeremos el valor de  $\lambda$  y por lo tanto la vida media del isótopo que estamos estudiando. Dicha vida media quedará determinada con un error dado por la expresión 2.12.

# Capítulo 3

## Estudio detallado de la implantación

Como se ha explicado en el capítulo anterior, la pretensión de este experimento es la determinación de las vidas medias de varios núcleos ricos en neutrones. El método experimental consiste en la creación de estos núcleos mediante la fragmentación de una haz primario en un blanco de producción, su posterior identificación con ayuda de un espectrómetro y por último su implantación en el interior de un detector de Silicio, donde se esperará su decaimiento. Con el propósito de hacer un estudio sistemático del método de implantación hemos desarrollado un código Monte-Carlo que simula el paso de los iones a través del dispositivo experimental. Uno de los puntos delicados del experimento es, como hemos mencionado con anterioridad, la determinación precisa del espesor del bloque de Aluminio necesario para frenar los iones. La utilización de un código Monte-Carlo viene justificada, no sólo para la determinación de ese valor, sino para el cálculo de las tasas de y las posiciones de implantación de las distintas especies isotópicas en el interior del detector de Silicio. En este capítulo describiremos como trabaja este código y mostraremos algunos de los resultados obtenidos con él.

### 3.1. Código de simulación

Para la realización de un estudio sistemático del método de implantación hemos utilizado un código Monte-Carlo en el cual están incluidos todos los elementos que forman parte del dispositivo experimental. A grandes rasgos lo que hace este código es seguir la historia de cada uno de los isótopos, desde su creación en el blanco de producción, hasta que se detiene en alguno de las partes del dispositivo o abandona el mismo. Durante el camino de cada isótopo dentro del dispositivo experimental, algunas de las interacciones primarias de los iones pesados con la materia han si-

do tenidas en cuenta, como son las pérdidas de energía, la dispersión en energía, la dispersión angular y los estados iónicos de carga. Estos fenómenos se encuentran ampliamente descritos en [11]. Para una descripción de las expresiones utilizadas en nuestro código para el cálculo de estos efectos ver Apéndice B. A continuación describiremos detalladamente cada una de las partes que se encuentran implementadas dentro del código:

- **Blanco de producción de Berilio:**

El blanco de producción de Berilio tiene un doble tratamiento en nuestro código. Por una parte los iones que lo atraviesan sufren en su interior interacciones primarias de acuerdo con las expresiones descritas en el Apéndice B. Y por otra parte es donde tiene lugar la producción de todos los fragmentos que serán estudiados posteriormente. Para determinar la producción relativa de los distintos isótopos se ha implementado dentro de nuestra simulación el código para el cálculo de secciones eficaces EPAX [12]. De forma aleatoria, de acuerdo con la sección eficaz predicha por EPAX, se seleccionarán los distintos núcleos que son producidos en la reacción con el blanco. A estos núcleos se les hace perder energía en la mitad restante del blanco hasta que lo abandonan y son inyectados en el FRS.

- **Separador de masas - FRS:**

Los núcleos que salen del blanco son conducidos en nuestra simulación hasta la entrada del FRS, dentro del cual se simulará su trayectoria de acuerdo con los campos magnéticos de los distintos dipolos que conforman el separador. Conviene aclarar que nuestro código no hace un cálculo de transmisión propiamente dicho, lo que hacemos es calcular las posiciones transversales de los iones en los dos planos focales del FRS según las expresiones:

$$x_2 = (x|\delta p)_{02}\delta B\rho \quad (3.1)$$

$$x_4 = (x|x)_{24}x_2 + (x|\delta p)_{24}\delta B\rho \quad (3.2)$$

donde  $(x|\delta p)$  es la dispersión en la dirección  $x$  debida a la desviación de momento.  $(x|x)$  es la magnificación, se define como la variación en la magnitud de la coordenada de una partícula de un plano imagen a otro (es este caso la variación de la coordenada transversal  $x$ ). Los subíndices 0, 2 y 4 indican la entrada del FRS y los planos focales intermedio y final, respectivamente. Estas ecuaciones relacionan la posición transversal en el segundo y cuarto planos focales ( $x_2$ ,  $x_4$ ) con la rigidez magnética ( $B\rho$ ) del núcleo que atraviesa el separador. Para una descripción detallada de la óptica iónica y de la transmisión del FRS ver [13]. Cuando un núcleo llega a S2 o a S4 (los planos focales

intermedio y final) se comprueba su posición, si ésta está alejada más de 100 mm de la trayectoria central se abandona el seguimiento de ese núcleo ya que entendemos que no se transmitirá a través del FRS ya que +/- 100 mm es la aceptación en posición del separador.

Aunque el interior del FRS se encuentre en vacío, dentro del mismo puede haber varias capas de material, como pueden ser el plástico centelleador en S2 o alguna lámina de Niobio que actúa como "stripper" para eliminar posibles estados de carga del haz secundario. Las interacciones primarias tanto de pérdida de energía como de straggling energético y angular han sido tenidas en cuenta según las expresiones del Apéndice B.

#### ■ Detectores en S4:

Cuando una de las partículas llega al plano focal final (S4), se encuentra con numerosos detectores que han sido descritos en apartados anteriores. Para nuestra simulación, el propósito de estos detectores es irrelevante. La única información necesaria para nuestro propósito son las interacciones primarias que sufren los núcleos en esas capas de materia. Una vez nos remitimos al Apéndice B para las expresiones que han sido implementadas en el código para calcular las pérdidas de energía, la dispersión energética y la angular.

#### ■ Bloque de aluminio:

Cuando los isótopos llegan a S4 lo hacen con unas energías de varios cientos de MeV/u. A esas energías estas partículas atravesarían el espesor correspondiente al detector de Silicio sin ningún problema y jamás serían implantadas en el interior del mismo. Debido a esto nos vemos obligados a utilizar un bloque de Aluminio, cuya única finalidad es provocar el frenado de los núcleos al atravesarlo por interacción Coulombiana con los electrones de los átomos que lo forman. Este bloque de material es uno de los elementos clave en este experimento y uno de los objetos de nuestra simulación, su espesor dependerá única y exclusivamente del núcleo que deseemos implantar y de la energía con la que llega a la entrada del mismo.

#### ■ Detector de Silicio:

El detector de Silicio en nuestro código, una vez más, carece de importancia como tal. La única información relevante es su espesor ( $1 \text{ mm} = 233.0 \text{ mg/cm}^2$ ), éste será lo que determine que los distintos núcleos que lo atraviesan se implanten a mayor o menor profundidad dentro de él o simplemente lo atraviesen sin más. La simulación guarda información sobre cuantos isótopos se han implantado dentro del volumen de detector, así como la naturaleza de cada uno de ellos (carga, masa y estado de carga).

## 3.2. Implantaciones simuladas, resultados.

Como hemos explicado con anterioridad, el fin último de la simulación es, además de conocer cuáles son los distintos isótopos que se van a implantar dentro del detector de Silicio y en qué posiciones, determinar con precisión el espesor del material necesario para frenar los núcleos hasta una energía tal que el isótopo que nosotros seleccionemos sea implantado en el centro del detector. Con nuestro código Monte-Carlo podemos saber exactamente la posición de implantación del isótopo que seleccionemos en el interior del detector de Silicio. El procedimiento a seguir es simular la implantación de la especie isotópica seleccionada para varios espesores del bloque de Aluminio, estudiando posteriormente cuál es el espesor para el cual hemos implantado ese isótopo en el centro de los Silicios.

De este modo determinamos el espesor necesario del bloque de Aluminio para cada uno de los núcleos que queremos estudiar. En la tabla 3.2 podemos ver el valor del espesor del Aluminio necesario para implantar en el centro del detector diversas especies isotópicas. Una vez hecho esto podemos disponernos a efectuar un estudio sistemático de las especies isotópicas implantadas en el interior del detector de Silicio para cada uno de las medidas.

Isótopo	Energía en S4	Energía Silicio	Espesor del Aluminio
${}_{71}^{186}Lu$	537.3 MeV/u	40.07 MeV/u	3783 mg/cm <sup>2</sup>
${}_{74}^{190}W$	564.9 MeV/u	48.1 MeV/u	3849 mg/cm <sup>2</sup>
${}_{74}^{194}W$	520.6 MeV/u	47.5 MeV/u	3283 mg/cm <sup>2</sup>
${}_{77}^{198}Ir$	609.7 MeV/u	48.7 MeV/u	4298 mg/cm <sup>2</sup>
${}_{77}^{202}Ir$	561.7 MeV/u	48.2 MeV/u	3691 mg/cm <sup>2</sup>

Cuadro 3.1: Resultados simulados del espesor del bloque de Aluminio (cuarta columna) que se debe seleccionar para implantar cada uno de los isótopos (primera columna) en el centro del detector de Silicio. En la segunda columna vemos la energía con la que cada uno de los núcleos llega a S4. En la tercera columna mostramos la energía que cada uno de ellos deposita dentro del Silicio. Los isótopos de la tabla son fragmentos provenientes de la reacción  ${}^{208}Pb$  1 GeV/u + Be.

Hemos efectuado estas simulaciones para varios casos particulares realistas, en los que hemos determinado cuáles son las diferentes naturalezas de los isótopos implantados, es decir, su carga, masa y estado de carga, así como la posición de implantación en profundidad dentro del Silicio. Como muestra podemos observar la figura 3.1, donde vemos representados los distintos núcleos en función de la profundidad de implantación.

