

Departamento de Física Teórica
Universidad Autónoma de Madrid

**Primera identificación de estados
excitados en el núcleo $N=Z$ ^{82}Nb
mediante la espectroscopía de rayos γ**

Lucía Cáceres Monllor

Memoria del Trabajo de Iniciación a la Investigación

Tutor: Priv.-Doz. Dr. Andrea Jungclaus

Septiembre de 2006

Índice

1	Introducción	1
2	Producción de haces radiactivos	3
2.1	Método ISOL	4
2.2	Método En-Vuelo.....	5
3	Descripción Experimental.....	9
3.1	Simulación de las transmisiones	9
3.2	El Separador de Fragmentos FRS	10
3.3	Calibración del FRS.....	11
3.3.1	El degradador del segundo plano focal.....	14
3.3.2	Centelleadores, Detectores para la medición de la posición y TOF	15
3.3.2.1	Calibración del tiempo de vuelo	16
3.3.2.2	El área F4 (ultimo plano focal).....	20
3.3.3	Medición de Z. El detector MUSIC	21
3.3.3.1	Calibración de la energía perdida como función de la velocidad	23
3.3.3.2	Calibración de la energía perdida como función de la posición	23
3.4	Detectores de Ge	25
3.4.1.1	Calibración de los detectores de Ge.....	27
3.4.1.2	Eficiencia	28
4	Radiación Atómica.....	30
5	Análisis de datos	31
5.1	Separación de Fragmentos	31
5.2	Espectros Gama	35
6	Vidas Medias	42
6.1	^{96}Pd y ^{84}Nb	42
6.2	^{82}Nb	44
7	Discusión.....	46
7.1	El esquema de niveles del núcleo ^{82}Nb	46
7.2	Isospín.....	49
7.3	Posibles Configuraciones.....	51
7.4	Resumen.....	52
8	Lista de Figuras.....	53
9	Lista de Tablas	57
10	Referencias.....	58

1 Introducción

La estructura de núcleos lejos del valle de estabilidad es una cuestión que está siendo investigada en los últimos tiempos. Información concerniente a la evolución de capas, interacción entre nucleones y cambios en las propiedades colectivas de dichos núcleos es necesaria para obtener un mejor entendimiento de las fuerzas nucleares. Además de la información extraída sobre estructura nuclear, es necesario también obtener una descripción mejor de los procesos de astrofísica como r-proceso y rp-proceso.

Estudios detallados de la estructura nuclear lejos del valle de estabilidad a ambos lados, núcleos deficientes en neutrones o deficientes en protones, son posibles solo en los últimos años gracias a la primera generación de laboratorios capaces de producir haces radiactivos. Diferentes técnicas para la producción de dichos haces son utilizadas hoy en día. Las ventajas e inconvenientes de éstas serán discutidas en el capítulo siguiente.

Además de las regiones alrededor de los núcleos doblemente mágicos como ^{78}Ni , ^{100}Sn , ^{132}Sn o ^{208}Pb , otro campo de interés es los núcleos pesados $N=Z$ cerca del protón “dripline”. Mientras que en muchos casos los núcleos $N=Z+2$ pueden ser producidos mediante reacciones de fusión-evaporación, la fragmentación del proyectil combinada con espectroscopía de rayos gama es la única herramienta posible para obtener información sobre estados excitados en los núcleos pesados $N=Z$ (ver Fig. 1.1).

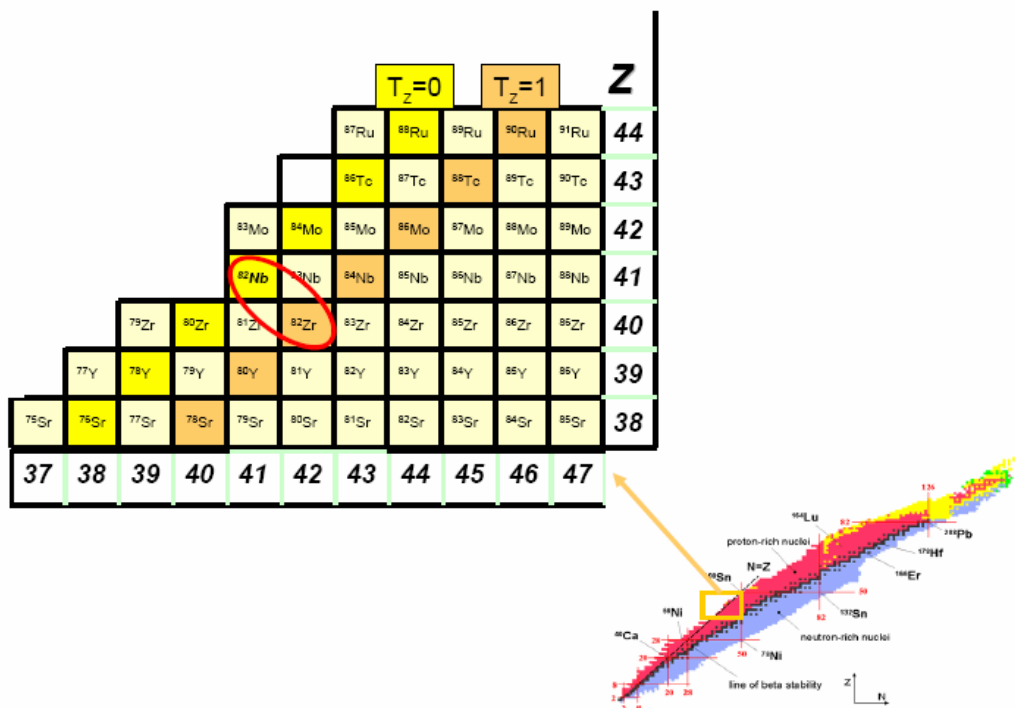


Fig. 1.1 Tabla de núcleos (abajo derecha) junto con la región de masa $A \approx 80$, $N=Z$ (arriba izquierda).

La región de núcleos con $N=Z$ es de particular interés porque los niveles Fermi para protones y neutrones son los mismos, ambos tipos de nucleones ocupan el mismo orbital lo que hace que la interacción protón-neutrón sea mas fuerte. Además esta región ofrece la oportunidad de estudiar la parte isovector de la fuerza de apareamiento, la cual no es entendida completamente y se manifiesta solo en núcleos con igual número de protones que neutrones.

La competición entre las configuraciones $T=0$ y $T=1$ puede ser estudiada en núcleos con $N=Z$ ambos impares. Estudios recientes de ^{62}Ga , ^{66}As y ^{74}Rb han identificado que la configuración del estado fundamental con $I^\pi=0$, $T=1$ es cruzada por otra a baja energía pero alto espín y $T=0$. Se puede examinar la simetría del isospín comparando los esquemas de excitación de los núcleos con impares $N=Z$ y sus isobáricos $N=Z+2$.

Además esta región es muy interesante (como se ha mostrado en muchos estudios) porque la baja densidad de los niveles “single-particle” conlleva un fuerte cambio en la deformación cuando se añaden solo unos pocos protones o neutrones. Por la misma razón, la deformación cambia también con la energía de excitación y el espín llevando a la observación del fenómeno de coexistencia en la forma, “shape-coexistence”. Una gran cantidad de fenómenos son observados en una pequeña región de la tabla nuclear. Por ejemplo, el núcleo ^{78}Sr tiene deformación prolada de beta 0.4, la cual es la mayor observada en la región. Deformación oblada ha sido encontrada en núcleos como ^{70}Br , ^{66}As y ^{62}Ga . Mientras que oblada-prolada shape-coexistence es observada en ^{82}Sr .

El experimento que será discutido en este trabajo fue dedicado a la búsqueda de estados isoméricos en el núcleo impar-impar $N=Z$ ^{82}Nb . Fue un producto extra del experimento principal cuya meta fue el estudio del decaimiento del estado isomérico en el núcleo $N=Z$ ^{86}Tc . Este experimento ha sido realizado en Febrero del 2006 dentro del proyecto de RISING (“Rare ISotope INvestigation” en la GSI) en Gesellschaft fuer Schwerionenforschung (GSI), Alemania.

2 Producción de haces radiactivos.

Núcleos exóticos lejos del valle de estabilidad son producidos normalmente usando reacciones de fusión, fragmentación, fisión o espalación. La elección de la reacción depende del núcleo radiactivo que se desee producir (ver Fig. 2.1). Todas estas reacciones son no-selectivas y por lo tanto muchos isótopos son producidos al mismo tiempo. Para estudiar ciertas especies es necesario separarlos o al menos identificar los productos de la reacción. Por este propósito se han desarrollado dos métodos diferentes, a saber, ISOL (Isotope Separation On-Line) y técnicas de en-vuelo. Ambas serán descritas brevemente en las siguientes secciones.

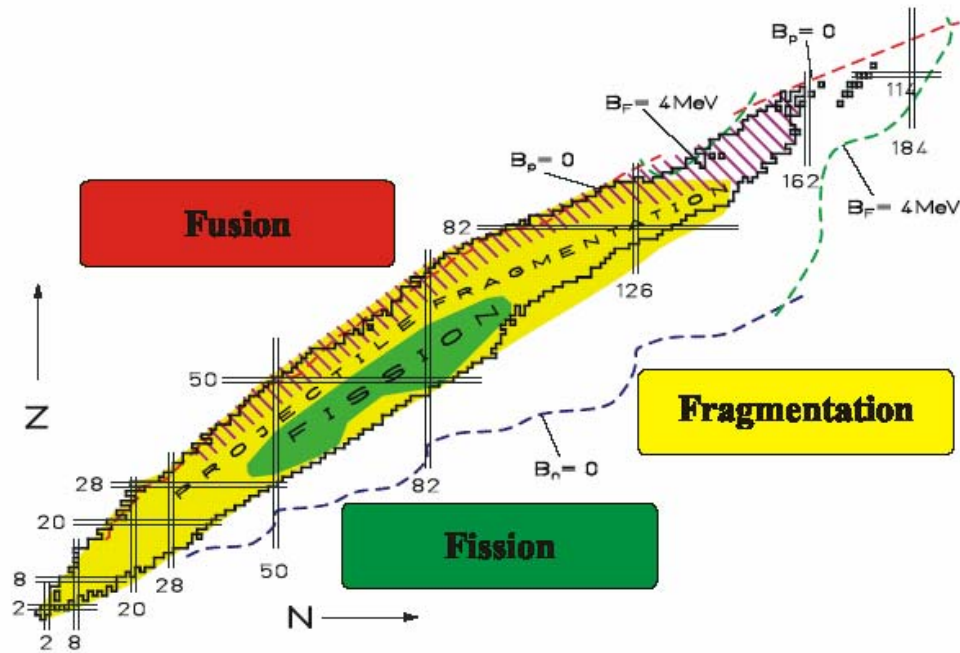


Fig. 2.1 Tabla de núcleos mostrando los diferentes mecanismos de reacción.

En ambos casos la separación se basa en la fuerza de Lorentz que es la encargada de la desviación de los iones dentro de los campos electromagnéticos en los dipolos

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad \text{eq. 2.1}$$

\vec{p} es el momento, q la carga de la partícula, \vec{E} y \vec{B} son los campos eléctricos y magnéticos respectivamente y \vec{v} es la velocidad del proyectil. Uno puede definir dos

magnitudes llamadas rigidez magnética $B\rho$ y rigidez eléctrica $E\rho$ con el radio de curvatura ρ de los iones dentro del campo electromagnético.

$$B\rho = \frac{p}{q} = \frac{\gamma m_0 v}{q} \quad \text{eq. 2.2}$$

$$E\rho = \frac{pv}{q} = \frac{\gamma m_0 v^2}{q} \quad \text{eq. 2.3}$$

Estas fórmulas son validas para campos magnéticos homogéneos y perpendiculares a la trayectoria de las partículas y campos eléctricos radiales con respecto a dicha trayectoria.

Un separador electromagnético consiste en diferentes componentes. Los más usados son dipolos eléctricos o magnéticos, séxtupolos o campos de orden más alto, etc. El mas básico de todos es el dipolo magnético, pero volviendo a la eq. 2.2 dicho dipolo solo es capaz de separar partículas con la misma relación m/q , esto implica que proyectiles con la misma masa pero diferente carga no describirán la misma trayectoria.

2.1 Método ISOL

El método de la separación de isótopos on-line (ISOL) ha sido utilizada durante las pasadas décadas para la producción de haces radiactivos (Bey2003), por ejemplo en ISOLDE (CERN, Suiza) o en Louvain-la-Neuve (Bélgica). En este método un haz de partículas ligeras, a saber protones a altas energías, incide en un blanco grueso. Las partículas creadas tienen que ser liberadas de éste blanco, por ejemplo calentándolo. Los residuos son recogidos y transportados por medio de difusión o técnicas de "gas-jet" a una fuente de iones donde son ionizados y extraídos con relativamente bajo potencial de aceleración (aprox. 10keV) (ver Fig. 2.2)

Sin embargo, para abandonar el blanco por medio de difusión, las partículas tienen que ser químicamente inertes. El tiempo necesario para que las partículas queden liberadas del blanco varia entre 10 ms hasta algunos segundos dependiendo de las propiedades químicas del ion y del material del blanco. Esto limita las posibilidades de esta técnica, puesto que los isótopos que se deseen crear tienen que tener una vida media larga y no permite la exploración de los bordes de la tabla nuclear.