Vemos que la elección del espesor del Silicio correspondiente a 1 mm nos permite



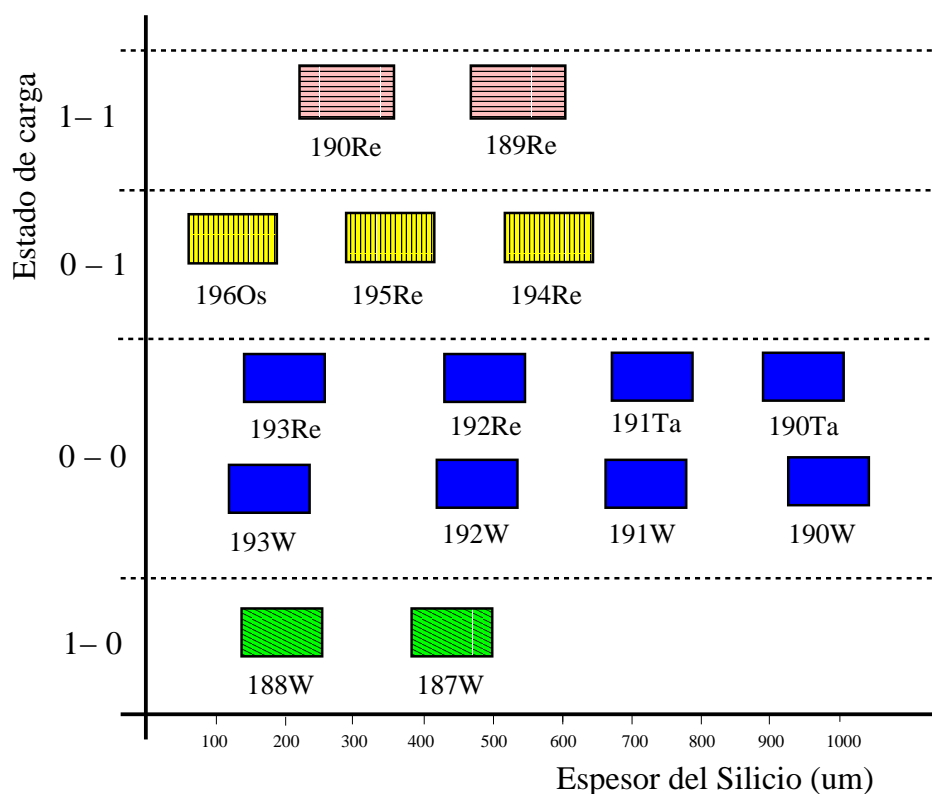


Figura 3.1: *Distribución de la implantación de isótopos en función de la profundidad de la misma en el detector de Silicio y en función de sus estados de carga en las dos fases del FRS. Se encuentra representado el valor medio de la distribución  $\pm \sigma$ . El isótopo central corresponde al  $^{192}\text{W}$ , que como podemos observar, se implanta en el centro del detector. El espesor del stopper seleccionado es  $3532 \text{ mg/cm}^2$ . En color sólido vemos los núcleos que atraviesan el FRS con estados de carga 0 en ambas secciones. Con rayado en diagonal los que lo hacen con estados de carga 1-0. Con rayado vertical aquellos que atraviesan el FRS con estados de carga 1-0 y con rayado horizontal los que lo hacen con estados de carga 1-1.*

la implantación simultánea de varias especies isotópicas en la misma medida. Esto nos permitirá medir las vidas medias de varios isótopos simultáneamente. Podemos observar también que la distribución de implantación en profundidad para una especie isotópica es de aproximadamente 100 o 150  $\mu\text{m}$ . Conviene aclarar que esta anchura viene dada por la anchura de la distribución de energía a la entrada del detector de Silicio, que a su vez viene dada, en su mayor parte por la dispersión energética que los isótopos fueron adquiriendo al atravesar las distintas capas de materia que conforman el dispositivo experimental. La anchura en la implantación que vemos en la figura 3.1 corresponde al valor medio de la energía del isótopo  $\pm \sigma$ . Otra propiedad interesante a resaltar es la implantación de los estados de carga. Vemos en la figura que cuando seleccionamos el isótopo que queremos implantar en

el centro del detector, sus estados de carga no se implantan dentro del mismo. Es decir, cuando en el blanco producimos un cierto isótopo, todos sus posibles estados de carga que lleguen al plano focal final S4 no se implantarán en el interior del detector, lo cual se va a traducir en una pérdida de estadística. Este efecto está tenido en cuenta en nuestra simulación.

### 3.3. Calibración on-line del espesor del bloque de Aluminio

Para frenar los isótopos que queremos implantar en el centro del detector de Silicio, el espesor del bloque de Aluminio tiene que ser calculado con mucha precisión. Queremos implantar un isótopo en el centro del detector con un error de  $200 \mu\text{m}$ , valor que nos asegura que toda la distribución del isótopo se encuentra dentro del detector. Este valor para el error, transformado a su espesor en equivalente aluminio corresponde a menos de  $50 \text{ mg/cm}^2$ . Ésta es la precisión, por tanto, necesaria en la determinación del espesor del bloque de Aluminio, precisión que no podíamos conseguir. Para la calibración del bloque de aluminio, hicimos entonces un pequeño experimento para el que utilizamos el haz primario de  $^{208}\text{Pb}$ , que se describe a continuación con ayuda de la figura 3.2. Para efectuar dicha calibración utilizamos la señal de pérdida de energía que nos daban los dos plásticos centelleadores situados antes y después del detector de Silicio respectivamente (ver figura 2.4).

Explicaremos ahora la forma de la gráfica 3.2. Cuando seleccionamos un espesor para el bloque de aluminio lo suficientemente delgado como para que el haz primario atravesase todo el dispositivo experimental sin problemas, la señal en ambos plásticos centelleadores será proporcional la una a la otra. Esto corresponde con las zonas A y B de la figura 3.2. La señal de pérdida de energía será siempre menor en el último plástico que en el primero, ya que entre ambos también hay más materia en la que el haz primario pierde energía, como pueden ser los propios detectores de Silicio, las ventanas de Titanio de la cámara de vacío y el aire que hay en el dispositivo experimental.

A medida que aumentamos el espesor del bloque de aluminio, comenzamos a detener los núcleos de haz primario en el último plástico, el Sc6. La señal de pérdida de energía en este plástico, por tanto, comienza a disminuir debido a que los núcleos cada vez depositan menos energía en él ya que su rango en el plástico cada vez es menor. Este fenómeno se va acentuando progresivamente a medida que aumentamos el espesor del bloque de Aluminio, y la señal en el plástico Sc6 cada vez es más débil. La representación de este efecto la constituyen las zonas C, D, E y F de la figura 3.2, donde observamos como la señal en el último plástico va decayendo paulatinamente.

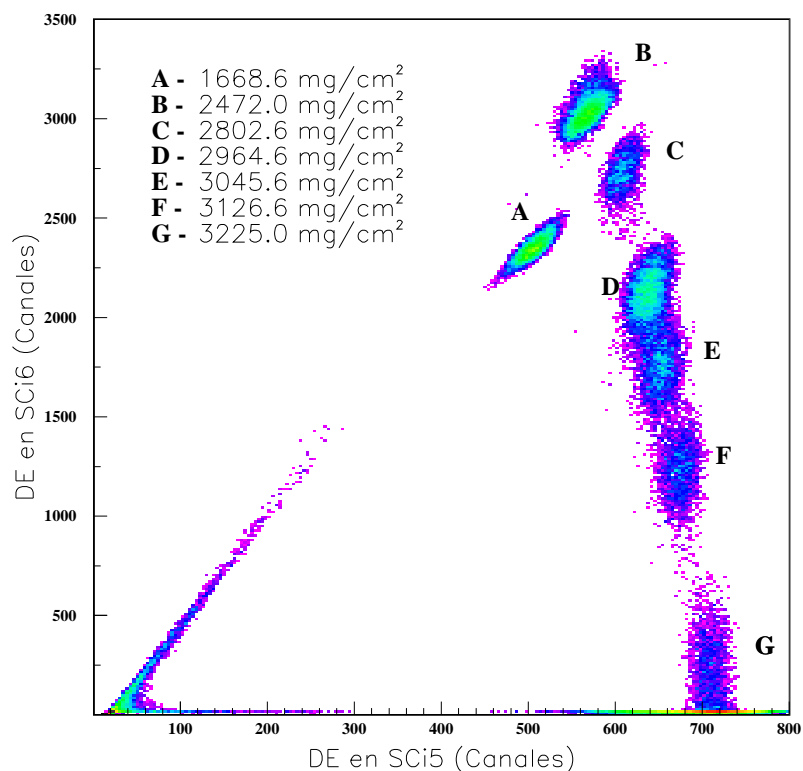


Figura 3.2: Método de calibración del espesor del bloque de aluminio utilizado durante el experimento. Se representan las señales de pérdida de energía en los dos plásticos centelleadores situados antes y después del detector de Silicio respectivamente. Las señales corresponden a diferentes espesores del bloque de aluminio.

Si siguiéramos aumentando el espesor del bloque de Aluminio llegaría un momento en que ninguna partícula alcanzaría el último detector, ya que se pararían antes en cualquier otra capa de materia. Pero antes de que llegue ese punto, habrá un espesor del bloque de aluminio para el cual sólo la mitad de la distribución del haz primario alcanza el último plástico. Esto corresponde a la zona G de la figura 3.2. Para ese espesor del bloque de Aluminio en concreto, el centro de la distribución en energía del haz primario se está implantando en la entrada del último centelleador, es decir, la mitad de la distribución se está implantando en el interior del centelleador Sc6 y la otra mitad se para antes de llegar a dicho plástico. En ese momento, si al espesor del bloque de aluminio que hemos seleccionado le añadimos el espesor equivalente a la ventana de Titanio de la cámara de vacío, el espesor equivalente al aire y el espesor equivalente a la mitad del detector de Silicio, estaremos implantando el haz primario en el centro del mismo.

En la figura 3.2 vemos que el espesor del bloque de Aluminio necesario para frenar la mitad de la distribución del haz de Plomo en el plástico centelleador situado detrás del detector de Silicio es de  $3225 \text{ mg/cm}^2$ . A este valor hay que sumarle, como hemos dicho, el espesor equivalente a la ventana de Titanio de la cámara de vacío ( $10.0 \text{ mg/cm}^2$ ), los 25 cm de aire ( $35.0 \text{ mg/cm}^2$ ), así como la mitad del espesor de los Silicios ( $120.0 \text{ mg/cm}^2$ ). Con todo ello, el espesor necesario para implantar el haz primario en el centro del detector de Silicio es:

$$T(^{208}\text{Pb}) = 3225,0 + 120,0 + 13,5 + 33,8 = 3392,3 \text{ mg/cm}^2 \quad (3.3)$$

A partir de este valor de calibración para el bloque de Aluminio, podemos calcular el espesor necesario para implantar cualquier especie isotópica en el centro de los detectores de Silicio a partir de su diferencia relativa de rango con respecto al haz primario. Podemos calcular la energía con la que el haz primario de  $^{208}\text{Pb}$  llega al plano focal final S4 del FRS, y a partir de ella el rango del haz primario en Aluminio, cuyo valor es  $rg(^{208}\text{Pb}) = 5680 \text{ mg/cm}^2$ . Estos valores han sido calculados con el código AMADEUS [14], en el que se han introducido todas las capas de materia que forman parte del FRS. De igual modo podemos calcular el rango para cualquier isótopo, que llamaremos  $rg(X)$ . Con este valor y el espesor calculado para el bloque de Aluminio en el párrafo anterior tenemos:

$$T(X) = rg(X) - rg(^{208}\text{Pb}) + T(^{208}\text{Pb}) \quad \text{mg/cm}^2 \quad (3.4)$$

Utilizando este método de diferencia relativa de rangos podemos determinar el espesor de bloque de Aluminio para implantar cualquiera de las especies isotópicas de las que queramos medir sus vidas medias. Hemos hecho estos cálculos todos los isótopos que queríamos implantar. Los resultados se muestran en la tabla 3.3. En la misma tabla se muestran también los resultados del espesor del bloque de Aluminio calculados con nuestro código Monte-Carlo.

Como podemos observar, tanto los cálculos del espesor del bloque de Aluminio obtenidos a partir del valor de calibración con el haz primario de  $^{208}\text{Pb}$  como los calculados con nuestro código Monte-Carlo están en perfecto acuerdo. Las diferencias entre uno y otro valor nunca exceden del 0.3%, lo cual se traduce en una diferencia en la profundidad de implantación para una especie isotópica de apenas unas micras. La convergencia de ambos métodos en la determinación del espesor del Aluminio era esperada ya que tanto en uno como en otro hemos utilizado las mismas funciones para el cálculo de las pérdidas de energía. Los resultados, entonces, deben coincidir.

Isótopo	Espesor de Aluminio On-line	Espesor de Aluminio Monte-Carlo
$^{186}_{71}\text{Lu}$	3791 $\text{mg/cm}^2$	3783 $\text{mg/cm}^2$
$^{190}_{74}\text{W}$	3857 $\text{mg/cm}^2$	3849 $\text{mg/cm}^2$
$^{194}_{74}\text{W}$	3293 $\text{mg/cm}^2$	3283 $\text{mg/cm}^2$
$^{198}_{77}\text{Ir}$	4307 $\text{mg/cm}^2$	4298 $\text{mg/cm}^2$
$^{202}_{77}\text{Ir}$	3702 $\text{mg/cm}^2$	3691 $\text{mg/cm}^2$

Cuadro 3.2: *Espesores del bloque de Aluminio necesarios para implantar los isótopos de la tabla, provenientes de la reacción  $^{208}\text{Pb } 1 \text{ GeV/u} + \text{Be}$ , en el centro del detector de Silicio. En la segunda columna vemos los valores calculados utilizando el método de calibración a partir del haz primario de  $^{208}\text{Pb}$  explicado en esta misma sección. En la segunda columna mostramos los valores para el espesor del bloque de Aluminio predichos por nuestro código Monte-Carlo.*

### 3.4. Tasas de implantación en la reacción $^{208}\text{Pb } 1 \text{ GeV/u} + \text{Be}$

En el apartado anterior hemos demostrado la validez del código Monte-Carlo que desarrollamos para la determinación de los espesores del bloque de Aluminio adecuados para la implantación de la especie i s tó p i c a r q u e r e d a e n c a a m e d i a

proven ts d reac ció e

00

00

El s gun c

Isótopo	Estado de carga	Tasa de implantación
$^{184}_{70}\text{Yb}$	0-0	1.8 núcleos/s
$^{185}_{70}\text{Yb}$	0-0	0.8 núcleos/s
$^{184}_{71}\text{Lu}$	0-0	4.5 núcleos/s
$^{185}_{71}\text{Lu}$	0-0	12.1 núcleos/s
$^{186}_{71}\text{Lu}$	0-0	5.4 núcleos/s
$^{187}_{71}\text{Lu}$	0-0	2.3 núcleos/s
$^{186}_{72}\text{Hf}$	0-0	18.1 núcleos/s
$^{187}_{72}\text{Hf}$	0-0	29.4 núcleos/s
$^{180}_{70}\text{Yb}$	1-0	1.4 núcleos/s
$^{180}_{71}\text{Lu}$	1-0	1.3 núcleos/s
$^{181}_{71}\text{Lu}$	1-0	6.5 núcleos/s
$^{182}_{71}\text{Lu}$	1-0	3.1 núcleos/s
$^{188}_{72}\text{Hf}$	0-1	0.3 núcleos/s
$^{189}_{73}\text{Hf}$	0-1	0.4 núcleos/s
$^{190}_{73}\text{Hf}$	0-1	0.6 núcleos/s
$^{182}_{71}\text{Lu}$	1-1	0.4 núcleos/s
$^{183}_{72}\text{Hf}$	1-1	0.4 núcleos/s
$^{184}_{72}\text{Hf}$	1-1	0.8 núcleos/s

Cuadro 3.3: Tasas de implantación de las diferentes especies isotópicas provenientes de la reacción  $^{208}\text{Pb} 1 \text{ GeV/u} + \text{Be}$ . Los porcentajes de implantación están normalizados al número total de los iones implantados en el detector de Silicio. Los estados de carga son los correspondientes a las dos etapas del FRS, es decir, 1-1 corresponde a un núcleo con un electrón en la primera parte del FRS y con un electrón también en la segunda etapa del FRS.

# Capítulo 4

## Caracterización de los detectores

Como hemos explicado en secciones anteriores, el propósito de este tipo de experimentos es determinar las vidas medias de núcleos ricos en neutrones provenientes de la fragmentación en vuelo de un haz primario. Los isótopos que se desean estudiar serán implantados en el interior de un detector activo que cumple una doble misión: por un lado tiene que ser un material sólido lo suficientemente denso como para frenar los núcleos y que se implanten en su interior y por otro lado constituir el propio detector.

Otra de las características que deben poseer los detectores empleados en la medida de las vidas medias es una rápida respuesta temporal (podemos querer medir vidas medias más pequeñas del ms). Es necesario también que los detectores posean una buena resolución en posición, para poder determinar con precisión la posición tanto de implantación del isótopo, como la de emisión de la partícula  $\beta$ . El conocimiento de la posición de emisión de dicha partícula es de gran utilidad a la hora de discernir cuál ha sido el isótopo que ha decaído. Por todo ello nos hemos decantado por el uso de unos detectores de tecnología de estado sólido, concretamente detectores de Silicio con pistas y de doble cara, lo cual nos permitirá determinar las posiciones de implantación tanto en el plano vertical como en el horizontal, como se explicará más adelante.

En comparación con otros materiales, los semiconductores (en especial el Silicio) poseen propiedades únicas que los convierten en una elección idónea a la hora de construir un detector de radiación ionizante. Las diferencias básicas entre los detectores convencionales y los basados en tecnología semiconductora se enumeran por claridad a continuación:

- El pequeño "gap" entre la banda de valencia y la de conducción (1.12 eV a

temperatura ambiente) hace posible la generación de una gran número de portadores de carga por unidad de pérdida de energía de la partícula ionizante. La energía media necesaria para la creación de un par electrón-hueco (3.6 eV) es un orden de magnitud menor que la necesaria para obtener el mismo resultado en gases ( $\sim 30$  eV), con lo cual las resoluciones tanto en energía como en posición mejoran notablemente.

- La elevada densidad del material ( $2330 \text{ mg/cm}^2$ ) se traduce en una gran pérdida de energía por camino recorrido para la partícula ionizante. Es entonces posible construir detectores muy delgados que producen todavía una señal lo suficientemente grande para ser medida.
- A pesar de la elevada densidad del material, electrones y huecos se mueven casi libremente en el interior del semiconductor. La movilidad de los electrones ( $\mu_n = 1450 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ) y huecos ( $\mu_p = 450 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ) a temperatura ambiente permite una rápida recolección de la carga generada por la partícula ionizante ( $\sim 10$  ns).
- La excelente rigidez mecánica del material permite la construcción de detectores de morfologías complejas, tarea imposible con detectores gaseosos, por ejemplo.

Debido a las numerosas ventajas que reporta la utilización de detectores basados en tecnología semiconductora, unido con la necesidad en nuestro caso de utilizar un material de estado sólido que permita la implantación en su interior de los núcleos objeto de nuestro estudio, nos decantamos por utilizar el Silicio como material detector para la medida de las vidas medias.

## 4.1. El detector de Silicio de pistas y de doble cara (DSSD)

No es el objeto de este trabajo un estudio detallado sobre el funcionamiento a nivel físico de un detector basado en tecnología semiconductora, pero haremos una breve introducción sobre el tema (para un tratado completo sobre detectores semiconductores de radiación ver [15]). El silicio como tal no tiene interés alguno como material para construir detectores, para ello hay que alterar sus propiedades eléctricas de modo notable añadiendo impurezas de forma controlada. La estructura cristalina del Silicio es como la del diamante, cada átomo está rodeado por cuatro átomos equidistantes y comparte con cada uno de ellos uno de sus cuatro electrones externos. Al añadir Fósforo dentro de la red del Silicio (proceso que recibe el nombre



de dopaje), como éste tiene 5 electrones en la última capa comparte 4 de ellos con los 4 átomos de Silicio que tiene alrededor, dejando un electrón que puede liberarse con facilidad, formando una corriente eléctrica. A este dopado se le denomina tipo  $n$  haciendo alusión a la carga negativa del electrón.

De forma análoga se implantan átomos de Boro con tres electrones externos que, al sustituir al Silicio en la red cristalina adquieren rápidamente un cuarto electrón para enlazarse a los 4 Silicios contiguos. Esta adquisición da lugar a la ausencia de un electrón o *hueco* en algún lugar de la red. A este dopado se le denomina tipo  $p$  ya que en este caso el portador de carga es el hueco, equivalente a un electrón pero de carga positiva.

Ahora bien, el detector está formado por el material tipo  $n$ , el tipo  $p$  y la región en contacto entre ambas. En dicha región los electrones del material tipo  $n$  se difunden en el de tipo  $p$  y viceversa, donde son neutralizados dejando atrás átomos de impureza ionizados a uno y otro lado de la unión. Estos átomos fijos y dotados de carga crean un campo eléctrico que actúa a modo de barrera, tendiendo a mantener los huecos en el lado  $p$  a los electrones en el lado  $n$ . El resultado de este efecto es la aparición de una *región de vaciamiento* en la unión entre los dos materiales, libre de portadores de carga y sometida a un campo eléctrico. Es precisamente esta región la relevante para su utilización como detector de radiación. Cuando una partícula ionizante atraviesa esta zona pierde parte de su energía debido a interacciones electromagnéticas con los electrones de la red. Dicha energía se traduce en la creación de pares electrón-hueco en una estrecha región en torno a la trayectoria de la partícula (ver figura 4.1). Bajo la influencia del campo eléctrico que crean los átomos de impureza ionizados, los electrones y los huecos se desplazan en direcciones opuestas. Este movimiento genera una señal eléctrica que puede ser medida.

Como hemos visto, el área útil de detector es aquella formada por la región de vaciamiento. Debido a las propiedades físicas inherentes a una unión  $p - n$ , al aplicar un campo eléctrico inverso, es decir, un potencial negativo en la parte  $p$  y un potencial positivo en la parte  $n$ , los portadores son apartados de la unión. Esta deriva de portadores tiene el efecto neto de producir un ensanchamiento en la región de vaciamiento, con la consecuente mejora en el aprovechamiento del área del detector. Este voltaje inverso aplicado a la unión  $p - n$  se denomina BIAS.