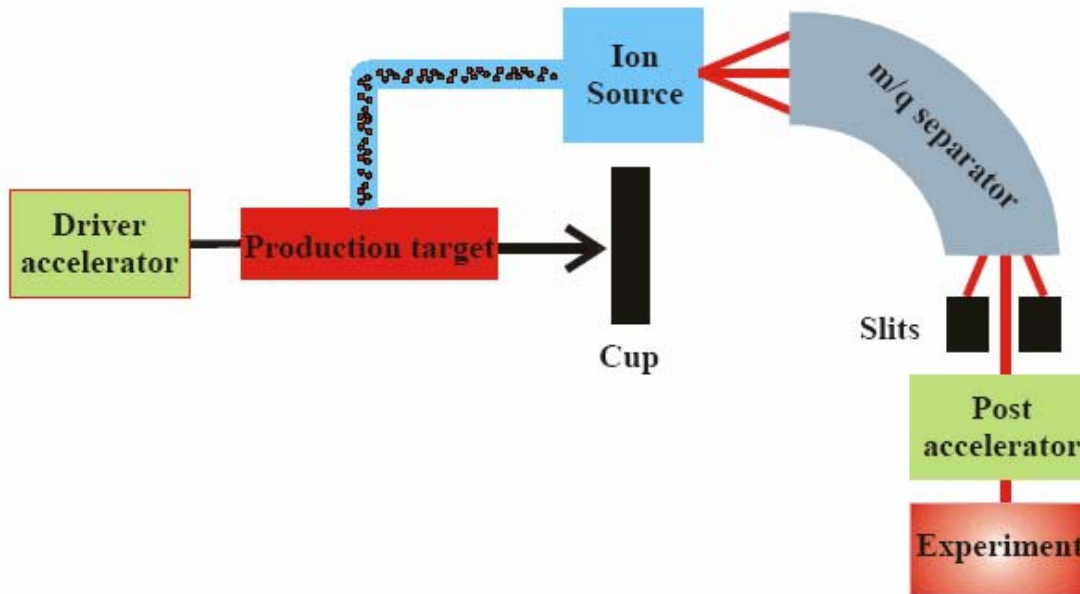


Fig. 2.2 Ilustración de la técnica de separación de isótopos On-Line (ISOL). Los protones inciden sobre el blanco produciendo núcleos radiactivos los cuales son parados en dicho blanco. Calentado, los isótopos son liberados y transportados a una fuente de iones donde son reionizados para la post-aceleración.

Los haces de iones producidos en ISOL tienen energías no muy altas, típicamente entre 10-100keV y son fáciles de implantar para estudios de su desintegración. Sin embargo, identificar las partículas evento-por-evento no es posible normalmente debido a estas bajas energías. Con frecuencia los haces producidos con esta técnica contienen varios isótopos con la misma relación m/q , a no ser que se utilice por ejemplo un láser para la ionización (Let98)

Recientemente se ha implementado en los diferentes laboratorios una post-aceleración de los haces de baja energía ISOL hasta algunos MeV/u, por ejemplo en REX-ISOLDE, Louvain-la-Neuve, SPIRAL (GANIL, Francia) o Oak Ridge (EEUU). Este incremento en la energía permite usar la alta calidad de los haces ISOL para reacciones secundarias y de este modo se abre un campo de investigación completamente nuevo además de los estudios de decaimiento.

2.2 Método En-Vuelo

Esta técnica consiste en la separación en vuelo (ver Fig. 2.3). Utiliza iones pesados a altas energías como proyectiles que inciden en blancos finos para producir haces secundarios

en reacciones como la fragmentación o fisión. Los fragmentos producidos después de la reacción no son parados, abandonando el blanco a velocidades aproximadamente iguales a la del haz primario. Una vez que salen del blanco, pueden ser separados mediante un separador electromagnético colocado directamente después del blanco ya que post-aceleración no es necesaria.

Debido a la reacción nuclear los fragmentos producidos tienen una distribución angular y de energía. Por lo que el separador debe tener una gran aceptación y debe ser capaz de focalizar los isótopos de interés en una pequeña área de forma que se mantenga alta la producción.

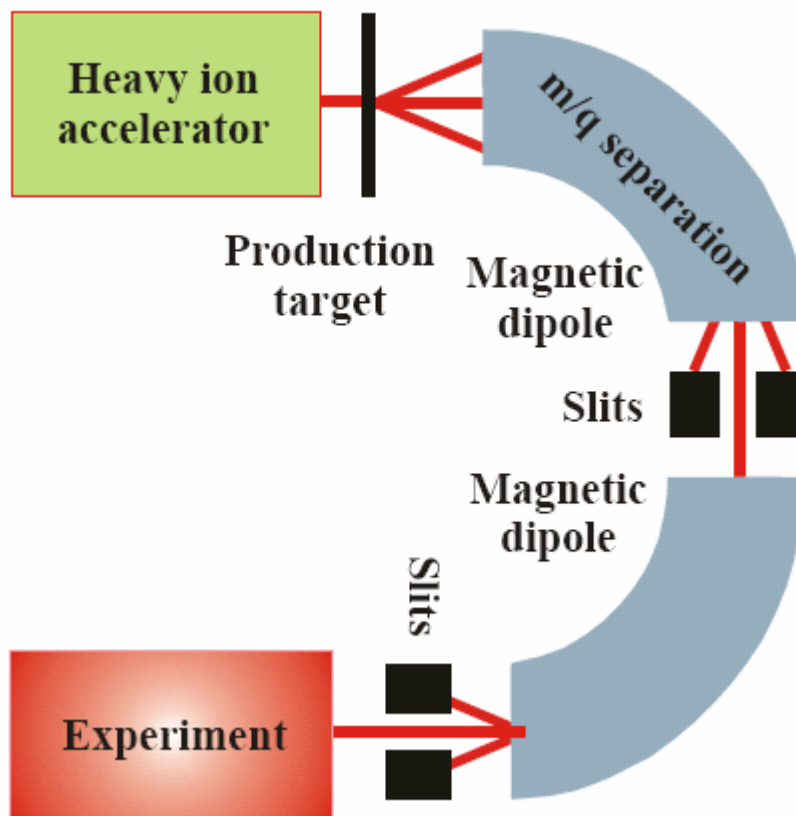


Fig. 2.3 Ilustración de la técnica de separación en vuelo. Los haces de iones pesados inciden en el blanco fino donde los núcleos de interés son producidos en una reacción nuclear (fisión o fragmentación) Los productos abandonan el blanco aproximadamente a la misma velocidad que el haz primario por lo que no necesitan ser post-acelerados. Los dos pasos en la separación permite mantener la acromaticidad y al mismo tiempo la identificación en masa y carga.

La primera parte de la separación es dispersiva. Una selección en m/q es llevada a cabo en el primer set de dipolos y los fragmentos con el mismo $B\rho$ son transmitidos hasta el segundo plano focal ocupando todo el plano espacial.

Para alcanzar la separación de un solo isótopo, es necesario colocar en el plano focal intermedio un degradador, ya que un separador magnético solo es capaz de hacer una selección en m/q , como ya ha sido mencionado anteriormente. Dicho degradador no es nada más que una pieza de material por donde los núcleos han de pasar, y mediante la energía que pierden en él, la separación en carga puede llevarse a cabo. Dicha energía perdida obedece la fórmula de Bethe-Bloch.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{el} = 4\pi N \frac{Z_1^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} Z_2 L_B \quad \text{eq. 2.4}$$

N es la densidad de átomos en el blanco, m_e la masa del electrón, e la carga del electrón y βc la velocidad del proyectil. Para velocidades $v \gg Z_p v_0$ se puede aplicar teoría de perturbaciones. En la descripción relativista de Bethe [Bet1932] L es dado por:

$$L_B = \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \quad \text{eq. 2.5}$$

I es el potencial de ionización promedio.

Así pues, gracias a la dependencia en carga de la energía perdida de los fragmentos en el degradador, la separación puede ser realizada, ya que diferentes elementos con diferente q tendrán diferentes velocidades, una vez hayan pasado por el material. Otra de las características del degradador es conservar la acromaticidad del sistema (ver Fig. 2.4).

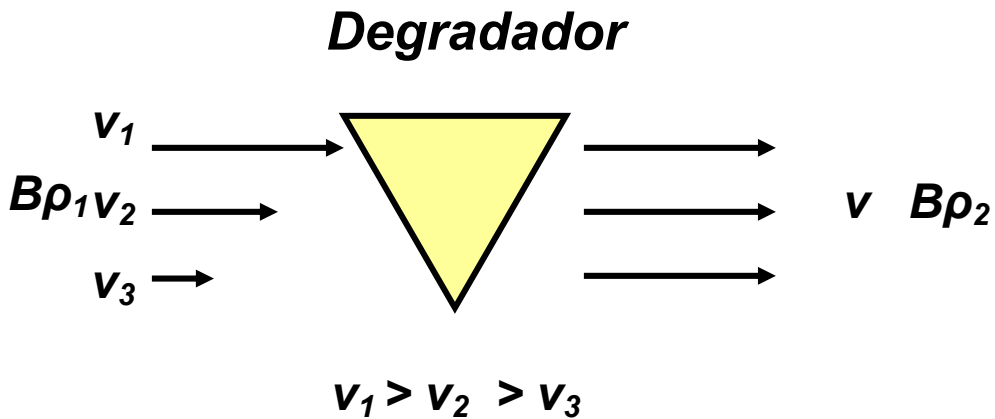


Fig. 2.4 Ilustración de la conservación de la acromaticidad en el degradador, las partículas con mayor velocidad atraviesan más material. A la salida todos los iones tendrán la misma energía.

Por ello, dicho degradador ha de tener forma de cuña y es colocado, directamente después de una hendidura (slits), necesaria para reducir la intensidad del haz y reducir el número de partículas con diferente relación m/q que llegan al último plano focal.

En la segunda parte, es llevada a cabo otra selección en $B\rho$, pero esta vez dependiendo de la carga. El método de separación descrito es llamado $B\rho-\Delta E-B\rho$.

En resumen, la separación en-vuelo es rápida (menos de μs) y no depende de las propiedades químicas de los productos de la reacción así como de las del blanco. Produce haces de isótopos sin ninguna contaminación de otros núcleos, sin embargo la cualidad del haz no es tan buena como en el caso de ISOL (descrito en la sección anterior). Los fragmentos tiene gran distribución de momento y energía, solo limitada por la aceptación de los dipolos magnéticos, aunque las energías que se alcanzan son altas (entre 50-1000MeV/u). En el caso concreto del "Fragment Separator" (FRS) en el GSI, la aceptación en momento es $\Delta p/p = \pm 1\%$, suficiente en la mayoría de los casos.

Se espera que las semividas de los estados isoméricos en los núcleos pesados con $N=Z$ se encuentren en el rango de algunos microsegundos o incluso menores, por lo que la técnica ISOL no puede ser aplicada con lo que el experimento fue realizado en el GSI usando el método en-vuelo.

3 Descripción Experimental

Este experimento fue realizado en el GSI siendo parte de la campaña del haz parado en el proyecto RISING (Rare ISotope INvestigation at GSI) en Febrero de 2006. Se usó el separador de fragmentos (FRS). El FRS es un espectrómetro magnético a cero grados con el que la separación de los isótopos después de la producción puede ser realizada. El método utilizado fue Bp- Δ E-Bp mencionado en la sección anterior.

La meta principal de este experimento fue el estudio del núcleo ^{86}Tc . Sin embargo durante unas horas (aprox. 6h) se realizó un setting sobre ^{82}Nb para buscar estados isoméricos en este núcleo. Para producirlo, un haz primario de ^{107}Ag fue deliberado por SIS a una energía de 750MeV/u. Dicho haz incidió en un blanco primario de ^9Be de 4007mg/cm² de espesor. Después de la reacción de fragmentación, se produjeron $\sim 10^2$ isótopos diferentes, aunque debido a su diferencia en m/q solo ~ 10 llegaron al segundo plano focal. Todos los diferentes isótopos fueron separados mediante la medición del su tiempo de vuelo dentro del FRS y su Z, se pararon en un blanco de implantación (“plastic-stopper”) de 7mm en el último plano focal de espectrómetro. Dicho blanco de implantación fue rodeado por un array de detectores de Ge, los cuales midieron los rayos gama provenientes de la desexcitación del ^{82}Nb .

Se implementaron tres tipos de trigger que comenzarían el sistema de adquisición. El primero solo partícula proveniente del FRS, que puede ser activado con cualquiera de los detectores del espectrómetro, usado para la calibración del FRS. El segundo solo gamas, usando para la calibración de los Ge detectores. Y el tercero partícula-gama, donde se requería una coincidencia entre el centelleador SC141 en el plano focal F4 (cuyas características serán explicadas en la sección correspondiente) y gamas provenientes de los Ge.

3.1 Simulación de las transmisiones

La estimación de la transmisión de los isótopos puede ser realizada con el código MOCADI, basado en simulaciones Monte Carlo[Moc2005]. Dicho código a parte de tener en cuenta la óptica de los iones dentro del espectrómetro, tiene incorporado las pérdidas debido a reacciones secundarias e interacciones atómicas.

La energía perdida de los diferentes iones a medida que pasan por el FRS es de especial importancia, como se ha mostrado anteriormente. El código ATIMA esta especializado en estas pérdidas [At1998] y puede ser utilizado desde MOCADI.

Otro programa con el que se puede calcular los diferentes settings es LISE++, [Lis2006] aunque existe una diferencia entre los valores obtenidos para diferentes magnitudes (por ejemplo las rigideces magnéticas) entre los dos códigos.

Una vez que se han realizado las simulaciones de la transmisión del isótopo de interés, es necesario calibrar el espectrómetro completamente, al igual que los distintos detectores. Para ello también se realizan simulaciones donde se toma como ion principal el haz primario, y se varía la energía de este (disminuyéndola directamente o introduciendo materiales dentro del espectrómetro) de tal manera que la energía perdida en los diferentes materiales (detectores) así como el tiempo de vuelo dentro del FRS sea semejante al del isótopo en cuestión (^{82}Nb en este experimento en concreto).

Esto es necesario para poder obtener las referencias de los campos magnéticos y radios de curvatura para transmitir el isótopo de interés, como será explicado en las siguientes secciones.

3.2 El Separador de Fragmentos FRS

La fragmentación del haz primario es un proceso no-selectivo y por eso muchos isótopos son producidos al mismo tiempo [Got1992]. La reducción del número de isótopos es indispensable, puesto que los iones transmitidos han de ser identificados evento-por-evento. Además, de no ser así el sistema de adquisición al igual que los detectores involucrados podrían ser dañados. Dicha identificación se realiza en la segunda parte del separador (ver Fig. 3.1).

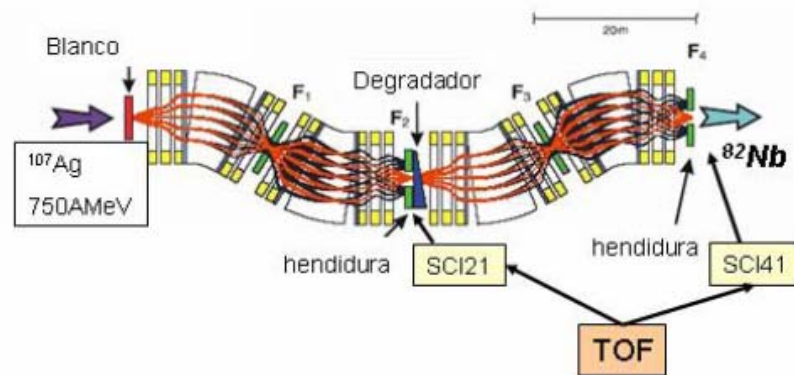


Fig. 3.1 Visión esquemática del FRS. Un haz de ^{107}Ag incide en un blanco primario de ^9Be (4g/cm^2). Los productos pasan a través del espectrómetro, y son separados dependiendo de su $B\rho$ en la primera parte. Mediante la energía que depositan en el degradador una segunda identificación puede ser llevada a cabo. El producto final es ^{82}Nb .