Los huecos y los electrones generados por una partícula ionizante que atraviesa la región de vaciamiento derivan en direcciones opuestas en el detector. Es entonces factible utilizar ambas corrientes de portadores para medir posiciones colocando electrodos de recolección de carga en ambas caras del detector. Estos detectores, llamados de **doble cara** tienen la ventaja obvia de ofrecer información redundante sobre el paso de la partícula. Si los terminales metálicos encargados de recoger la señal de la deriva de los pares electrón-hueco se dividen en pistas como podemos ver

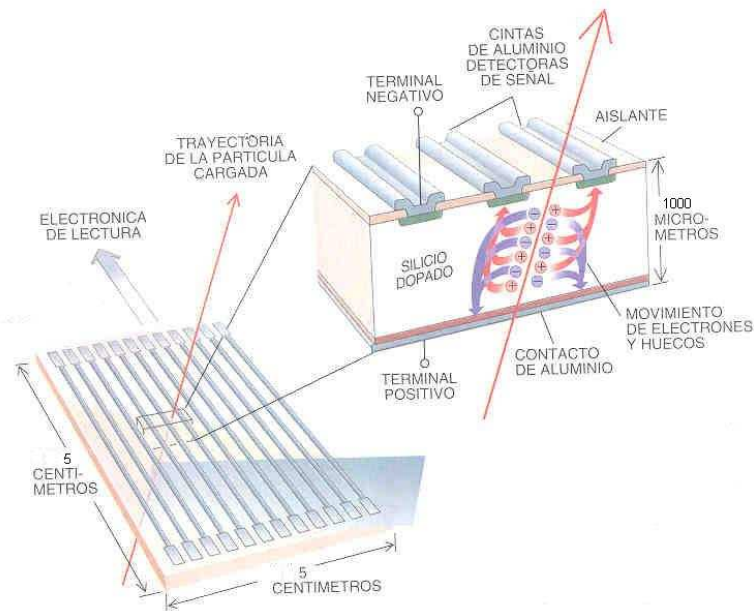


Figura 4.1: Una partícula cargada que atraviesa un detector de pistas crea una señal en una o varias de las pistas. Al pasar por el Silicio la partícula genera pares electrón-hueco en una estrecha región próxima a su trayectoria. Por efecto del campo eléctrico interno estos portadores derivan hacia direcciones opuestas, generando una señal eléctrica susceptible de ser medida. (Figura extraída de [19])

en la figura 4.1 podremos obtener información de la posición por la que ha pasado la partícula ionizante. Si las pistas de una y otra cara del detector se colocan en posición transversal (formando  $90^\circ$  entre sí) se pueden realizar medidas 2-dimensionales de posición con un sólo detector. Este es el caso que nos ocupa, en nuestro experimento hemos utilizado 4 detectores de silicio de doble cara para medir la posición de implantación del isótopo bajo estudio y las posición de emisión de los electrones  $\beta$  emitidos en posteriores decaimientos. El propósito de este capítulo es caracterizar los detectores que vamos a utilizar en el experimento descrito en el primer capítulo de este trabajo, determinar su voltaje BIAS óptimo de operación, su resolución en energía...

## 4.2. Electrónica de los detectores

Cuando un núcleo pesado con la velocidad adecuada para ser implantado en el interior del Silicio entra dentro de éste, deposita una energía en el detector de aproximadamente entre 3 y 5 GeV. Un electrón emitido en un decaimiento  $\beta$ , sin embargo, deposita una energía de 3 o 4 MeV. De este dato significativo se desprende

que, debido a la diferencia de energía entre los dos procesos, no podemos estudiar ambos con la misma etapa electrónica. En nuestro experimento decidimos utilizar sólo una etapa en la electrónica y centrarnos única y exclusivamente en las señales que crearán los electrones provenientes del decaimiento  $\beta$  de los isótopos ricos implantados en el interior de los detectores de Silicio. De tal modo que cuando uno de estos núcleos alcance el detector la electrónica saturará. Este efecto no influye sobre la medida de las vidas medias ya que se espera que éstas sean del orden de cientos de ms o incluso s, tiempo mucho mayor que el necesario para la recuperación de la electrónica.

Cuando uno de los isótopos implantados en el interior de los detectores decae, el electrón emitido deposita energía en el cristal de Silicio en forma de la creación de pares electrón-hueco. Estos pares derivan hacia los electrodos, en donde se recolecta la carga, que viene dada por la expresión:

$$Q = \frac{E}{w} \quad (4.1)$$

donde  $E$  es la energía depositada por el electrón y  $w$  es la energía necesaria para crear un par electrón-hueco. El valor típico para el caso del Silicio a temperatura ambiente es  $w = 3,62 \text{ eV}$ . Esta carga es recolectada en un tiempo muy corto que depende de varios factores, como pueden ser la movilidad de los portadores, el voltaje BIAS aplicado, la resistividad del medio, etc. Por término medio la recolección de carga es del orden de decenas de ns. Esta carga recolectada viaja por el cable hasta el preamplificador, el cual ve un voltaje que viene dado por la expresión:

$$V = \frac{Q}{C_{TOT}} \quad (4.2)$$

donde  $C_{TOT}$  es la capacitancia total antes del preamplificador, es decir, la suma de la capacitancia intrínseca del propio detector más la capacitancia del cable. Un valor típico para la capacitancia del detector de silicio es de unos 10 pF, mientras que la de los cables *twisted-pair* que hemos utilizado es de 100 pF/m.

Observando la ecuación 4.2 vemos que la forma de minimizar el ruido de las señales es disminuyendo todo lo posible el valor de  $C_{TOT}$ . Esta es la razón por la cual los preamplificadores se sitúan lo más próximos que sea posible al detector. En nuestro caso, los preamplificadores estaban situados a unos 15 cm de los silicios en el exterior de la cámara de vacío. La conexión entre los detectores y el preamplificadores se realizó mediante unos cables *twisted-pair* que pueden verse en la figura 4.2.

En nuestro experimento hemos utilizado 8 preamplificadores de 16 canales con-

struidos en GANIL, con una conductancia de salida de 1 pF. La señal de salida de los mismos tenía voltaje negativo. La altura de la señal esperada para un decaimiento  $\beta$  en el cual, el electrón deposita aproximadamente 300 KeV de energía viene dada por:

$$V_o = \frac{Q}{C_f} = \frac{E_\beta e}{w C_f} = 13,25 \text{ mV} \quad (4.3)$$

donde  $E_\beta$  es la energía depositada por el electrón en el detector de Silicio,  $e$  es la carga del electrón,  $w$  es la energía necesaria para la creación de un par electrón-hueco (3.62 eV en Silicio) y  $C_f$  es la capacitancia del preamplificador. Para más información sobre los preamplificadores ver [16].



Figura 4.2: En esta figura podemos ver los cuatro detectores de Silicio colocados en sus posiciones dentro de la cámara de vacío. En la parte superior de la figura se pueden observar los cables twisted-pair que van directamente a los preamplificadores situados en la parte externa de la cámara de vacío. Se puede observar también a la derecha de la imagen la fuente  $\alpha$  para la calibración de la respuesta en energía de los detectores (pastilla circular reflejada en uno de los detectores). Se trata de una fuente triple combinada de  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  y  $^{244}\text{Cm}$ . La fuente está colocada sobre una barra móvil que permite colocarla delante de cualquiera de los cuatro detectores.

De cada uno de los detectores de Silicio salen 24 señales, las correspondientes a las 16 pistas horizontales y las 8 pistas verticales que leemos. Esas señales se utilizan con un doble propósito: medir la energía que depositan los electrones provenientes del decaimiento  $\beta$  y tener una señal rápida que me haga de *trigger* de la adquisición. Las señales procedentes de los preamplificadores se envían a los amplificadores. Éstos, a su vez, se utilizan también por un doble motivo: amplificar la señal procedente de los preamplificadores y darle a ésta una forma conveniente para su posterior procesamiento por el resto de la electrónica. Hemos utilizado dos tipos diferentes de amplificadores: 5 amplificadores CAEN N568B y 4 amplificadores EMERON.

Los amplificadores CAEN N568B constaban de 16 canales cada uno y los utilizamos para la amplificación de las señales provenientes de las 64 pistas horizontales y las 32 verticales de los 4 Silicios que se mandarían posteriormente a los ADC's para medir las energías. Uno de estos amplificadores se utilizaría también para amplificar la señal de las 16 pistas verticales de los detectores números 1 y 2 que serían luego utilizadas como señal rápida para el *trigger* de la adquisición. Más información sobre estos amplificadores puede encontrarse en [17].

Los amplificadores EMERON constaban de 4 canales cada uno y fueron utilizados únicamente para la amplificación de las señales de las 16 pistas verticales de los Silicios números 3 y 4 que nos dan las señales rápidas para el *trigger* de la adquisición.

Las 96 señales de energía provenientes de los 4 detectores de Silicio eran enviadas directamente, a través de 30 m de cable *twisted-pair*, a los convertidores analógico-digital (ADC). Utilizamos tres ADC del modelo CAEN V785 de 32 canales cada uno. Para más información sobre estos ADC ver [18].

Las señales rápidas amplificadas, que provenían de las pistas verticales de los 4 detectores de Silicio fueron enviadas a unos *Leading edges* modelo TR8000, cuya finalidad es proporcionar una señal lógica de salida en el momento en que la señal analógica de entrada supere un umbral que el usuario selecciona. Las salidas de los *leading edges* fueron enviadas a unos módulos de lógica, en los cuales se hizo un *OR* de las señales. Es decir, si hay señal en cualquiera de las pistas verticales de los detectores obteníamos una señal de salida, la cual me disparaba el *trigger* de la adquisición de las señales de energía de los Silicios.

Para un esquema gráfico de la electrónica que utilizamos en el experimento ver Apéndice A.

### 4.3. Determinación del voltaje BIAS óptimo

Para una optimización en el funcionamiento de los detectores de Silicio es interesante eliminar, en la medida de lo posible, el ruido de fondo, evitando de este modo señales no deseadas. Para ello, los detectores fueron colocados en una atmósfera de vacío. Con este propósito se diseñó y construyó, en el GSI, una cámara de vacío con paredes de acero de 8 mm de espesor conectada a una bomba turbomolecular. En el interior de la cámara se instaló un dispositivo para colocar los cuatro detectores y se habilitaron las conexiones para los preamplificadores de los mismos, los cuales estaban situados en la parte exterior y superior de la cámara con el propósito de aislarlos de la radiación. En uno de los laterales de la cámara se dispuso una barra metálica móvil que cruzaba la cámara en dirección horizontal a la altura de los silicios (ver figura 4.2). En esta barra se podían colocar fuentes radiactivas con el propósito de calibrar los detectores.