A la hora de identificar los iones, cierta información es necesaria. Siguiendo la eq. 2.2 y escribiendo la velocidad en unidades atómicas, se obtiene la siguiente relación A/q [Gei1992]:

$$\frac{A}{q} = \frac{e}{uc} \frac{B\rho_2}{\beta\gamma} \quad \text{eq. 3.1}$$

Donde u es la unidad de masa atómica, $\beta=v/c$ y γ es el factor de Lorentz. Así mismo la rigidez magnética puede ser escrita como:

$$B\rho_2 = B\rho_0 \left(1 - \frac{x_4 - V_2 x_2}{D_2}\right) \quad \text{eq. 3.2}$$

$B\rho_0$ es la rigidez magnética de las partículas en la trayectoria central y ρ_2 es el radio efectivo en la segunda parte del FRS. V_2 y D_2 son la magnificación y dispersión respectivamente, propiedades intrínsecas del FRS. x_2 y x_4 son las posiciones de los iones en el plano focal intermedio y final respectivamente en la dirección x (la forma de medir estas posiciones será descrita en el apartado de centelleadores).

La velocidad se puede obtener fácilmente midiendo el tiempo de vuelo (TOF) entre el intermedio y el último plano focal.

La identificación de la carga q se obtiene mediante la medición de la energía perdida por cada ion en la cámara de ionización Multiple-Sampling Ionization Chamber (MUSIC) aproximando la eq.2.4 a:

$$\Delta E = Z^2 f(\beta) \quad \text{eq. 3.3}$$

3.3 Calibración del FRS

Como ya se ha mencionado, es necesario calibrar el FRS. Primeramente se toma el haz primario que ha de estar alineado en la dirección perpendicular al blanco. Para ello, dos detectores sensitivos a la posición (“current grids”) se colocaron a la entrada del espectrómetro. Cuando el haz ha sido centrado en el blanco y permanece constante durante todo el periodo de la extracción del sincrotrón se quitan dichos detectores y se reduce la intensidad, puesto que sino el resto de los detectores colocados en el FRS serían dañados.

Después es necesario centrar el haz hasta el último plano focal. Con la ayuda de unas hendiduras en cada plano focal es posible determinar la posición de dicho haz. En el primer paso se cierra una de las hendiduras dejando pasar solo la mitad de la intensidad del haz (asumiendo que este está centrado). Se repite el proceso pero cerrando en la otra dirección, y se comparan las intensidades de ambos, si el valor obtenido es igual a la mitad de la intensidad total, entonces se puede asegurar que el haz primario se encuentra centrado. De no ser así, se varía el campo magnético de los dipolos colocados delante hasta que el haz es alineado completamente.

Una vez que se tiene la certeza de que el haz está centrado se colocan los detectores de alambre múltiple "Multi-Wire" (MW) [Mu2004]. Dichos detectores han de ser calibrados también, puesto que sirven de referencia para otros como los centelleadores y el MUSIC (que serán explicados en las próximas secciones). Este proceso es muy sencillo, puesto que solo es necesario variar el "off-set" en el programa de análisis dependiendo de la posición del haz, es decir, sabiendo que el haz está centrado y asumiendo que dichos detectores están colocados alineados en la dirección x. Si se observa una desviación del haz primario esto supondrá que el programa de análisis tiene una desviación de la realidad, que se puede corregir simplemente añadiendo una constante al archivo de calibración.

Una vez que se ha centrado el haz primario (ver Fig. 3.2), y con el valor de los campos magnéticos simulados se puede extraer las ρ de los diferentes dipolos que servirán de referencia para el resto de los iones (ver Table 3.1).

Table 3.1 Radios de curvatura de la trayectoria central cuando no hay materia dentro del espectrómetro. Dichos radios servirán de referencia para el resto de los settings.

$$\begin{aligned} \rho_1 &= 11.1926 \\ \rho_2 &= 11.1586 \\ \rho_3 &= 11.2908 \\ \rho_4 &= 11.2441 \end{aligned}$$

$$B_{\text{dipolos}} \times \rho_{\text{central}} = (B\rho)_{\text{haz_primario}} \quad \text{eq. 3.4}$$

Siendo ρ el radio de curvatura central dada por las especificaciones del FRS.

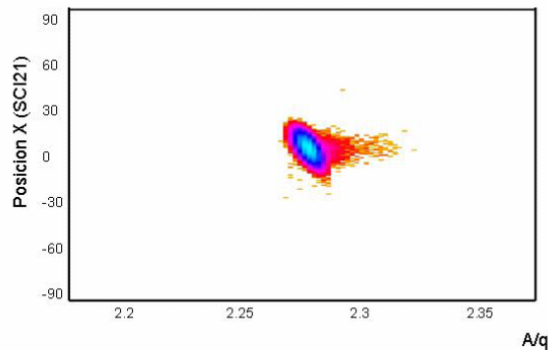


Fig. 3.2 Posición del haz en el segundo plano focal versus A/q. Los iones describen una trayectoria centrada dentro del FRS.

En el paso siguiente se calibra el blanco primario, al poner dicho material, la energía del haz primario varía. Una vez que dicho material se encuentra dentro del FRS y los campos magnéticos correspondientes (obtenidos de las simulaciones MOCADI) han sido ajustados, se observa si el haz primario se encuentra centrado o no. De no ser así, se varía la rigidez magnética hasta que la posición central es obtenida. Esto es debido a que existe una discrepancia entre el espesor proveniente de las simulaciones y el experimental. Con la diferencia de $B\rho$ entre la simulada y la experimental es posible determinar el espesor efectivo del blanco de producción.

Como se ha mencionado, al poner el blanco dentro del FRS, la energía del haz primario varía, por lo que es posible utilizar ésta como punto de calibración para el tiempo de vuelo y MUSIC detector (ambos serán explicados en las correspondientes secciones)

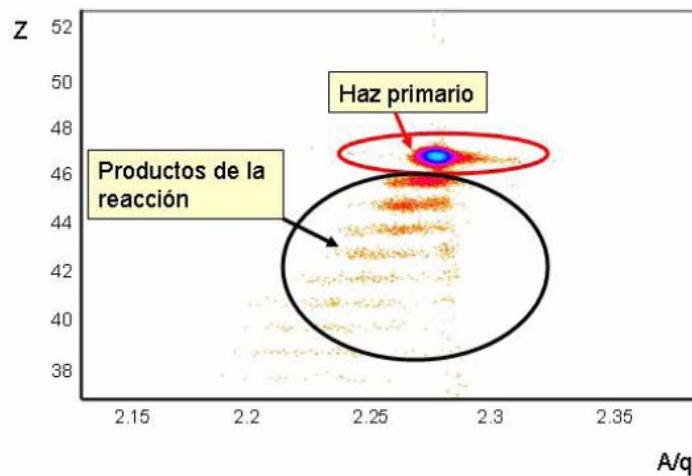


Fig. 3.3 Matriz Z versus A/Q . La identificación del haz primario es posible, los productos de la reacción del haz primario con el blanco son visibles.

Hay que tener en cuenta que al poner el blanco se produce una reacción nuclear entre éste y el haz primario, por lo que otros iones con rigidez magnética aproximadamente igual a la de dicho haz serán transportados hasta el último plano focal (ver Fig. 3.3). Esto no afecta la calibración puesto que el número de iones que atraviesan el FRS correspondiente al haz primario es mucho más elevado que el de los productos, por lo que ambos se pueden distinguir fácilmente.

En las siguientes secciones será descrita las características más importantes de los detectores principales del FRS así como el procedimiento para su calibración.

Table 3.2 Puntos de calibración del FRS. Se muestran los materiales colocados en el espectrómetro, campos en los dipolos, TOF, energía depositada en el detector MUSIC y β . El centellador colocado es de 3.39mm y solo se muestra el espesor de cada degradador.

Punto de calibración	Materia	Campo (Tm)	TOF (ps)	dE(MUSIC) (MeV)	β
1	NO	0.9279	42234.2	2652.54	0.8285
2	SCI21 (3.39mm)	0.9279	32797.5	1903.26	0.7803
3	SCI21 + 3.7g/cm ²	0.62195	15557.7	2118.63	0.7039
4	SCI21 + 4.0g/cm ²	0.6067	1331.1	2526.82	0.6960
5	SCI21 + 4.4g/cm ²	0.5909	1065.1	2506.15	0.6854

3.3.1 El degradador del segundo plano focal

Se ha mencionado la importancia de este material en los apartados anteriores, recapitulando: este degradador permite la separación en carga de los iones en la segunda parte del FRS así como conserva la acromaticidad del sistema.

También se ha descrito la necesidad de utilizar diferentes energías del haz primario. Para ello o se reduce la energía de este, o se varía el espesor de los materiales dentro del espectrómetro. Por este propósito se colocaron diferentes degradadores en el segundo plano focal, justo detrás del SCI21. Debido a la energía perdida del haz primario en él, la velocidad de los iones en la segunda parte del FRS será distinta.

La forma de calibrar estos degradadores es muy sencilla. Simplemente se colocan uno a uno en el plano focal intermedio y se observa que el haz primario esté centrado. De no ser así, se varía el espesor del degradador hasta que el haz primario describe la trayectoria central. Nótese que los campos magnéticos en la segunda parte del FRS son distintos de aquellos donde no había materia dentro del espectrómetro. Esto se debe a que puesto que la velocidad del haz es menor, los campos magnéticos necesarios para que el haz primario este centrado también serán menores. Estos nuevos campos magnéticos son calculados mediante las simulaciones MOCADI.

Los diferentes degradadores utilizados así como la velocidad del haz primario después de ellos se muestran en la Table 3.2

3.3.2 Centelleadores, Detectores para la medición de la posición y TOF

La identificación de A/q de cada fragmento es indispensable para obtener una selección inambigua del isótopo de interés. Según la eq. 3.1 la relación A/q depende de la velocidad de los fragmentos dentro del espectrómetro. Esta velocidad se determina mediante la medición del tiempo de vuelo en un espacio concreto. Para ellos dos centelleadores son utilizados, SCI21 Y SCI41 [Vos1989], colocados en F2 y F4 según la Fig. 3.1. Dichos detectores, a parte de dar la información del tiempo de vuelo, son sensibles a la posición.

El material del que están creados es BC420 (plástico). La señal de luz es recogida en los fotomultiplicadores (PMT) del tipo H2431 colocados a la izquierda y derecha del plástico (en el caso del SCI41 otros dos fotomultiplicadores fueron colocados arriba y abajo del plástico). El espesor utilizado en éste experimento fue 3.39mm y 0.5mm para el SCI21 y SCI41 respectivamente.

La resolución en tiempo de estos detectores es de aproximadamente 200ps (FWHM).

La señal ánodo de los PMT es mandada a un discriminador de señal "constant-fraction discriminator" (CFD), siendo el empuje y terminación de los convertidores de tiempo time-to-analog convertidores (TAC). De esta manera es posible obtener la posición de los iones que inciden en dichos detectores.

Para la obtención del tiempo de vuelo, la señal izquierda del SCI41 fue el empuje del TAC y la parada provino del PMT izquierdo SCI21. La electrónica fue implementada de la misma manera para la señal derecha (ver Fig. 3.4).

El número de partículas que alcanza el plano focal final es menor que en F2. Por ello se eligió al SCI41 como el trigger, así mismo, la señal de comienzo de los TAC fue ésta y no la del SCI21, que tuvo que ser retardada, puesto que obviamente las partículas/iones incidirán antes en el centelleador en el plano focal intermedio.

El tiempo de vuelo medido será entonces el promedio del TOF derecha e izquierda transformado en pico segundo por los TAC mediante los coeficientes de calibración, implementados en los programas de análisis [Wol2005].

$$TOF^* = \frac{TOF_{izquierda} \alpha_I + TOF_{derecha} \alpha_D}{2} = T_1 + \Delta T - T_2 \quad \text{eq. 3.4}$$

ΔT es un retardo electrónico que puede ser corregido durante el proceso de calibración del FRS.

$$TOF^* \times \beta = c_0 + c_1 \beta \quad \text{eq. 3.5}$$

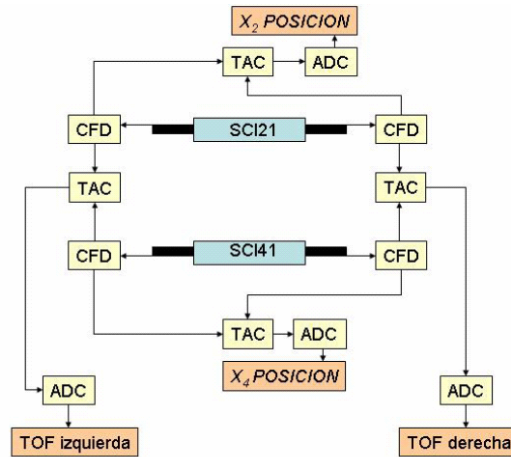


Fig. 3.4 Figura ilustrativa de la electrónica usada para medir TOF y posición de los iones en los dos centelleadores. La diferencia en tiempo entre la señal de la izquierda y la derecha del mismo SC es convertida en posición después del TAC y del ADC. El tiempo de vuelo es medido mediante la diferencia en tiempo entre la señal izquierda o derecha de los detectores SCI41 y SCI21.

Una vez mas es importante remarcar que el propósito de estos detectores es la determinación de la posición de los iones dentro del FRS así como la medición de su tiempo de vuelo. Para ello, es necesario calibrarlos muy cuidadosamente.

3.3.2.1 Calibración del tiempo de vuelo

Para la calibración del tiempo de vuelo, se toma el haz primario donde es conocido el tiempo que tardara en recorrer el FRS (β), puesto que previamente se ha simulado. Tomando la señal proveniente directamente de los TAC se puede hacer una relación entre el número de canales y los picosegundos que dichos iones necesitan para atravesar el espectrómetro (ver Fig. 3.5).

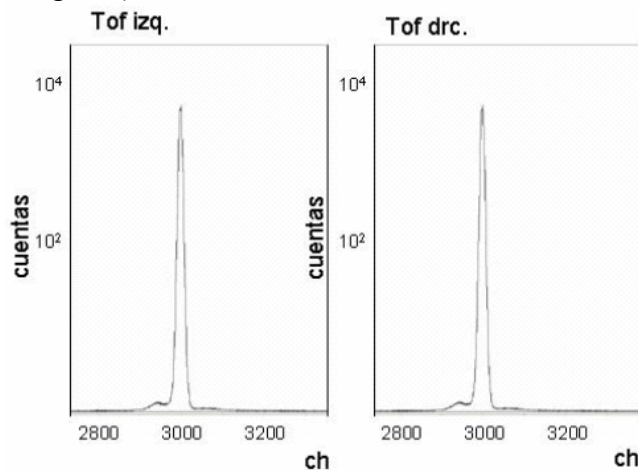


Fig. 3.5 Espectro sin calibrar para el tiempo de vuelo izquierda y derecha del haz primario. Mediante una relación entre los canales y β es posible extraer los coeficientes de calibración.

De este modo se obtiene el primer punto de la calibración. Si ahora se varía la velocidad del haz primario, simplemente introduciendo materia en el espectrómetro, se obtendrá el segundo punto. Normalmente es necesario al menos tres puntos de calibración, pero para obtener mas exactos dichos coeficientes se toman en general entre 4 y 5. (Table 3.2) Normalmente en el programa de análisis la eq. 3.5 esta implementada, por lo que para extraer los coeficientes de calibración se observa el espectro del tiempo de vuelo directamente, Fig. 3.6.

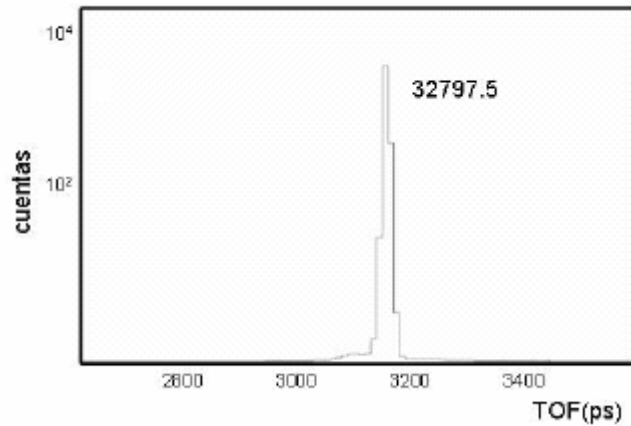


Fig. 3.6 Espectro del tiempo de vuelo del haz primario en picosegundos para el segundo punto de la calibración. Se muestra el ajuste a una curva gaussiana.

Con este procedimiento se pueden extraer los diferentes puntos (ver Fig. 3.7) y obtener la calibración del tiempo de vuelo.

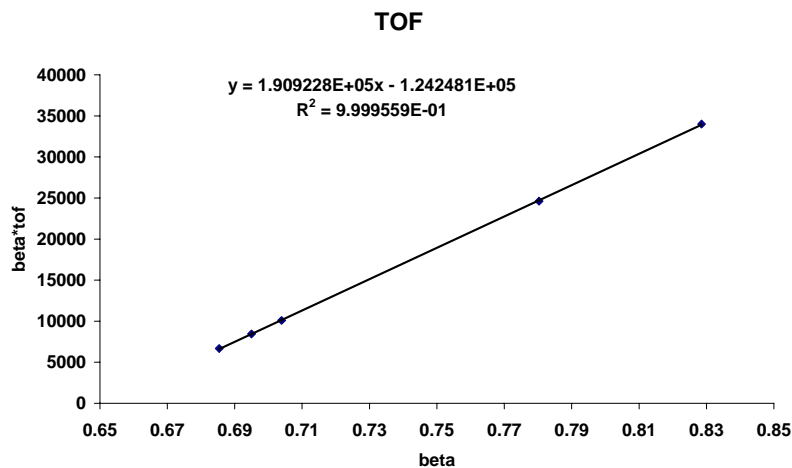


Fig. 3.7 Gráfica de la calibración del tiempo de vuelo. Cinco diferentes energías del haz primario se eligieron para poder cubrir el rango de velocidades de los isótopos de interés.

El trigger seleccionado para realizar esta calibración fue FRS activado por el centellador SCI41.

Calibración de la Posición

La calibración de la posición es hecha defocalizando el haz primario justo delante del detector, se exploran todas las posiciones el eje x.

Existen cuatro centelleadores en el espectrómetro. Para el SCI21 se coloca delante un MW, el cual dará la verdadera posición y por otro lado se medirá la señal proveniente del TAC, dando la diferencia entre derecha e izquierda. Mediante la creación de matrices posición en x (MW) versus canales en el centellador la relación entre posición y canales es hecha.

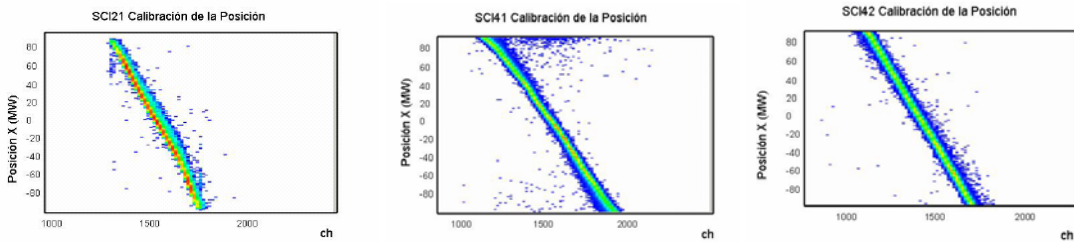
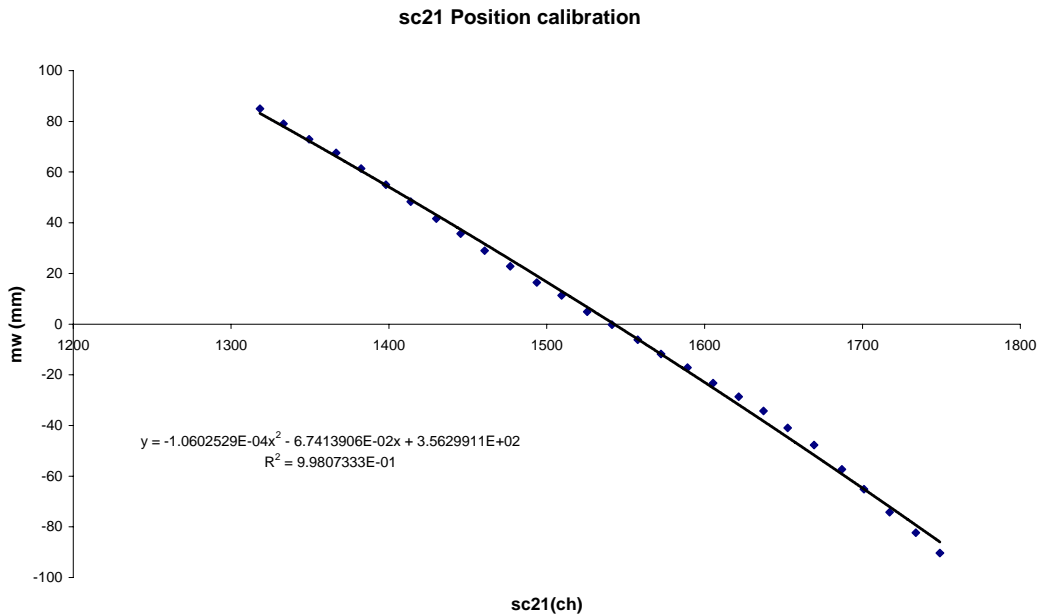


Fig. 3.8 Posición en el MW versus los canales en el TAC para el SCI21 (izquierda), SCI41 (medio) y SCI42 (derecha). El haz esta defocalizado delante de cada detector cubriendo todo el espacio horizontal.

Una vez que el haz esta completamente defocalizado, se toman los puntos de calibración simplemente midiendo la relación entre la posición del haz en los MW y los canales del TAC. Se ajusta la curva a un polinomio de segundo grado y los coeficientes se implementan en el programa de análisis.



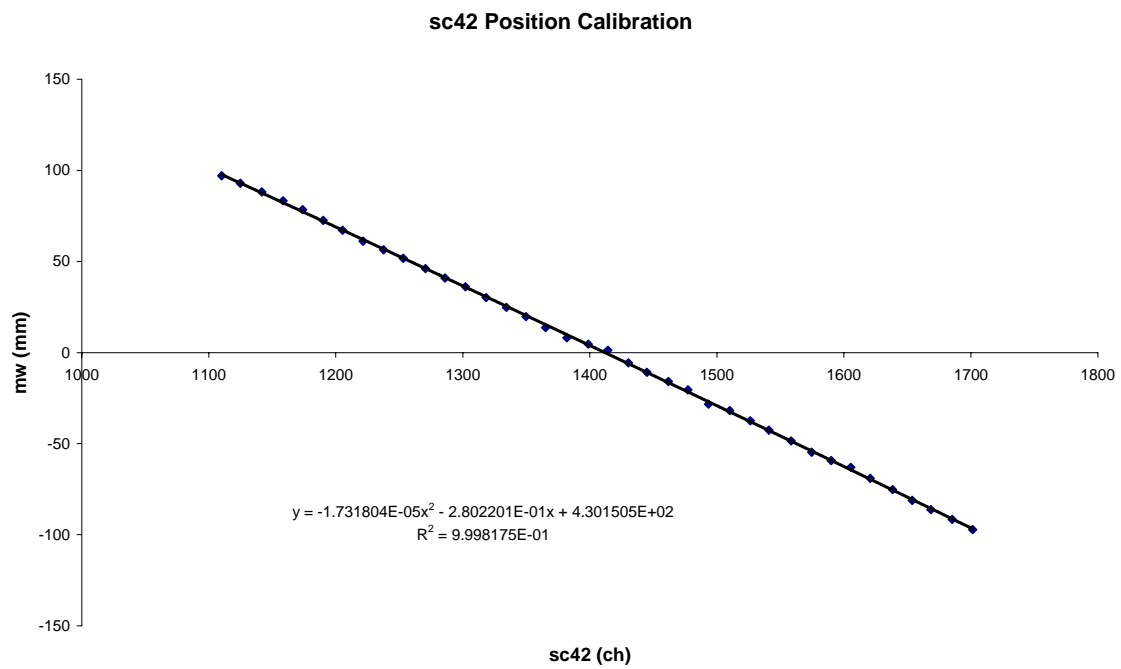
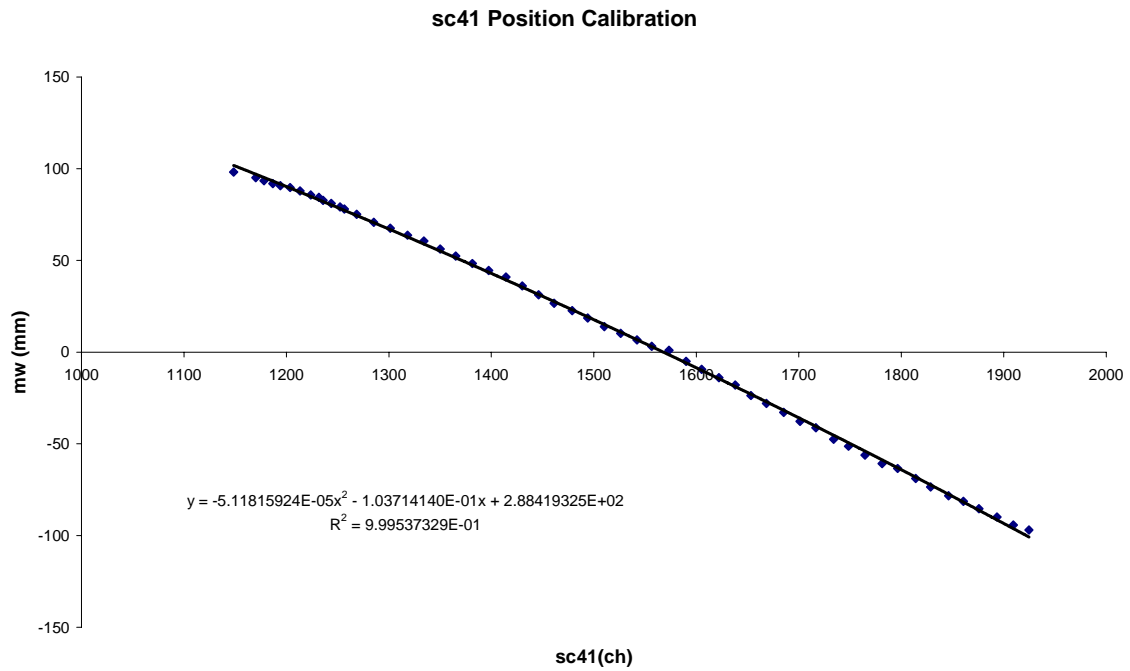


Fig. 3.9 Curvas de calibración para los tres diferentes centelleadores, SCI21 (arriba), SCI41 (medio) y SCI42 (debajo). No es necesario realizar ninguna calibración de la posición para el SCI43 puesto que apenas llegan iones a él.

El trigger en este caso depende del SCI que se calibre, por ejemplo FRS trigger con selección en SCI21 para la calibración de éste, se seleccionaría SCI41 si es este otro centellador el que se estuviera calibrando.

3.3.2.2 El área F4 (ultimo plano focal)

Una vez, que se ha realizado la identificación de A/q, es necesario separar aquellos isótopos que posean la misma proporción. Para ello se colocaron dos detectores MUSIC (descritos en la sección siguiente) mediante los cuales se obtiene el Z de cada núcleo. Los detectores MWPC fueron utilizados para la corrección de la energía perdida de los iones en los MUSIC debido a la trayectoria y la respuesta de este detector (como será explicado en el siguiente apartado).