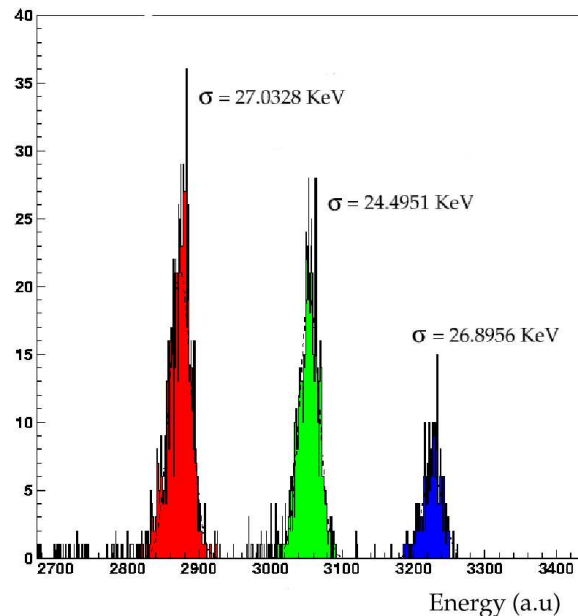


Figura 4.3: *Dispersión en energía obtenida con una fuente  $\alpha$ . El espectro corresponde a la respuesta dada por la pista número 8 del detector de Silicio número 4. Los tres picos que se observan son las partículas emitidas por la fuente triple combinada de  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  y  $^{244}\text{Cm}$  (ver figura 4.2). Las energías de emisión de las tres  $\alpha$  son 5148.55 KeV, 5478.38 KeV y 5794.88 KeV respectivamente*

La primera operación necesaria para poder trabajar con los detectores de Silicio es la determinación de su voltaje BIAS óptimo. Para ello, una vez hecho un vacío de  $10^{-7}$  dentro de la cámara, fuimos haciendo pruebas con una fuente emisora de partículas  $\alpha$ . Esta fuente consistía en una mezcla de tres isótopos radiactivos,  $^{239}\text{Pu}$

con una energía de las partículas  $\alpha$  emitidas de  $E_{Pu} = 5148,85$  KeV,  $^{241}Am$  con una energía de  $E_{Am} = 5478,38$  KeV y  $^{244}Cm$  con una energía  $E_{Cm} = 5794,88$  KeV. La emisión de tres partículas alfa con energías diferentes debe traducirse en la aparición de tres picos claramente diferenciados en el espectro de energías recogido con la electrónica de los detectores. La fuente  $\alpha$  se fue colocando en la frontal de los diferentes detectores, recogiendo los datos de los espectros para todos ellos. A modo de ejemplo, en la figura 4.3 se muestra el espectro de energía recogido en la pista número 8 del detector de Silicio número 4 (situado en el extremo izquierdo en la figura 4.2). Como se puede apreciar en la figura se ven tres picos claramente separados correspondientes con las tres partículas  $\alpha$  emitidas por la fuente, obteniendo una anchura en la determinación de la energía para el detector número 4 del orden de 30 KeV. Para el resto de detectores encontramos anchuras similares, que varían ligeramente de una pista a otra.

Midiendo las anchuras de los picos de energía para las diferentes pistas del detector de Silicio, podemos construir gráficas como la mostrada en la figura 4.4. Podemos observar en ella las dispersiones en las medidas de la energía para las tres alfas emitidas por la fuente triple. Estas anchuras han sido representadas en función del voltaje BIAS aplicado al detector de Silicio. A partir de esta gráfica podemos determinar el voltaje óptimo de los detectores. Este voltaje es aquél que nos proporciona la menor dispersión en energía. En el caso de la figura parece claro que ese voltaje corresponde a 190 V.

De forma análoga repetimos la operación con las señales de las pistas del resto de los detectores y determinamos con ello el voltaje óptimo de operación de los cuatro detectores de Silicio. Los valores de esos voltajes, así como las corrientes de fuga correspondientes a esos voltajes se muestran en la tabla 4.3.

Detector	Voltaje BIAS	Corriente de fuga
Número 1	160 V	570 nA
Número 2	190 V	520 nA
Número 3	210 V	580 nA
Número 4	210 V	560 nA

Cuadro 4.1: Voltajes BIAS óptimos determinados para cada uno de los cuatro detectores de Silicio. El valor de este voltaje ha sido determinado midiendo la dispersión en energía con una fuente emisora  $\alpha$  de tres picos. Se muestra también en la tercera columna el valor medido de la corriente de fuga para ese voltaje BIAS aplicado.

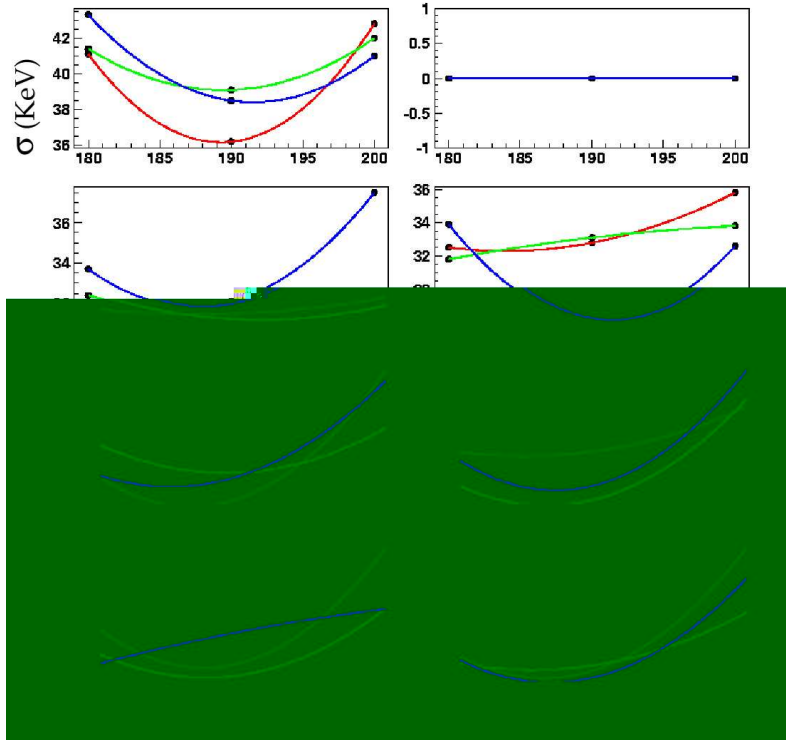


Figura 4.4: Anchura en energía medida para los tres picos emitidos por la fuente alfa triple en función del voltaje BIAS aplicado al detector. Se representan las anchuras obtenidas para las 8 pistas verticales del detector de Silicio número 2. Con esta gráfica podemos determinar el voltaje BIAS óptimo para este detector, que ha sido fijado a 190 V.

#### 4.4. Resolución en energía

Con la información de la dispersión en la medida de la energía para cada una de las partículas  $\alpha$  emitidas por la fuente triple podemos construir gráficas como las mostradas en la figura 4.5. En esta figura se representa la resolución en energía obtenida para cada una de las pistas en la dirección horizontal de cada uno de los cuatro detectores. Así mismo, esta resolución se encuentra también representada para cada una de las tres partículas alfa emitidas. De este modo la línea sólida corresponde a la partícula  $\alpha$  emitida por el  $^{239}\text{Pu}$  con una energía de emisión de  $E_{Pu} = 5148,85$  KeV, la línea a trazos corresponde a la partícula  $\alpha$  emitida por el  $^{241}\text{Am}$  con una energía de emisión de  $E_{Am} = 5478,38$  KeV y, por último, la línea punteada corresponde a la partícula  $\alpha$  emitida por el  $^{244}\text{Cm}$  con una energía de emisión de  $E_{Cm} = 5794,88$  KeV

Como podemos ver en la figura 4.5 ver la resolución en energía está siempre por



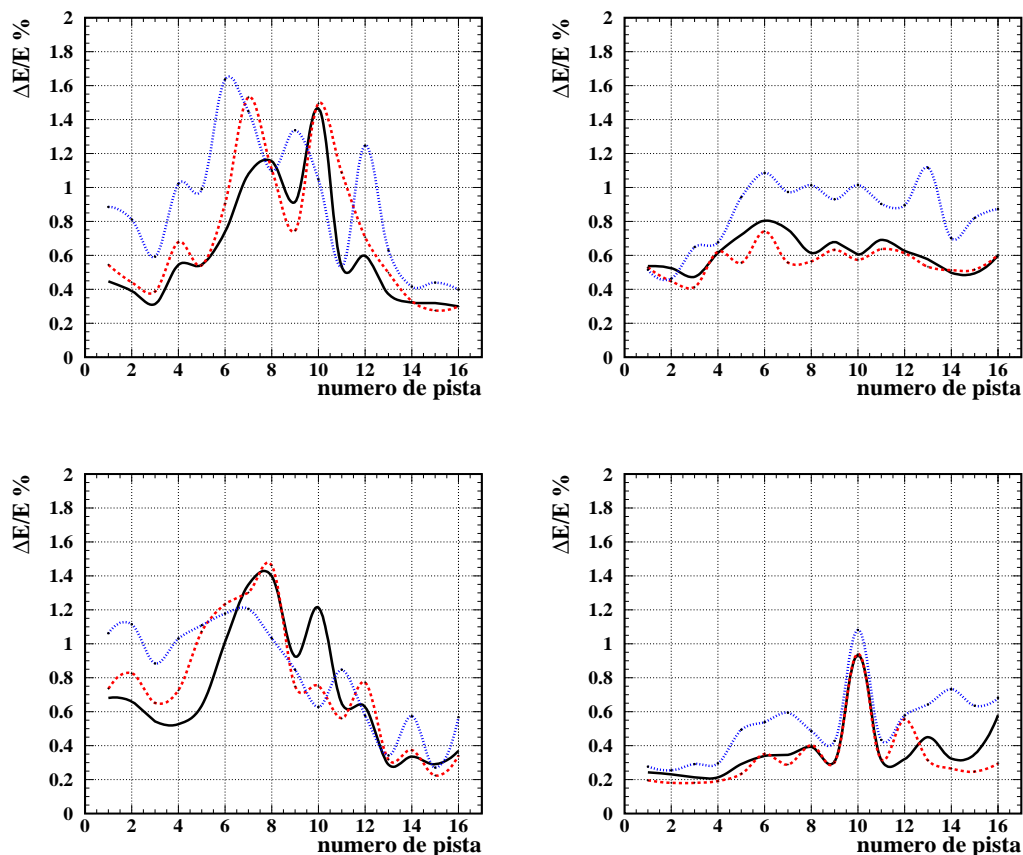
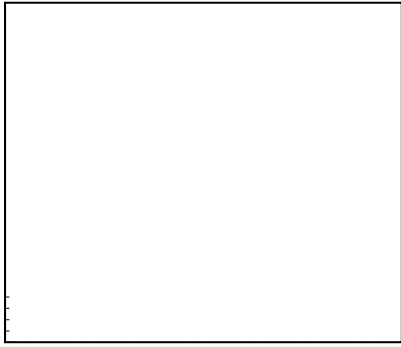


Figura 4.5: Resolución en energía ( $\Delta E/E$ ) en función del número de pista del plano horizontal de detección para cada uno de los detectores de Silicio. **Superior izquierda:** detector número 1. **Superior derecha:** detector número 2. **Inferior izquierda:** detector número 3. **Inferior derecha:** detector número 4. La línea sólida corresponde a la partícula  $\alpha$  emitida por el  $^{239}\text{Pu}$  con una energía de emisión de  $E_{Pu} = 5148,85 \text{ KeV}$ , la línea a trazos corresponde a la partícula  $\alpha$  emitida por el  $^{241}\text{Am}$  con una energía de emisión de  $E_{Am} = 5478,38 \text{ KeV}$  y, por último, la línea punteada corresponde a la partícula  $\alpha$  emitida por el  $^{244}\text{Cm}$  con una energía de emisión de  $E_{Cm} = 5794,88 \text{ KeV}$ . La resolución es siempre mejor al 1.8%. La resolución de los detectores números 2 y 4 son ligeramente mejores a las de los detectores 1 y 3 debido a la resolución intrínseca de los mismos.

debajo del 1.8% para el caso más desfavorable. Observamos en esta figura como la resolución es ligeramente mejor para los detectores números 2 y 4. Atribuimos este efecto a la resolución intrínseca de los propios detectores.