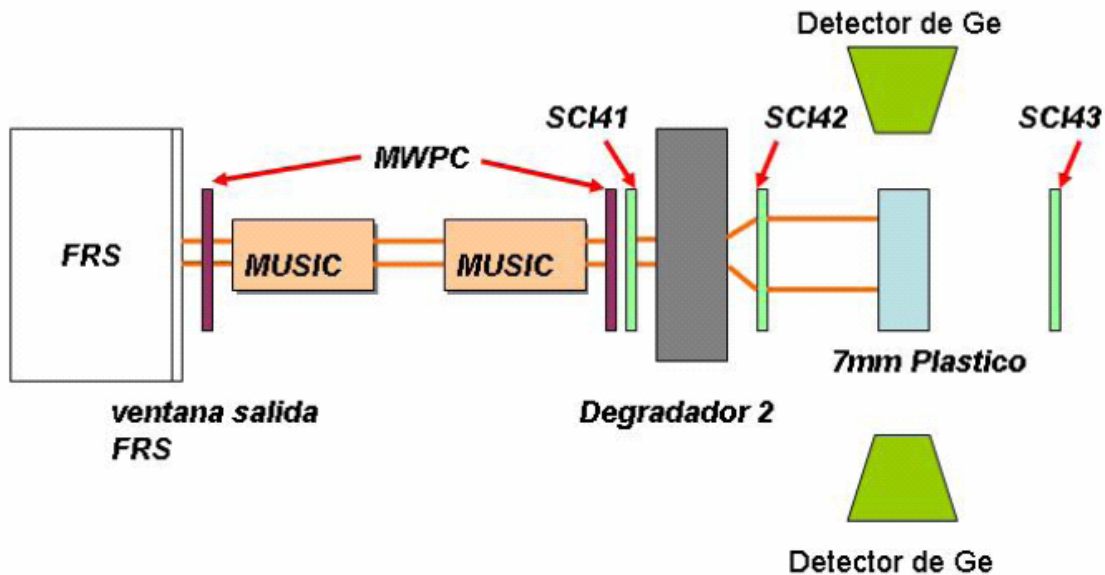


Fig. 3.10 Figura esquemática del área F4. El haz de iones secundario se propaga de izquierda a derecha, atravesando los diferentes detectores y finalmente será parado en 7mm de plástico. El SCI43 es utilizado para asegurar que la implantación se efectúa de forma correcta. Un array de detectores de Ge fue colocado rodeando el parador de plástico para poder medir la desexcitación de los núcleos implantados en dicho plástico.

Un segundo degradador fue necesario, puesto que ^{82}Nb debía ser parado en 7mm de plástico, en el cual se desexcitará mediante la emisión de rayos γ .

Para obtener una implantación correcta se colocaron dos centelleadores, antes y después del plástico, como se muestra en la Fig. 3.10. En el primer paso se colocó un degradador fino, permitiendo que los iones llegaran hasta el SCI43, posteriormente, se aumentó el espesor de dicho degradador hasta que no se detectó ninguna señal en el centelleador. En el segundo paso, el espesor de dicho degradador fue suficientemente grueso como para no

observar eventos en el SCI42. Con estos dos límites en el grosor del material se pudo extrapolar a un espesor intermedio donde los iones deberían ser parados en la mitad del plástico.

La calibración de los centelleadores SCI41 y SCI42 ha sido explicada en el apartado anterior. No es necesario calibrar el SCI43 en posición puesto que casi ningún ion, o al menos aquellos de interés, llegan a él.

3.3.3 Medición de Z. El detector MUSIC

El detector MUSIC posee ocho ánodos de salida [Mus80]. A temperatura ambiente es llenado con CF_4 gas. Cada una de las ocho salidas es conectada a un preamplificador de carga sensible capaz de soportar un número de partículas de hasta 200kHz.

Las partículas que atraviesan la cámara ionizan el gas. Los electrones libres son recogidos en los ánodos produciendo una señal proporcional a dicho número de electrones la cual es proporcional a la carga del ion incidente.

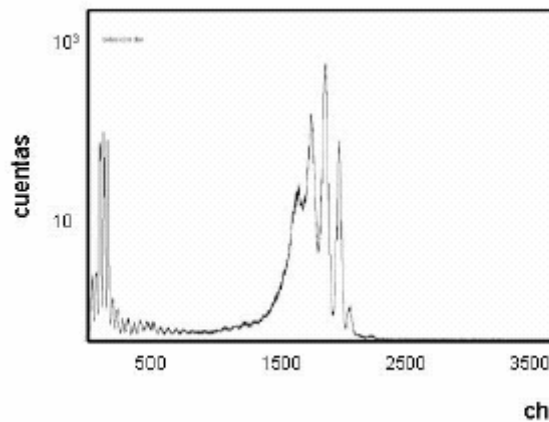


Fig. 3.11 Espectro puro de la carga recogida por los preamplificadores del detector MUSIC.

Hay que tener en cuenta que la densidad del gas dentro del detector puede variar durante el experimento, lo que reducirá la resolución en Z.

Por otro lado, se tiene que corregir la posición, puesto que los iones que atraviesan más cantidad de gas debido a su trayectoria, obviamente ionizarán más electrones y la información recogida en los preamplificadores no será correcta. Para ello, se colocaron otros dos detectores, MW antes y después del MUSIC, cuya resolución en posición permite la reconstrucción de la trayectoria de los iones. También hay que tener en cuenta

que la respuesta de los MUSIC no es lineal, esto implica que la energía depositada por los iones que atraviesan el detector en uno de los lados no será recogida completamente por lo que es necesario tener en cuenta este efecto, como será explicado mas adelante en el apartado de calibración.

Dentro del formalismo de Bethe-Bloch, podemos relacionar dos partículas cuya β es la misma dentro del material, así pues, si conocemos dE/dx de un ion con carga Z_1 , la energía perdida de la segunda partícula será:

$$-\frac{dE_2}{dx}(\beta) = -\frac{Z_2^2}{Z_1^2} \frac{dE_1}{dx}(\beta) \quad \text{eq. 3.5}$$

Despejando Z_2 podemos obtener de forma sencilla el número atómico del fragmento si conocemos el de un ion de referencia (que normalmente se elige el haz primario) y si conocemos también la energía perdida dentro del material de ambos corregida por la trayectoria dentro del detector. Así pues la eq. 3.5 puede ser escrita como:

$$Z_{\text{fragmento}} = Z_{\text{haz}} \sqrt{\frac{\Delta E_{\text{posicion-correctado}}^{\text{Fragmento}}(\beta)}{\Delta E_{\text{posico-correctado}}^{\text{haz}}(\beta)}} \quad \text{eq. 3.6}$$

La energía depositada por el haz primario es variada de tal forma que se cubra el rango de dE por los fragmentos que se deseen estudiar, con lo que una función polinómica será suficiente para obtener los coeficientes de calibración y expresar la eq 3.6 de la siguiente manera:

$$Z_{\text{fragmento}} = Z_{\text{haz}} \sqrt{\frac{\Delta E_{\text{posicion-correctado}}^{\text{Fragmento}}(\beta)}{c_0 + c_1\beta + c_2\beta^2}} \quad \text{eq. 3.7}$$

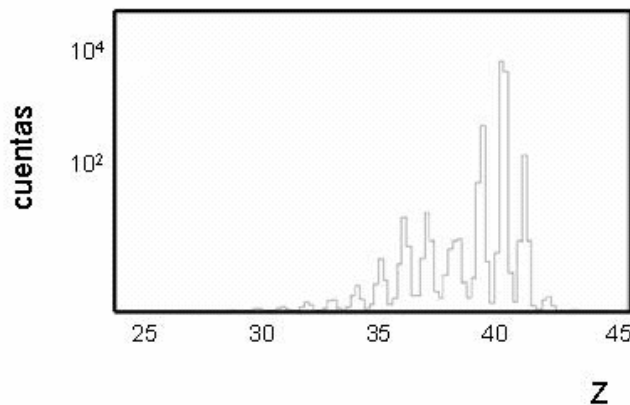


Fig. 3.12 Z de los iones medidos en el detector MUSIC una vez aplicada la corrección de la trayectoria de las partículas a la energía depositada.

Al igual que en el caso de los centelleadores, es necesario calibrar el MUSIC (ver Fig. 3.12), ya que la energía depositada en este detector dependerá de la velocidad de las partículas que lo atraviesan así como de la trayectoria que dichas partículas describan en el.

3.3.3.1 Calibración de la energía perdida como función de la velocidad

Como se ha mencionado, se elige un haz primario donde se varíe la velocidad de este. Para cada una de estas velocidades se calcula la energía perdida en dicho detector (mediante ATIMA) y se mide el canal en el MUSIC. En la Table 3.2 se muestra una lista de las diferentes energías perdidas del haz primario. Para cada una de estas energías se obtiene un canal, y mediante un simple ajuste de los datos es posible obtener los coeficientes de la calibración, como se muestra en la eq. 3.7.

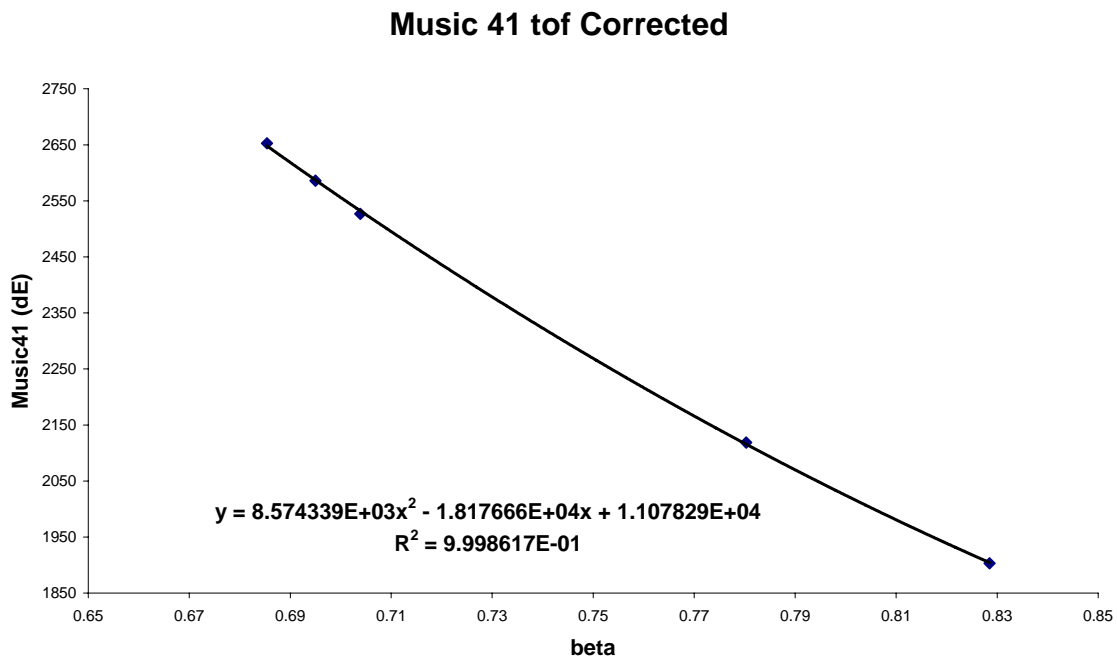


Fig. 3.13 Gráfica de la calibración del detector MUSIC. Los coeficientes de calibración son extraídos mediante el ajuste de los datos a una curva polinómica.

3.3.3.2 Calibración de la energía perdida como función de la posición

Se ha mencionado anteriormente que es necesario hacer una corrección en la trayectoria dentro del MUSIC, puesto que la energía perdida de los iones varía dependiendo de ésta.

Esta es una de las razones por la que esta calibración de la posición es importante. La otra razón es la respuesta de este detector cuando las partículas inciden en uno de los extremos. En ese momento, la energía colectada por los ánodos es menor que para aquellos iones que describen la trayectoria central. Este segundo efecto es de mayor importancia que el primero, puesto que la diferencia en la trayectoria de las partículas no es apreciable a primer orden.

El procedimiento es el mismo que para la calibración de la posición de los centelleadores. Primero se defocaliza el haz delante del detector y se explora todo el espacio en la dirección perpendicular al haz. Dos MW colocados antes y después del detector determinarán la posición de los iones.

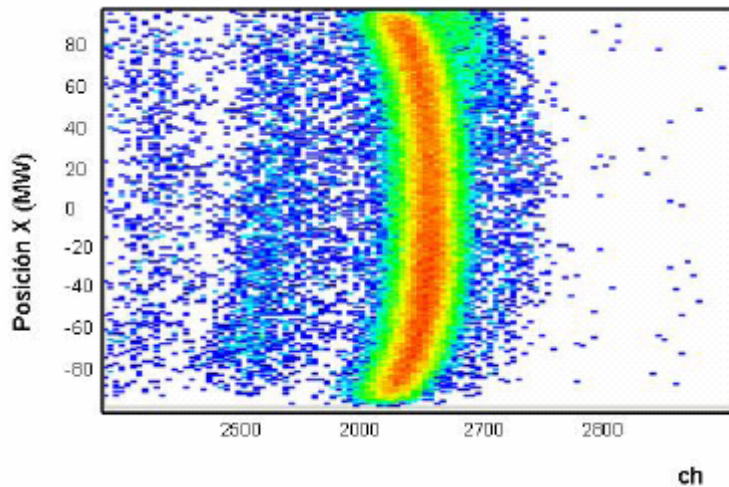


Fig. 3.14 Matriz de la posición en los MW versus la energía perdida por el haz primario en el detector MUSIC.

Una vez producida la matriz de la posición del haz en la dirección x se toman los puntos correspondientes a la energía perdida y se ajusta la curva de los datos a un polinomio.

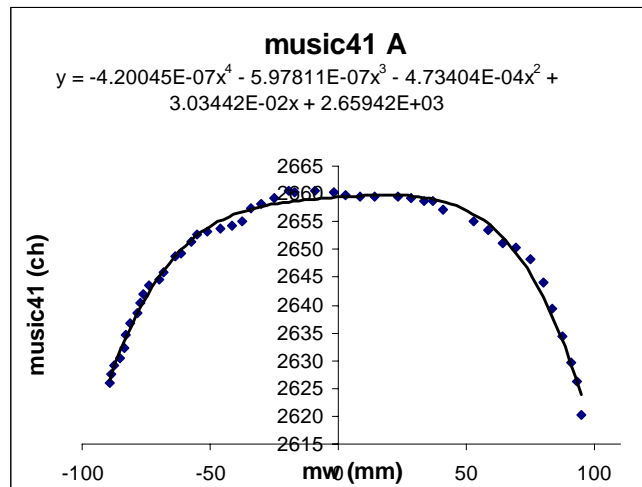


Fig. 3.15 Curva de calibración de la posición del detector music. La línea representa el ajuste de los datos a un polinomio de grado cuatro.

Para ambas calibraciones del MUSIC, el trigger seleccionado fue solamente este detector. Solo queda, una vez mas, introducir los coeficientes extraídos en el programa de análisis.

3.4 Detectores de Ge

Los detectores de rayos γ utilizados en este experimento son 15 Ge-Cluster, los cuales fueron parte del llamado EUROBALL [Sim1997].

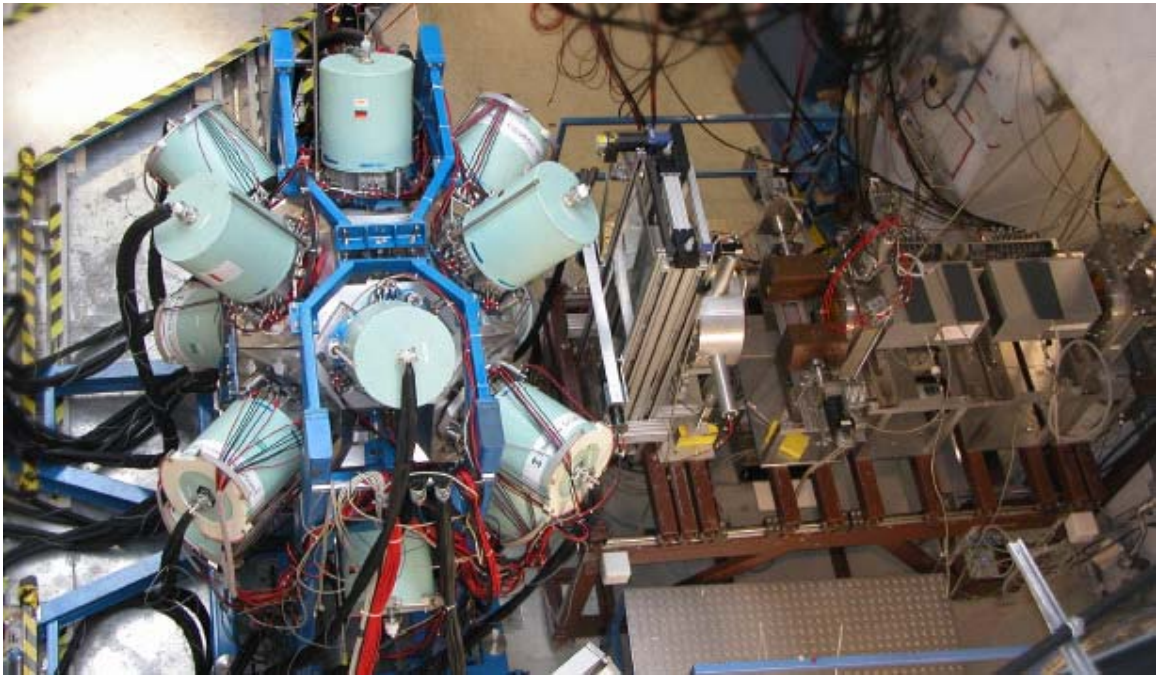


Fig. 3.16 Foto de la configuración de los detectores de Ge, colocados en una geometría cerrada rodeando el parador de 7mm plástico. A la derecha se puede observar el último plano focal del FRS, con los detectores MUSIC, hendiduras o slits y el centelleador SCI41. El plástico esta rodeado por el array de Ge. El haz se propaga de derecha a izquierda.

Cada Ge-Cluster contiene siete cristales encapsulados con forma hexagonal en el mismo criostato [Ebe1996]. Otra de las características de este tipo de detectores es su granularidad permitiendo una reducción en el ensanchamiento Doppler cuando los gamma son emitidos en vuelo, aunque no fue el caso de este experimento, ya que los núcleos fueron parados en el plástico-stopper y emitidos entonces.

Por otro lado, el hecho de que los cristales se encuentren en el mismo criostato aumenta la eficiencia del array, ya que puede ser utilizado en el modo "add-back", de esta manera si un rayo γ es dispersado dentro de un cristal, depositando entonces sólo parte de su energía,

mediante la suma de las señales detectadas en los cristales vecinos es posible reconstruir la "verdadera" energía del fotón detectado [Wil1996].

Los Ge-Cluster fueron colocados en una geometría cerrada rodeando al plástico a tres ángulos diferentes (51, 90 y 120 grados). La geometría del soporte fue diseñada por el laboratorio de Daresbury (Reino Unido) de tal manera que la eficiencia esperada del array fuese de aproximadamente 20%.

Estos detectores de Ge tienen dos salidas idénticas, una de ellas se utilizó para la energía y la otra para el tiempo.

La energía de los rayos gama fue medida mediante el DGF módulo [DGF2003] y el tiempo entre el trigger y el fotón fue determinado mediante dos tipos de electrónica (ver Fig. 3.17), una analógica (SR) y otra digital (DGF)(dos "time-branches"). En el primer caso la señal de tiempo de los Ge fue mandada al rápido timing amplifier (TFA). La salida de dicho módulo fue conectada a un CFD, el cual produce una señal lógica (NIM) independiente de la amplitud de la señal de entrada. Se tomo un canal y se mando a un time to digital converter (TDC) siendo el comienzo de este modulo. La parada fue la señal del trigger, que provino del SCI41(durante el experimento). La resolución debido a esta electrónica es de 1ns/ch.

Para el caso del tiempo digital, la señal de energía del detector de Ge se mandó a DGF, el cual la convierte en tiempo. La resolución que se puede alcanzar es de 25ns/ch.

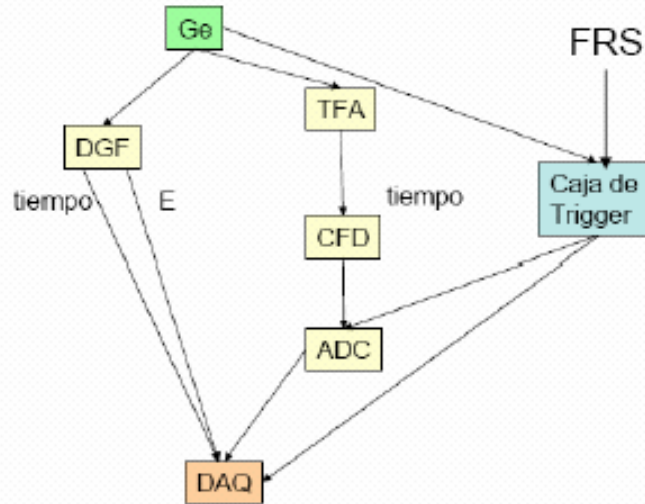


Fig. 3.17 Esquema de los dos tipos de electrónica usados en el experimento. Dos tiempos independientes fueron medidos, uno analógico (SR) y el otro digital (DGF).

3.4.1.1 Calibración de los detectores de Ge

Al igual que los detectores del FRS, los Ge-cluster tienen que ser calibrados. Tomando una fuente radiactiva como ^{152}Eu de la cual se conocen las transiciones energéticas, es posible hacer la relación entre canales y energía mediante una simple ecuación lineal.

$$E = a_1 + a_2 \times \text{canales} \quad \text{eq. 3.8}$$

La respuesta de los detectores es lineal, como se puede observar en la Fig. 3.18, con lo que el ajuste de la curva a una ecuación lineal es adecuada para la calibración y suficiente en este experimento, ya que el rango de energías de las transiciones gama buscadas está entre 100keV y 1500keV.

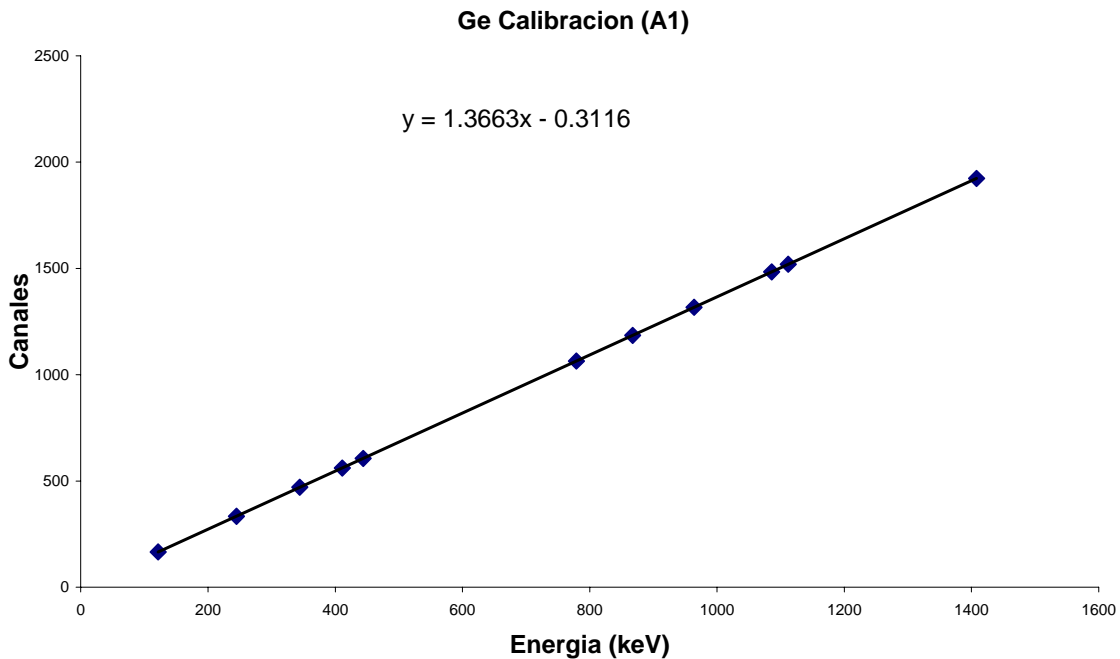


Fig. 3.18 Curva de calibración para el cristal de Ge A1 con la fuente de ^{152}Eu . Los datos se han ajustado a una curva lineal.

La Fig. 3.18 representa la calibración del cristal A1, tendencias similares fueron observadas en el resto de los detectores.

Puesto que en este experimento se deseaba determinar el tiempo en el que las transiciones γ fueron emitidas, el tiempo proveniente de los Ge hubo de ser calibrado.

Primeramente se alinea todos los canales del TDC, ya que el pico del tiempo varía de posición en cada canal debido a retardos electrónicos.

Dichos picos fueron alineados durante el experimento. Se aplica una condición en el núcleo que decae y en la multiplicidad (menor que tres), de esta manera se evita el Bremsstrahlung. Produciendo el espectro de tiempo de los Ge (SR), se mueven los picos de la transición gama al mismo canal mediante la adición o sustracción de una constante en el archivo de calibraciones, dicha constante dependerá de cada canal (a_i).

$$Tiempo_{calib.} = a_i + bTiempo_{sin\ calib.} (ch) \quad \text{eq. 3.9}$$

La constante b proviene de las especificaciones de los módulos, siendo 1ns/ch para el SR y 25ns/ch para el DGF.

El tiempo de decaimiento viene dado por la diferencia en tiempo entre la señal del gama proveniente de los Ge detectores y el SCI41 (cuya señal ha sido retardada).

3.4.1.2 Eficiencia

Otra de las características importantes a la hora de trabajar con detectores es la eficiencia de éstos (ver Fig. 3.19).

$$\mathcal{E}_{abs.} = \frac{N_{medidos}}{N_{emitidos}} \quad \text{eq. 10}$$

Donde $N_{medidos}$ son los eventos, gama, registrados por el detector y $N_{emitidos}$ el número de gamas emitidos por la fuente.

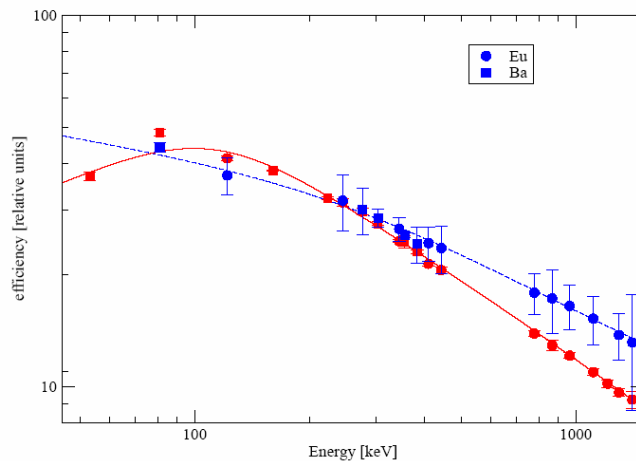


Fig. 3.19 Curva de la eficiencia de los detectores de Ge para la campana de Febrero/Marzo para los dos time-branching. La curva azul muestra la eficiencia del add-back, y la roja la de un único cristal, D2.

La intensidad de cada transición será la medida experimentalmente multiplicada por la eficiencia. Esto se debe a la geometría del detector. La probabilidad de que un rayo gama no sea absorbido completamente en el detector aumenta con la energía de dicho gama. Este efecto disminuye si se aumenta el tamaño de dicho detector. Como se ha mencionado anteriormente, debido a que los cristales se encuentren en el mismo criostato la eficiencia aumenta, puesto que no hay pérdida de gamas en las uniones de éstos, en el caso de que uno de los gamas se disperse a los cristales vecinos. Así mismo, como ya se ha mencionado, el hecho de que estos Ge pueden ser utilizados en el modo “add-back” incrementa la eficiencia.

4 Radiación Atómica

La fuente principal de radiación electromagnética en reacciones relativistas proviene de procesos atómicos [Anh1986]. Entre estos, los que contribuyen de forma más importante a la contaminación de los espectros son:

- Emisión de K y L rayos X de la ionización de los átomos del blanco
- Captura de electrones del blanco por el proyectil
- Emisión Bremsstrahlung de electrones del blanco dispersados por el proyectil (PB)
- Emisión de electrones secundarios debido a la interacción con los materiales dentro del separador (SC).

Cuando un electrón con velocidad alta interactúa con materia, parte de su energía es convertida en radiación electromagnética de la forma de Bremsstrahlung. La energía convertida incrementa con la energía del electrón. Para electrones monoenergéticos, los cuales son retardados y parados en un cierto material, el espectro de energía Bremsstrahlung es un continuo donde los fotones pueden llegar a tener la misma energía que el propio electrón.

Las secciones atómicas eficaces de todos estos procesos dependen con el número atómico del proyectil y del blanco, en particular PB es proporcional a $Z_p^2 Z_b$ y SC con $Z_p^2 Z_b^2$.

La captura de electrones por el proyectil se puede corregir fácilmente si tenemos en cuenta la energía perdida en el degradador, puesto que esta es proporcional al número atómico, y este a su vez a la rigidez magnética. [Aud2005]

Para el análisis que será descrito en la siguiente sección, se seleccionaron aquellos núcleos que viajaron completamente ionizados a través del FRS, como se muestra en la Fig. 4.1, por ello, la carga de los núcleos será en realidad el número atómico Z .