De forma análoga construimos las gráficas de resolución en energía para las pistas que nos proporcionan las medidas en posición vertical. Podemos ver esta información



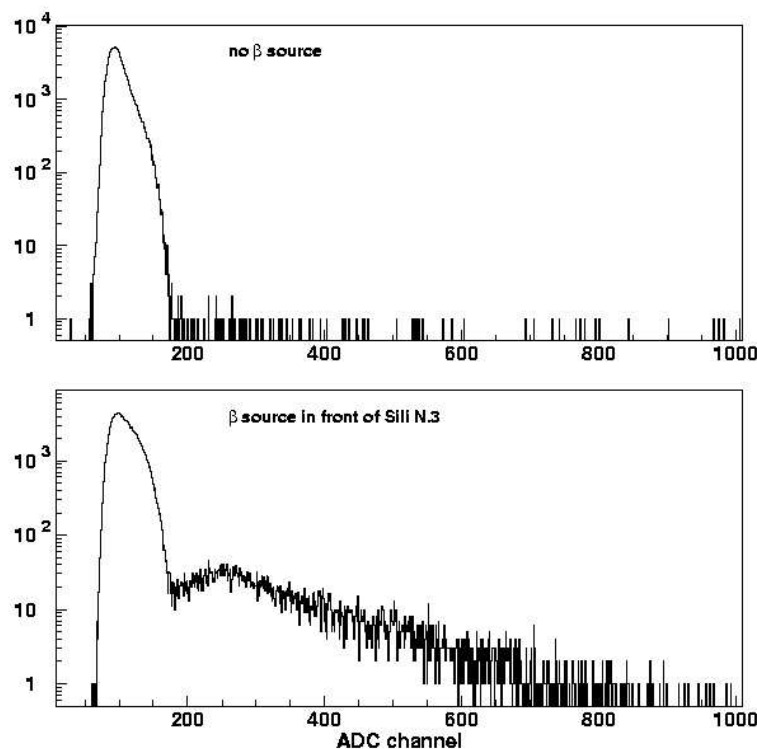


Figura 4.7: Espectros de energía obtenidos para la emisión  $\beta$  de una fuente de  $^{90}\text{Sr}$ . En la parte superior de la figura representamos el espectro obtenido cuando no hay fuente radiactiva colocada en las proximidades del detector. En la figura inferior se ha colocado una fuente radiactiva en frente del detector de Silicio número 3. Se observa el espectro continuo del decaimiento  $\beta$ .

figura se muestra el espectro de energías en función de los canales del ADC. El pico que se observa a bajas energías corresponde al pedestal. En la parte inferior de la figura sin embargo vemos como, al colocar la fuente  $\beta$  delante del detector aparece el espectro continuo característico de una desintegración a tres cuerpos. Repitiendo la misma operación para el resto de los detectores se obtienen resultados análogos para los espectros de desintegración  $\beta$ .

Con la ayuda de los espectros obtenidos con la fuente alfa podemos realizar una primera calibración preliminar en energía, con el propósito de estimar la energía a la cual se encuentra situado el pedestal en la figura 4.7. Con las energías medias de los tres picos de la fuente  $\alpha$  (ver figura 4.3) y sus correspondientes canales en el ADC obtuvimos la siguiente calibración preliminar:

$$E = 1,82 \times ADC - 81,17 \quad (\text{KeV}) \quad (4.4)$$

donde  $E$  es la energía y  $ADC$  es el canal correspondiente en el ADC. Con esta calibración estimamos *a grosso modo* el valor de la energía para el pedestal, resultando ser  $E_{Ped}=228.2$  KeV. Este valor nos da el límite inferior en energía de detección de nuestros detectores de Silicio. Cualquier electrón emitido con una energía inferior a ésta no será detectado. Así mismo, cualquier electrón que deposite una energía menor que la correspondiente al pedestal no será tampoco detectado. Este efecto puede darse cuando un núcleo es implantado cerca de la superficie del detector y el electrón emitido abandona el volumen activo del mismo antes de depositar una energía mayor a la del pedestal, con lo cual no será detectado.

El análisis de los datos obtenidos en este experimento realizado en Febrero-Marzo de 2003 en el GSI-Darmstadt está siendo desarrollado en la actualidad por Teresa Kurtukian Nieto en el seno del Grupo Experimental de Núcleos y Partículas bajo la dirección del Profesor Benlliure Anaya. Por el momento no disponemos aún de resultados sobre vidas medias de núcleos exóticos ricos en neutrones.

# Capítulo 5

## Conclusiones

El estudio de núcleos exóticos ricos en neutrones constituye un campo de investigación muy importante en la actualidad en el marco de la Física Nuclear. En especial, la medida de las vidas medias de ciertos isótopos puede arrojar algo de luz al entendimiento del proceso-r en astrofísica nuclear. Con este fin, entre Febrero y Marzo del 2003, se desarrolló en el GSI-Darmstadt un experimento cuya pretensión era determinar la vida media de varios isótopos lejanos al valle de la estabilidad. El experimento tuvo lugar en el separador de fragmentos FRS.

En el segundo capítulo de este trabajo hemos descrito la técnica experimental utilizada, dividiéndola en dos partes. Comenzamos describiendo el método de producción de núcleos ricos en neutrones y la técnica empleada para su posterior identificación (determinación de su masa y su carga). Para ello, hemos descrito el funcionamiento del separador de fragmentos FRS y todos los detectores adicionales empleados en la identificación de estos núcleos. Una vez identificados esos isótopos, debían ser implantados en el interior de unos detectores de estado sólido para determinar sus vidas medias. En este capítulo hemos explicado también en detalle el dispositivo experimental dedicado a la implantación. Posteriormente hemos hecho una introducción a las herramientas matemáticas necesarias para extraer la información de las vidas medias de los núcleos bajo estudio. Ésto constituye el método de correlaciones temporales que cierra el primer capítulo de este trabajo.

En el tercer capítulo hicimos un estudio detallado de la implantación. Demostramos que un elemento clave del dispositivo experimental era el bloque de Aluminio que servía para frenar los isótopos a una velocidad adecuada para su posterior implantación. Para hacer un estudio sistemático de la determinación del espesor de dicho bloque de Aluminio desarrollamos un código Monte-Carlo que simulaba el paso de las partículas a través del dispositivo experimental, teniendo en cuenta

las interacciones primarias de los iones con la materia, como son las pérdidas de energía, las dispersiones energética y angular y los estados de carga. Los valores determinados con este código fueron comparados con los valores obtenidos utilizando un método de calibración adicional que desarrollamos durante el experimento debido a la dificultad de conocer con precisión el espesor del bloque de Aluminio que estábamos seleccionando. Demostramos que los resultados de ambos métodos son perfectamente compatibles. Una vez demostrada la validez del código Monte-Carlo lo utilizamos para efectuar simulaciones sistemáticas de varias implantaciones, de las que extrajimos información como las tasas de implantación, la distribución de implantación en profundidad en el detector de Silicio...

En el cuarto capítulo se describen en detalle los detectores de Silicio empleados. Hemos utilizado unos detectores de pistas y doble cara para la determinación de las vidas medias de núcleos ricos en neutrones. Hicimos en este capítulo una introducción a los detectores de Silicio para centrarnos, posteriormente, en la descripción detallada de la electrónica utilizada en la lectura de dichos detectores. Después de esto nos dispusimos a caracterizar la respuesta de los detectores, para ello determinamos el voltaje BIAS aplicado a cada uno de ellos, determinamos su resolución en energía utilizando una fuente radiactiva emisora de partículas  $\alpha$  y también estudiamos su respuesta a la detección de electrones procedentes de un decaimiento  $\beta$ .

El análisis de los datos de las vidas medias se lleva a cabo en la actualidad en el seno del Grupo Experimental de Núcleos y Partículas de la USC. Con los resultados favorables de este análisis esperamos emprender futuras mejoras en el método experimental como podrían ser la construcción de un telescopio de detectores

na e gí ~~55555555~~ %  $\dot{d}d$  / lóf ~~5~~ / aó ó/  $\dot{d}d$  /  $\dot{u}$  / e

# Apéndice A

## Electrónica de los detectores.

Se muestran en las figuras A.1 y A.2 los esquemas de la electrónica correspondientes a los detectores de Silicio número 1,2 y 3,4 respectivamente. En la electrónica hemos utilizado los siguientes elementos que pueden verse en las figuras:

1. 5 Amplificadores CAEN modelo N568B de 16 canales, utilizados para las señales de energía de todos los canales y las señales de tiempo de los detectores 1 y 2.
2. 4 Amplificadores EMERON de 4 canales, utilizados para las señales de tiempo de los detectores 3 y 4.
3. 4 Leading-Edges modelo TR8000 de 8 canales, utilizados para convertir las señales de tiempo en lógicas.
4. 3 ADC CAEN modelo V785 de 32 canales, utilizados para procesar las señales de energía procedentes de los 4 detectores.

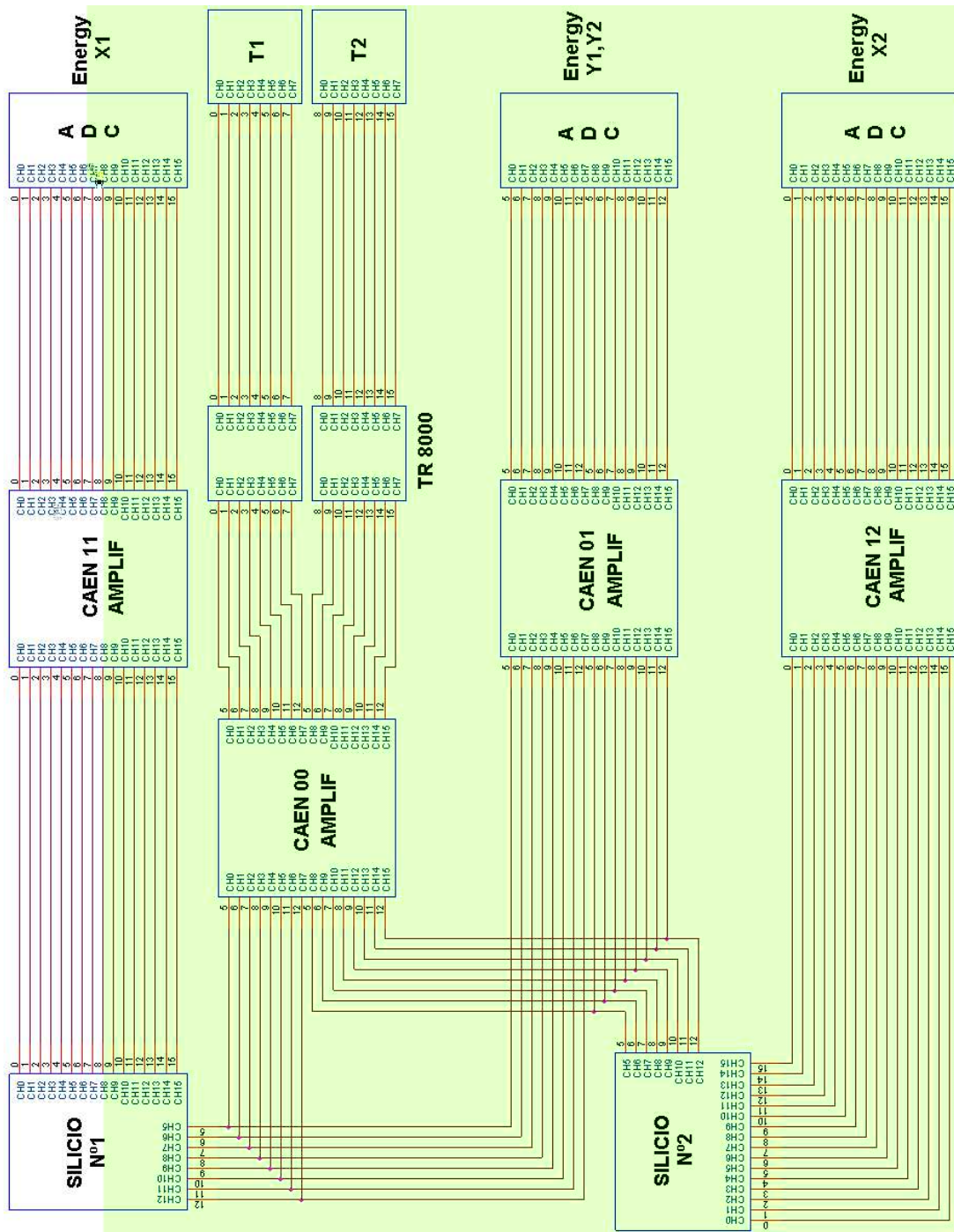


Figura A.1: Esquema de la electrónica para la lectura de los detectores de Silicio números 1 y 2.



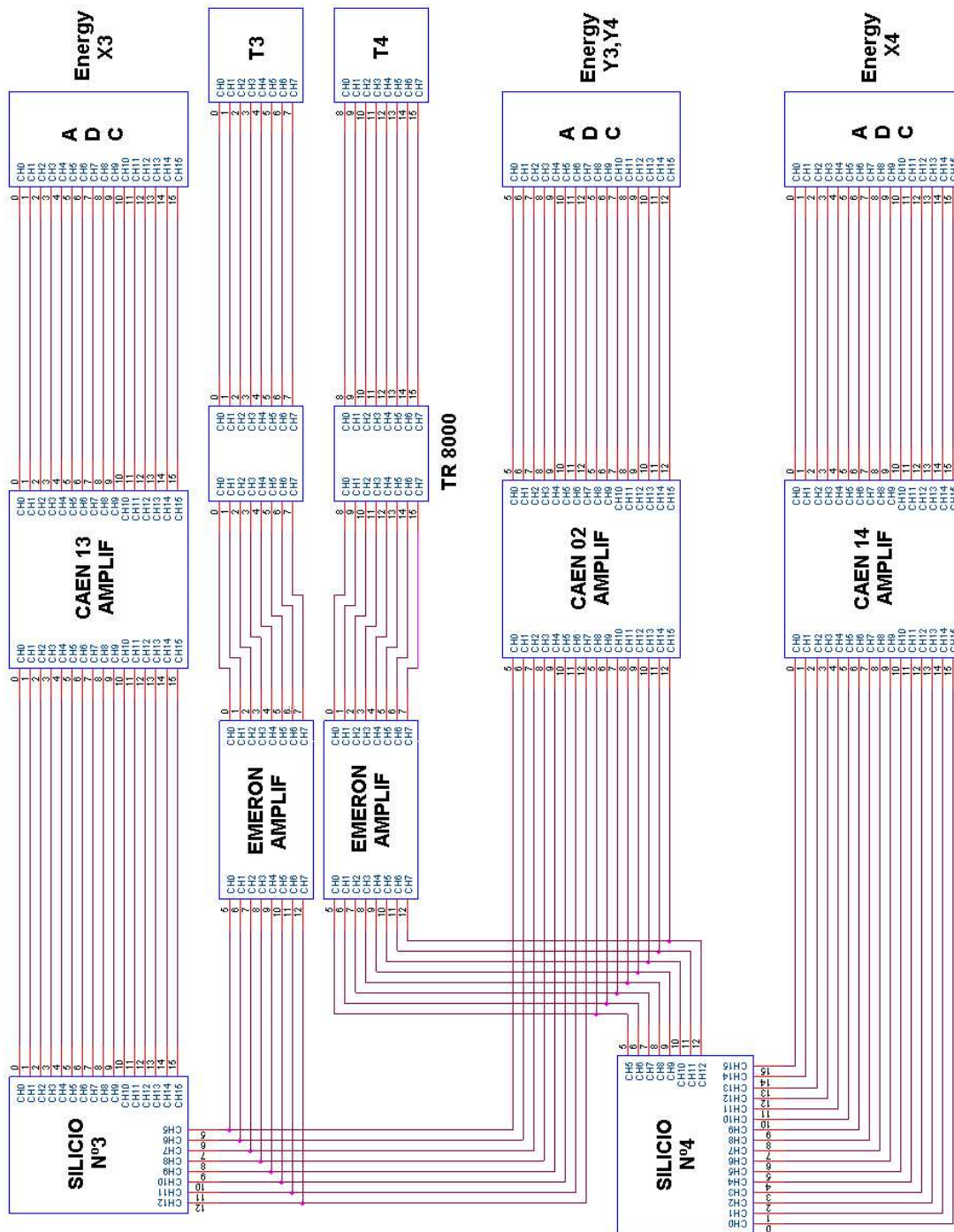


Figura A.2: Esquema de la electrónica para la lectura de los detectores de Silicio números 3 y 4.



# Apéndice B

## Interacciones primarias de iones pesados con la materia en el código Monte-Carlo.

En el capítulo tercero de este trabajo describimos detalladamente cómo funcionaba el código Monte-Carlo que empleamos para simular el paso de iones pesados a través del dispositivo experimental y para el estudio de su implantación en los detectores de Silicio utilizados para la medida de las vidas medias de ciertos isótopos ricos en neutrones. En dicho fueron implementadas varias funciones que calculan las interacciones primarias de los iones pesados con la materia, es decir, pérdidas de energía, dispersión energética y dispersión angular. En este apéndice describiremos como tratan estas funciones dichas interacciones.

### B.1. Algoritmo para el cálculo de pérdidas de energía.

La idea básica de este algoritmo es parametrizar el rango de iones en cualquier material utilizando una función analítica que puede ser invertida. La pérdida de energía en una capa de material de espesor  $d$  puede entonces calcularse como:

$$\Delta E(d) = E_i - E_f \tag{B.1}$$

donde  $E_i$  es la energía inicial del ion y  $E_f$  es la energía residual del mismo después

de atravesar esa capa de materia. Esta energía puede ser calculada fácilmente a partir del rango residual antes y después del material,  $r(E_i)$  and  $r(E_f)$  respectivamente, ya que:

$$r(E_f) = r(E_i) - d \quad (\text{B.2})$$

y la función  $r(E)$  puede ser invertida.

Para determinar la función  $r(E)$ , primero calculamos el rango de para un conjunto de combinaciones proyectil-blanco mediante integración numérica de las expresiones del poder de frenado ( $dE/dx$ ) presentadas en el apéndice de [14]. Posteriormente ajustamos los valores en un rango de energía entre 100 MeV/u y 2 GeV/u con el método de los mínimos cuadrados a la función:

$$r(Z_p, A_p, E/A_p) = k \frac{A_p}{Z_p^2} 10^\kappa \quad \text{mg/cm}^2 \quad (\text{B.3})$$

donde

$$\begin{aligned} \kappa = & (1 + p_1 Z_p + p_2 Z_p^2 + p_3 Z_p^3 + p_4 Z_p^4) \cdot [(p_5 + p_6 Z_p) \\ & + (p_7 + p_8 Z_p) \log_{10}(E/A_p) + (p_9 + p_{10} Z_p) \log_{10}^2(E/A_p)] \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

con  $A_p$  y  $Z_p$  la masa y el número atómico del ion, respectivamente, y  $E/A_p$  su energía en MeV/u.

Los parámetros  $p_1$  a  $p_{10}$  resultantes del ajuste se encuentran listados en la tabla B.1 para Be, C y Al y en la tabla B.2 para Sn, Ta y Pb. Los diferentes conjuntos de parámetros fueron ajustados de manera independiente para cada material del blanco, pero simultáneamente para 21 proyectiles desde  $Z_p = 3$  a  $Z_p = 92$  y para todas las energías entre  $E/A = 100$  MeV y 2 GeV.

El factor  $k$  en la ecuación B.3 permite efectuar la interpolación del rango para cualquier otro material que haga de blanco y no sólo para aquellos utilizados en el ajuste. Este factor puede ser obtenido de las siguientes relaciones:

Cuadro B.1: Parámetros  $p_1$  a  $p_{10}$  que nos dan el rango de cualquier ion con una energía entre 100 y 2000 MeV/u en Be, C and Al de acuerdo con la expresión B.3.

in Be ( $Z = 4$ )	in C ( $Z = 6$ )	in Al ( $Z = 13$ )
$p_1 = -1,28428 \cdot 10^{-4}$	$6,67801 \cdot 10^{-4}$	$-6,68659 \cdot 10^{-5}$
$p_2 = -1,73612 \cdot 10^{-6}$	$-3,92137 \cdot 10^{-6}$	$-1,85311 \cdot 10^{-6}$
$p_3 = 8,89892 \cdot 10^{-8}$	$1,36917 \cdot 10^{-7}$	$8,73192 \cdot 10^{-8}$
$p_4 = -7,05115 \cdot 10^{-10}$	$-9,72996 \cdot 10^{-10}$	$-6,90141 \cdot 10^{-10}$
$p_5 = -0,553492$	$-0,490202$	$-0,530758$
$p_6 = 9,12049 \cdot 10^{-3}$	$7,51599 \cdot 10^{-3}$	$8,98953 \cdot 10^{-3}$
$p_7 = 2,68184$	$2,61390$	$2,68916$
$p_8 = -0,210108 \cdot 10^{-3}$	$-6,00822 \cdot 10^{-3}$	$-5,33772 \cdot 10^{-3}$
$p_9 = 7,74360 \cdot 10^{-4}$	$-0,199549 \cdot 10^{-4}$	$-0,214131$
$p_{10} = -1,28428 \cdot 10^{-4}$	$7,31880 \cdot 10^{-4}$	$7,73008 \cdot 10^{-4}$

$$\begin{aligned}
 0 < Z_t \leq 5 : & \quad k = A_t/9,012 \cdot (4/Z_t)^{0,98} \\
 5 < Z_t \leq 9 : & \quad k = A_t/12,011 \cdot (6/Z_t)^{0,98} \\
 9 < Z_t \leq 32 : & \quad k = A_t/26,982 \cdot (13/Z_t)^{0,90} \\
 32 < Z_t \leq 64 : & \quad k = A_t/118,69 \cdot (50/Z_t)^{0,88} \\
 64 < Z_t \leq 72 : & \quad k = A_t/180,95 \cdot (73/Z_t)^{0,88} \\
 72 < Z_t \leq 92 : & \quad k = A_t/207,20 \cdot (82/Z_t)^{0,80}
 \end{aligned}$$

donde  $A_t$  y  $Z_t$  representan la masa y el número atómico del material blanco, respectivamente. Cuando el material blanco es una mezcla de diferentes isótopos tenemos que utilizar el valor medio de la masa para  $A_t$ .