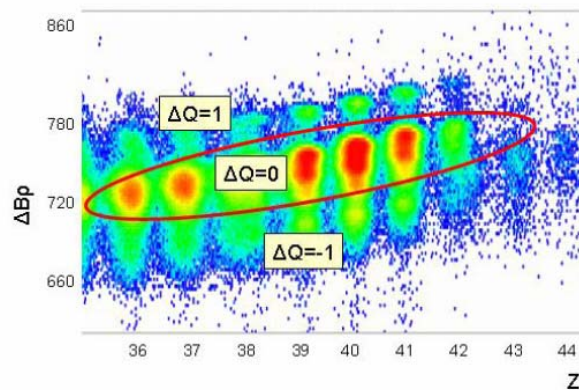


Fig. 4.1 Diferencia en la rigidez magnética en la primera parte del FRS y en la segunda. Los diferentes estados de carga de los isótopos pueden ser distinguidos claramente. Una condición en los núcleos completamente ionizados fue aplicada a todo el análisis

5 Análisis de datos

En el capítulo anterior se ha explicado el procedimiento para la calibración del FRS. También se menciona que después de la reacción nuclear existen muchos productos que son transmitidos hasta el último plano focal, por ello es completamente imprescindible la identificación de todos los iones producidos.

La base de este tipo de análisis proviene de la aplicación de una condición particula-gama, donde se requiere aquellas transiciones energéticas en coincidencia con el ion deseado, y dicha coincidencia ha de ser unívoca. Esta es la razón por la que dicha identificación ha de ser clara.

En esta sección será descrita la metodología del análisis de los datos. Empezando por la identificación de las partículas hasta el espectro de desexcitación del ^{82}Nb una vez ha sido parado en el plástico.

5.1 Separación de Fragmentos

Anteriormente se ha descrito la identificación de los fragmentos de una forma teórica, en este apartado se mostrará una visión más experimental.

Una identificación inambigua del isótopo de interés es necesaria si es que se pretende observar su decaimiento al estado fundamental. Por ello serán presentadas las diferentes condiciones aplicadas al análisis para obtener dicha identificación.

Después de la producción, aquellos iones que posean la misma relación A/q serán transmitidos a través del FRS. Uno de los problemas que hay que resolver en la mayoría de los experimentos es la reducción del número de eventos (núcleos) que llegan al plano focal intermedio. Esto se debe a que los detectores colocados en esa área, a saber centelladores, no son capaces de soportar el inmenso número de núcleos producidos. Por ello, se cierran las hendiduras colocadas delante de ellos, lo que produce que la transmisión sea menor.

En el caso concreto de nuestro experimento, la reducción de la transmisión no fue necesaria puesto que las secciones eficaces de producción en esta región nuclear son muy pequeñas.

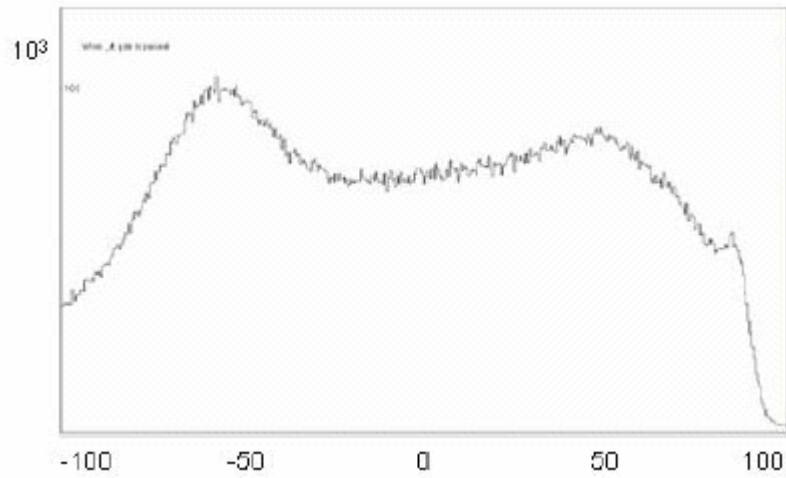


Fig. 5.1 Número de eventos versus la posición en el SCI21. Todo el espacio (-100mm, 100mm) es cubierto ya que las hendiduras permanecieron abiertas puesto que las secciones eficaces de producción son muy pequeñas en esta región de la tabla nuclear.

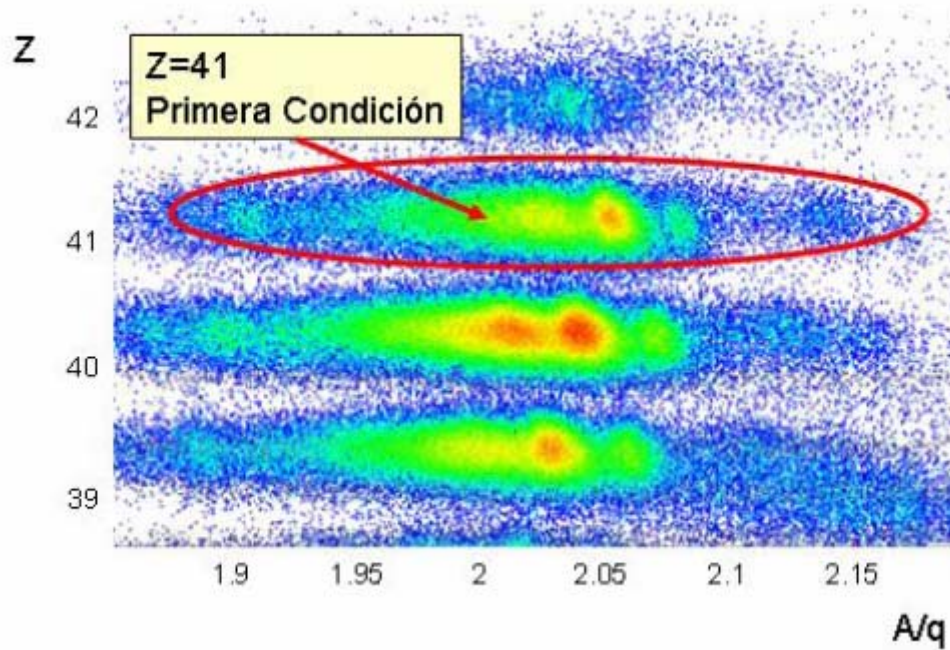


Fig. 5.2 Espectro de Z versus A/q. Diferentes isótopos son identificados. La condición Z=41 fue aplicada al resto del análisis.

El primer paso en el análisis es la identificación de las partículas. Si creamos el espectro de Z versus A/q (ver Fig. 5.2), deberíamos ser capaces de obtener dicha identificación directamente. Como se puede observar, no fue posible hacer una selección del ^{82}Nb . Esta mala resolución en A/q se debe a que el SCI21 no funcionó correctamente durante el experimento. No hace falta notar la importancia de este detector, puesto que es uno de los encargados del TOF, así como del cálculo de la rigidez magnética. De todos modos, es posible una correcta separación en Z , siendo **$Z=41$ primera condición del análisis.**

En la Fig. 5.3 se muestra el espectro de la posición de los iones en el segundo plano focal, donde la óptica diseñada es dispersiva. Esto significa que en lugar de observar los iones concentrados en un punto del espacio, dichos iones cubren todo el eje x . Aquellos con velocidades menores describirán una trayectoria mas cerrada y el caso contrario ocurrirá para aquellos iones con velocidades mayores.

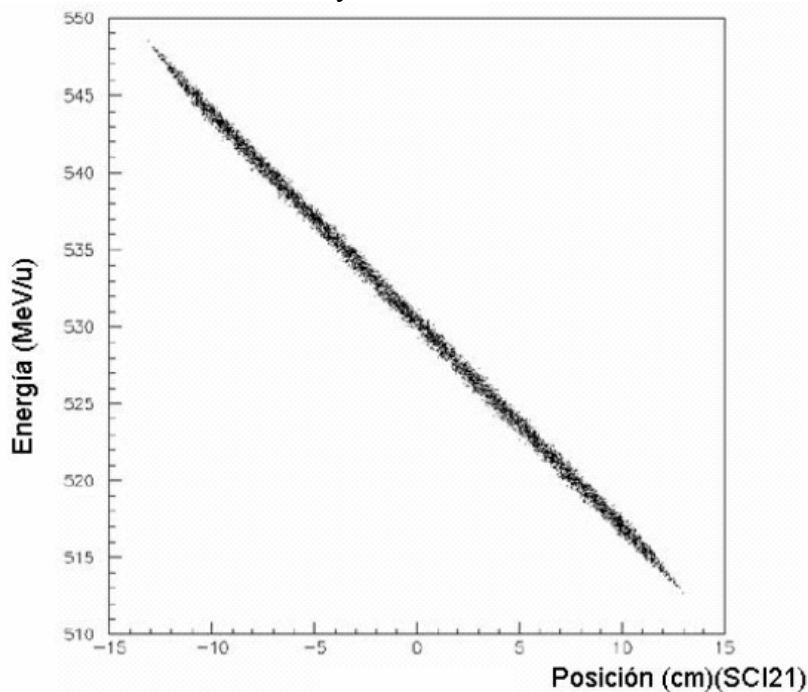


Fig. 5.3 Calculaciones MOCADI de la energía de ^{82}Nb versus su posición en el centelleador en el plano focal intermedio. Los iones con mayor velocidad describirán trayectorias menos cerradas que aquellos con menor. Puesto que dicho plano es dispersivo, los iones están distribuidos a lo largo del eje x .

El problema con el centelleador es visible en el espectro de la Fig. 5.4. En el caso de una buena resolución, sería posible distinguir los diferentes isótopos.

En condiciones normales esperaríamos una distribución delgada cubriendo todo el espacio en la dirección x . pero la energía depositada por muchos eventos en el centelleador SCI21 fue recogida de forma incorrecta por los fotomultiplicadores.

En realidad se observó que la distribución de ^{84}Nb contaminaba la del ^{82}Nb . No fue posible la selección de una condición donde sólo el núcleo de interés estuviera contenido, dificultando la observación de los γ provenientes de un único núcleo.

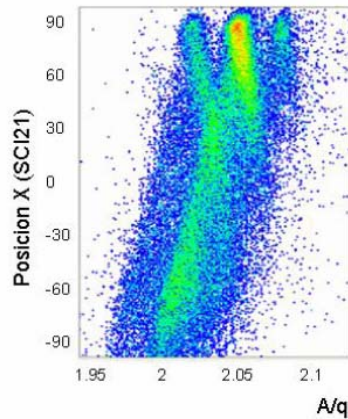


Fig. 5.4 Posición de los iones en el eje x en el SCI21 versus A/q . La mala detección de la luz en los fotomultiplicadores impide resolver los diferentes isótopos de Nb. Existe una contaminación de ^{84}Nb en la relación $A/q \sim 2$.

La investigación de este problema fue requerida, por lo que se creó el espectro de la energía depositada de los núcleos en el SCI21 versus la posición en x.

Independientemente de que siguen existiendo muchas cuestiones concernientes a este punto, uno puede corregir, o al menos recobrar la resolución en A/q aplicando una **segunda condición** en aquellos eventos cuya energía depositada fue medida adecuadamente (ver Fig. 5.5).

Aunque aplicando este tipo de corrección es posible recobrar la resolución en A/q , hay que tener en cuenta que muchos de los eventos que han sido eliminados siguen siendo ^{82}Nb , por lo que se espera una reducción en el número de γ en el espectro final. Concretamente perdemos alrededor de 70% de la producción de núcleos de Nb (incluyendo $^{82-85}\text{Nb}$).

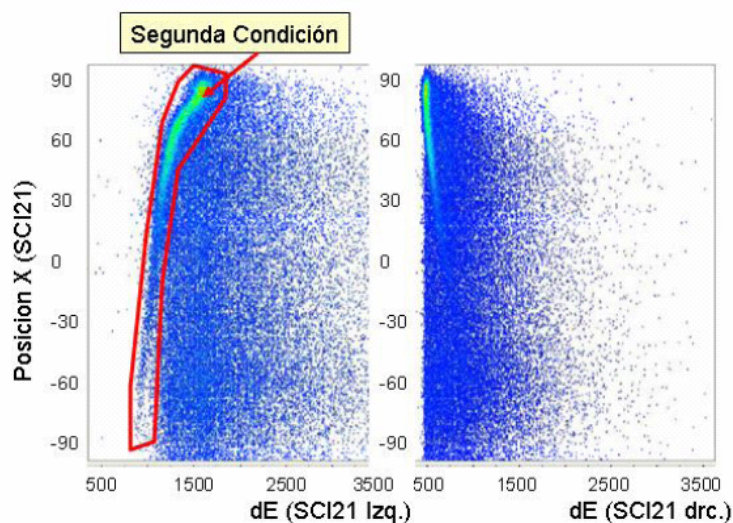


Fig. 5.5 Energía depositada por los iones en el centellador 21 versus la posición de dichas partículas en el mismo detector. La condición $Z=41$ está incluida, por lo que solo se observan los isótopos de Nb. Se eligió una ventana de dichos eventos donde la respuesta de los fotomultiplicadores fue correcta.

Una vez realizada esta selección, la identificación es clara, y la separación entre los diferentes isótopos de Nb puede llevarse a cabo (ver Fig. 5.6). Esto es la *tercera condición del análisis*.

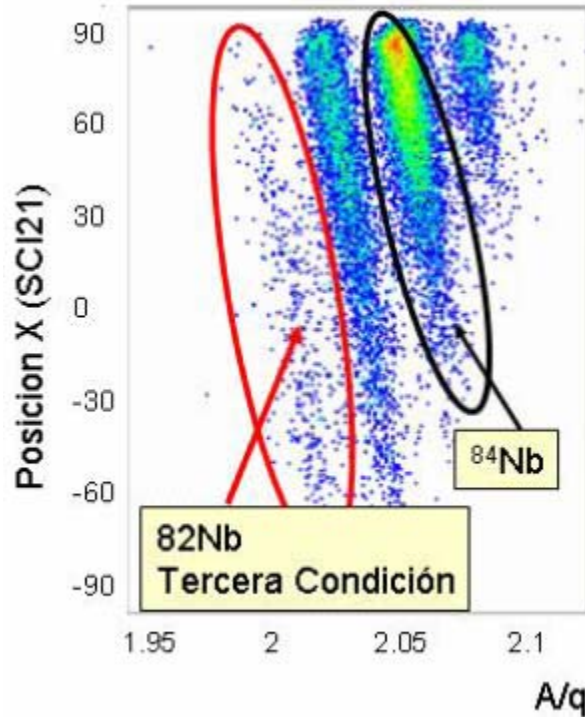


Fig. 5.6 Identificación del ^{82}Nb . Una correcta selección del isótopo de interés es posible (ver texto). Los isótopos $^{83-85}\text{Nb}$ son visibles también.