Una determinación más precisa del rango puede obtenerse si aplicamos un factor de corrección  $F_{corr}$  a la ecuación B.3:

$$r(Z_p, A_p, E/A_p) = k \frac{A_p}{Z_p^2} 10^\kappa \cdot F_{corr} \quad mg/cm^2 \quad (B.5)$$

con

$$\begin{aligned}
 F_{corr} = 1 / ( & 0,965735686 + 9,79114E - 03 \cdot R + 3,17099E - 03 \cdot R^2 \\
 & - 6,71227E - 04 \cdot R^3 + 2,28409E - 05 \cdot R^4 )
 \end{aligned} \quad (B.6)$$

Cuadro B.2: Parámetros  $p_1$  a  $p_{10}$  que nos dan el rango de cualquier ion con una energía entre 100 and 2000 MeV/u en Sn, Ta y Pb de acuerdo con la expresión B.3.

in Sn ( $Z = 50$ )	in Ta ( $Z = 73$ )	in Pb ( $Z = 82$ )
$p_1 = 1,23639 \cdot 10^{-3}$	$-1,99249 \cdot 10^{-5}$	$-3,75861 \cdot 10^{-4}$
$p_2 = -6,13893 \cdot 10^{-6}$	$-2,27944 \cdot 10^{-6}$	$-3,73902 \cdot 10^{-6}$
$p_3 = 1,84116 \cdot 10^{-7}$	$1,05063 \cdot 10^{-7}$	$1,48861 \cdot 10^{-7}$
$p_4 = -1,20551 \cdot 10^{-9}$	$-8,29122 \cdot 10^{-10}$	$-1,12159 \cdot 10^{-9}$
$p_5 = -0,263421$	$-0,325062$	$-0,166220$
$p_6 = 6,34349 \cdot 10^{-3}$	$9,75017 \cdot 10^{-3}$	$1,26920 \cdot 10^{-2}$
$p_7 = 2,61081$	$2,68814$	$2,59061$
$p_8 = -6,38315 \cdot 10^{-3}$	$-6,07419 \cdot 10^{-3}$	$-7,25322 \cdot 10^{-3}$
$p_9 = -0,204813$	$-0,218986$	$-0,202004 \cdot 10^{-4}$
$p_{10} = 6,63267 \cdot 10^{-4}$	$8,69283 \cdot 10^{-4}$	$1,17942 \cdot 10^{-3}$

donde  $R = Z_p^2/1000$

Esta relación analítica entre el rango y la energía (B.5) puede invertirse de acuerdo con la siguiente expresión:

$$E(Z_p, A_p, r) = 10^{\frac{-(p_7+p_8 Z_p)}{2(p_9+p_{10} Z_p)}} - \sqrt{\left(\frac{(p_7 + p_8 Z_p)}{2(p_9 + p_{10} Z_p)}\right)^2 - \frac{p_5 + p_6 Z_p}{p_9 + p_{10} Z_p}} \quad (\text{B.7})$$

$$+ \frac{\log_{10}\left(\frac{r/F_{corr}}{kZ_p^2/A}\right)}{(1 + p_1 Z_p + p_2 Z_p^2 + p_3 Z_p^3 + p_4 Z_p^4)(p_9 + p_{10} Z_p)}$$

Las expresiones B.5 y B.7 nos permiten calcular de modo analítico el rango y la energía de cualquier ion atravesando cualquier material, y junto con las ecuaciones B.1 and B.2 podemos determinar su pérdida de energía. Debido a esto, estas relaciones analíticas constituyen un algoritmo extremadamente rápido para el cálculo de pérdidas de energía, muy adecuado para aplicaciones técnicas y para ser implementado en códigos Monte-Carlo.

Estas expresiones constituyen una ventaja adicional: el hecho de que ambas funciones (B.5 y B.7) sean exactamente una inversa de la otra previene inconsistencias sistemáticas que suelen ocurrir cuando se efectúan interpolaciones en valores de rangos tabulados.

## B.2. Dispersión en energía.

Cuando los iones atraviesan la materia, las fluctuaciones estadísticas en el parámetro de impacto, así como la variación en el momento transferido en cada dispersión son las causantes de una fluctuación en la distribución de la pérdida de energía. Un haz inicialmente monoenergético, después de atravesar una lámina de materia mostrará una distribución en energía en lugar de una función delta desplazada por la pérdida de energía.

$$\Omega = 8,79 \times 10^{-3} \left( \frac{E_{in}}{E_{out}} \right)^{1/3} \frac{Z_p}{A_p} \sqrt{\frac{Z_t}{A_t} d (mg/cm^2) (\delta^2 + 1)} \quad [MeV/u] \quad (B.8)$$

donde  $Z_p, Z_t, A_p, A_t$  son las cargas y masas del proyectil y blanco, respectivamente,  $d$  es el espesor del blanco y donde

$$\delta = 1 + \frac{E_{in} + E_{out}}{1863 MeV/u} \quad (B.9)$$

donde  $E_{in}$  y  $E_{out}$  son las energías cinéticas por nucleón del proyectil antes y después de atravesar el material del blanco.

## B.3. Dispersión en ángulo.

Además de las colisiones con los electrones atómicos del material del blanco, las partículas cargadas que atraviesan la materia también sufren dispersión Coulombiana con los núcleos, aunque con una probabilidad mucho menor. Estas interacciones han sido también tenidas en cuenta en nuestro código Monte-Carlo con una expresión dada por Highland [21] pero ligeramente modificada como se indica a continuación:

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \frac{14,1 [MeV/c]}{\sqrt{\beta_0 p_0 \beta_1 p_1}} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left( 1 + \frac{1}{9} \log_{10} \left( \frac{x}{X_0} \right) \right) \quad (B.10)$$

donde  $\beta_0, p_0, \beta_1, p_1$  son la velocidad y el momento antes y después de atravesar el material del blanco, respectivamente,  $x$  (cm) es el espesor del material atravesado y  $X_0$  es la longitud de radiación, una variable característica de cada material, que se calcula como se indica a continuación:

$$X_0 = \frac{716,405A}{Z^2} \left[ \ln \left( \frac{184,15}{Z^{1/3}} \right) - 1,202\alpha^2 Z^2 + 1,0369Z^4 - \frac{1,008\alpha^6 Z^6}{1 + \alpha^2 Z^2} \right] \quad (\text{B.11})$$

## B.4. Estados iónicos de carga.

Cualquier núcleo que atraviese un material sufrirá procesos de cambios de carga electrónica con el medio. Este proceso depende de las secciones eficaces de captura e ionización de electrones en el medio que el núcleo está atravesando. Estas secciones eficaces, a su vez, dependen de varios factores como son la energía del núcleo, la masa y carga iónica del mismo, el número atómico del material que atraviesa, la capa electrónica afectada...

Existen varios métodos para calcular las distribuciones de estados de carga cuando un isótopo atraviesa una cierta lámina de material. Uno de ellos es el conocido como *Three states method* [22] [23], que considera únicamente átomos completamente ionizados, átomos tipo Hidrógeno y átomos tipo Helio. Este método da una descripción en buen acuerdo con los datos experimentales y, además, tiene solución analítica. Debido a este hecho es fácilmente implementable en un código Monte-Carlo. Por esta razón este método es el que hemos utilizado en nuestro código.



# Bibliografía

- [1] M.Pfützner, H.Geissel, G.Münzenberg, F.Nickel, Ch.Scheidenberger, K.-H-Schmidt, K.Sümmerer, T.Brohm, B.Voss and H.Bichsel, Nucl. Instr. and Methods B 86 (1994) 213-218.
- [2] H.Geissel et al., Nucl. Instr. and Methods B 70 (1992) 286.
- [3] H.Geissel et al., Projectile Fragment Separator, a proposal for the SIS-ESR experimental program (1987); and GSI report GSI-89-30 (1989).
- [4] C.Ziegler et al., GSI Scientific Report 1990, 1991, p.291.
- [5] H.Stelzer, Nucl. Instr. and Methods A 310 (1991) 103.
- [6] M.Steiner et al. Nucl. Instr. and Methods A 312 (1992) 420.
- [7] M.Pfützner et al., Nucl. Instr. and Methods B 86 (1994) 213.
- [8] R.Holzman et al., GSI Scientific Report 1992 p.48.
- [9] M.Bernas et al., Z.Phys A 316 (1990) 41-50.
- [10] K.-H-Schmidt et al., Z.Phys A 316 (1984) 19-26.
- [11] Manuel Fernández-Ordóñez, Simulation of a Ring-Imaging Cerenkov detector to identify relativistic heavy-ions. Diplo Thesis, Universidad de Santiago de Compostela (2001).
- [12] K.Sümmerer et al, Phys.Rev. C 42 (1990) 2546.
- [13] Jorge Pereira Conca, Nuevo método para determinar la transmisión angular del separador en vuelo FRS del GSI. Diplo Thesis, Universidad de Santiago de Compostela (1999).
- [14] K.-H-Schmidt, E.Hanelt, H.Geissel, G.Münzenberg, J.-P.Dufour, Nucl. Instr. and Methods A 260 (1987) 287-303.

- [15] Gerhard Lutz, Semiconductor Radiation Detectors, Springer-Verlag, ISBN 3-540-64859-3 (1999).
- [16] <http://www.ganil.fr/gip/electronique/elec256si/256chansi.html>
- [17] <http://www.caen.it/nuclear/product.php?mod=N568B>
- [18] <http://www.caen.it/nuclear/product.php?mod=V785>
- [19] Alan M. Likte Andreas S. Schwarz, Scientific American, July (1995).
- [20] E. Hanelt, PhD. Thesis, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt, 1992.
- [21] V. Highland, Nucl. Instrum. and Methods A, 129(1975) 497 and Nucl. Instrum. Methods 161, 171 (1979).
- [22] C. Scheidenberger et al., Nucl. Instr. Meth. B 142 (1998) 441.
- [23] S. K. Allison, Rev. Mod. Phys. 30 4 (1958) 1137.