5.2 Espectros Gama

Una vez ha sido realizada la identificación de forma inambigua, el punto interesante es observar los γ provenientes de la desexcitación de un estado isomérico en el núcleo de interés, en este caso ^{82}Nb

Primeramente se tomo como referencia el núcleo ^{84}Nb , medido anteriormente [Cha2000], donde las energías de las transiciones son conocidas así como la semivida del estado isomérico ($t_{1/2}=(103\pm 20)\text{ns}$). Se reprodujeron los datos experimentales previos, de modo que se comprobase el método de análisis.

Aplicando las condiciones del apartado anterior es posible obtener el espectro de rayos γ de dicho núcleo. La mayor parte de las transiciones energéticas son visibles, pero aquellas de bajas energías no son distinguibles debido a los gamas provenientes de la radiación temprana ("prompt-flash"). Se observa también una considerable contribución del background. (ver Fig. 5.7)

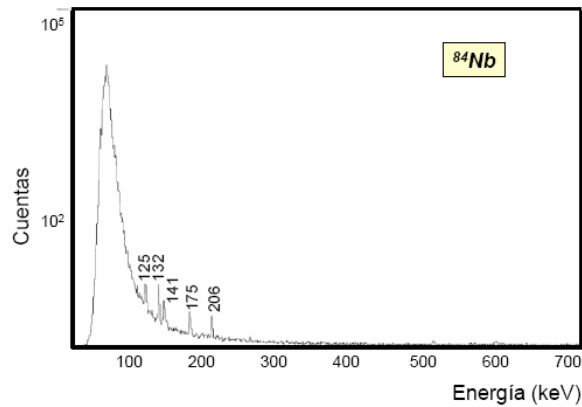


Fig. 5.7 Espectro de rayos gama del ^{84}Nb . Se observan las energías de desexcitación de dicho núcleo. Los gamas tempranos del "prompt-flash" son visibles.

Para observar las transiciones de menor energía se estableció una correlación entre la energía del rayo gama con el tiempo de detección, donde una vez más se aplicaron las condiciones mencionadas en el apartado anterior. Dicha correlación es realizada mediante la creación de matrices energía versus tiempo, donde la matriz se incrementara cada vez que se registre un evento donde se tenga información de la energía la gama y el tiempo en el que ha sido emitido.

Para evitar contaminaciones en el espectro γ debido a la radiación Bremsstrahlung entre otras, se aplicó una ventana de tiempo a dicha matriz, aceptando aquellos eventos que poseyeran energía-tiempo después del "promp-flash" de gamas provenientes de procesos atómicos (25ns para el DGF y 9ns para el SR) (ver Fig. 5.8). De este modo se mejora la relación pico-total, así como se pueden observar transiciones menos intensas.

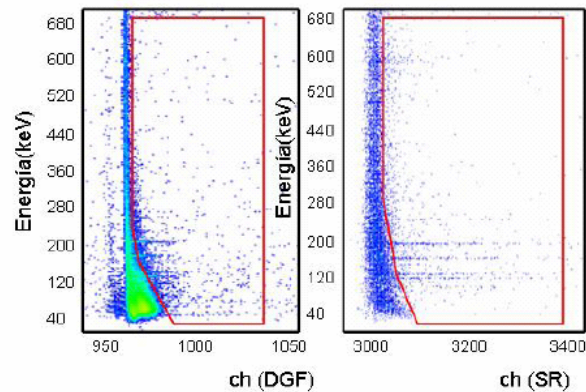


Fig. 5.8 Matrices energía versus tiempo para los tiempos DGF a la izquierda y SR a la derecha. Se aplicó una ventana de tiempo de manera el prompt-flash de los gamas detectados en los Ge fuese eliminado.

Una vez que se ha producido la condición en el tiempo, se pueden observar los gamas emitidos si se proyecta las matrices en el eje de energías (ver Fig. 5.9).

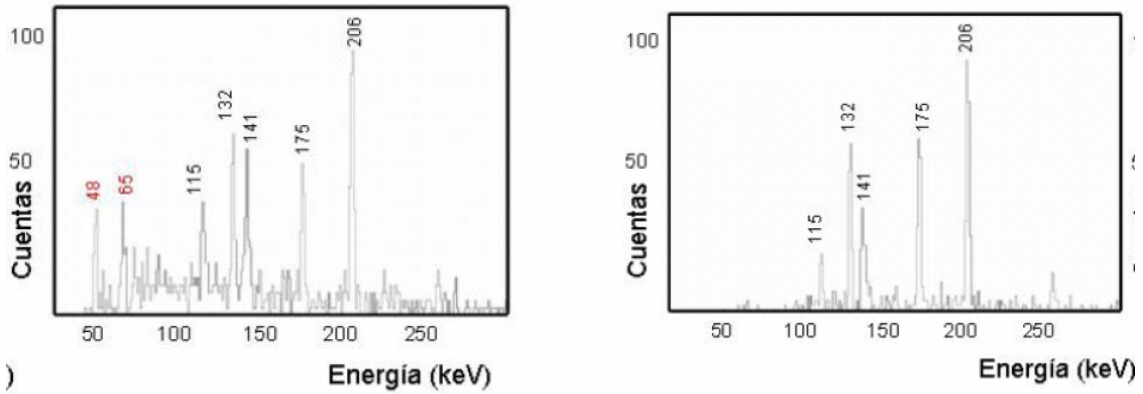


Fig. 5.9 Espectro de energías para el isótopo ^{84}Nb proyectando la matriz E. versus SR (derecha) y E. versus DGF (izquierda). Las energías de las transiciones electromagnéticas son visibles. En el caso de la matriz E-DGF se observan las transiciones de baja energía (ver texto).

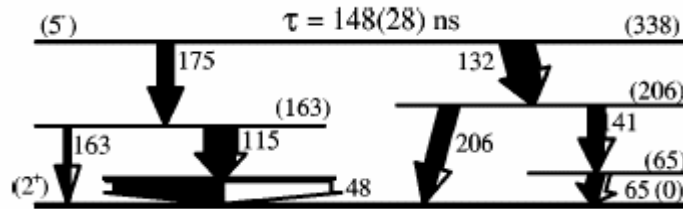


Fig. 5.10 Esquema de niveles de energía del núcleo ^{84}Nb .

Nótese que aunque los dos espectros sean creados de la misma manera, los eventos no son los mismos, por lo que los rayos γ observados en un tiempo electrónico ("time branch") no tienen por que ser detectados en el otro necesariamente, ya que los thresholds en los TDC fueron mas altos que los de los DGF. Esto explica la razón por la que las transiciones a bajas energías solo son visibles en el time-branch DGF.

Una vez que el núcleo ^{84}Nb ha sido reproducido, es posible proceder con el análisis investigando el caso del ^{82}Nb .

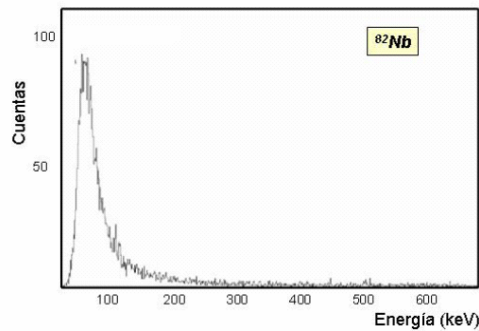


Fig. 5.11 Espectro de energías de núcleo ^{82}Nb . Ninguna transición energética es observada.

En el espectro de rayos gama del ^{82}Nb (ver Fig. 5.11) no fue posible identificar ninguna transición debida a la desexcitación del estado isomérico, puesto que el prompt-flash y el background contaminan el espectro. Hay que tener en cuenta que la sección eficaz de producción de este núcleo es pequeña y el tiempo de medida corto, como se ha mencionado anteriormente, por lo que no se espera observar transiciones muy intensas, y dichas transiciones estarán escondidas en los contaminantes.

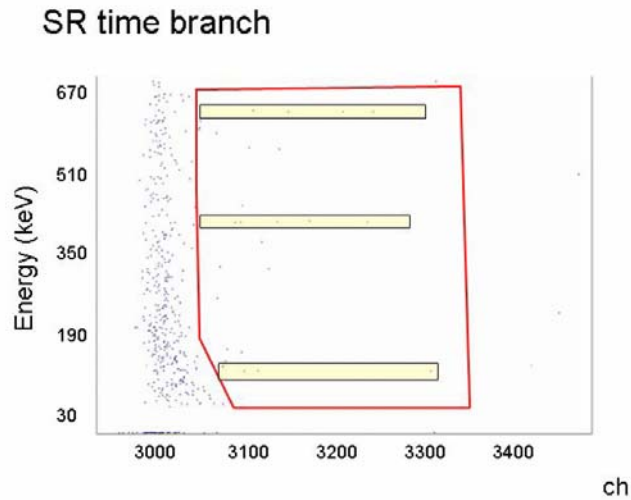


Fig. 5.12 Matriz energía versus canales para el tiempo SR. Cada canal corresponde a 1ns. Los rayos γ retrasados son visibles puesto que el tiempo de decaimiento es largo comparado con el rango del SR TDC. La condición en tiempo es visible (curva roja).

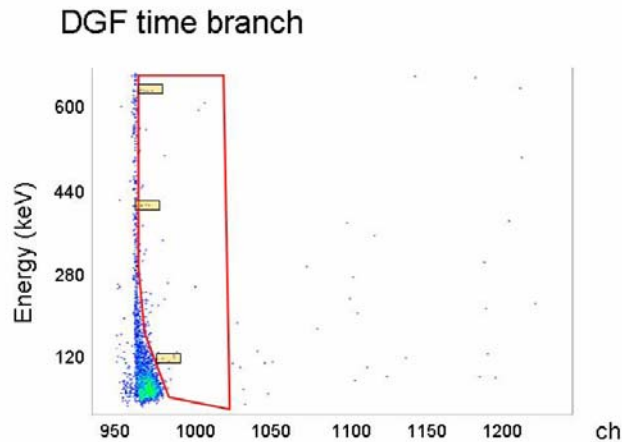


Fig. 5.13 Matriz energía versus canales para el tiempo DGF, cada canal corresponde a 25ns. Los rayos γ retrasados son visibles puesto que el tiempo de decaimiento es largo comparado con el rango del DGF módulo. La condición en el tiempo es visible (curva roja).

Una vez más, se crearon las matrices energía-tiempo, Fig. 5.12 y Fig. 5.13 para los dos time-branching. De esta manera mediante la aplicación de la ventana de tiempo (al igual que en el caso del ^{84}Nb) es posible observar el decaimiento de los estados isoméricos del ^{82}Nb si se proyecta en el eje de energías, Fig. 5.14y Fig. 5.15.

Dos transiciones para el núcleo de ^{82}Nb fueron observadas por primera vez. La tercera transición es solo visible en el caso del tiempo SR. Aunque el procedimiento para la construcción de los espectros sea la misma para los dos tiempos, los eventos que incrementan las matrices no tienen porque ser los mismos necesariamente debido a la diferencia en los thresholds en los módulos de las dos electrónicas, como ya se ha mencionado.

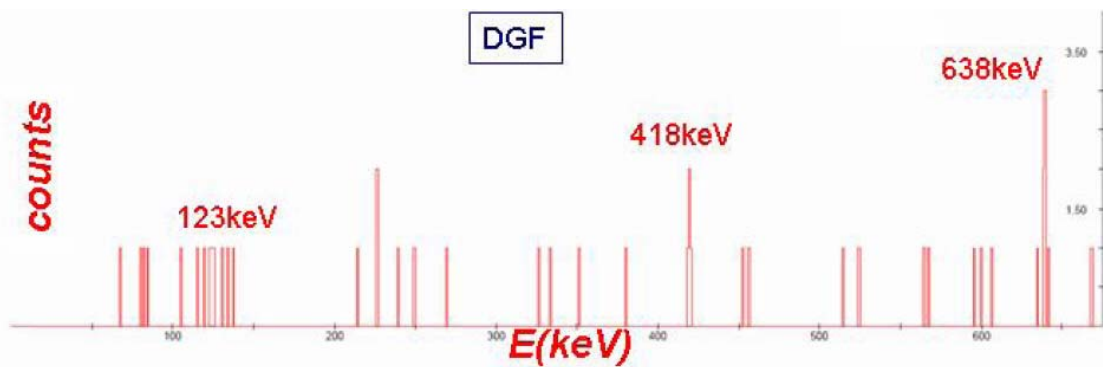


Fig. 5.14 Espectro resultante al proyectar en el eje de energías la matriz E-DGF. Dos transiciones gama son visibles. Alrededor de 123keV una mayor densidad de eventos es observada.

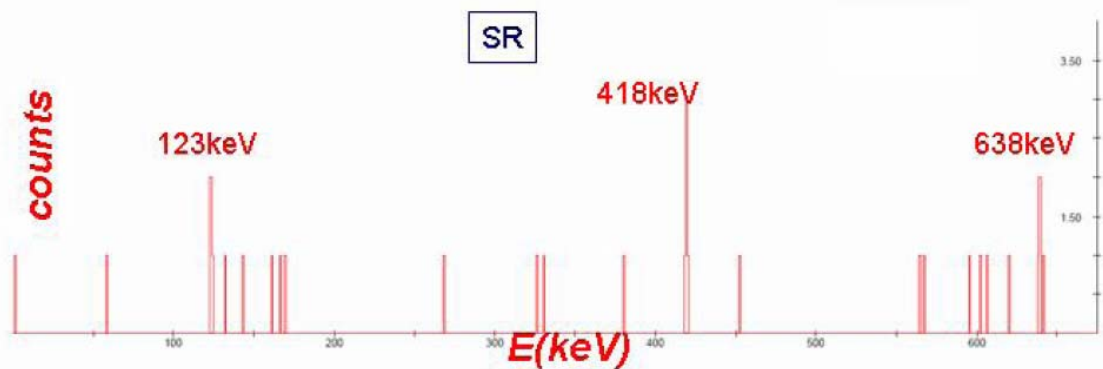


Fig. 5.15. Espectro resultante al proyectar la matriz E-SR, en este caso una tercera transición es visible en comparación con la Fig. 4.14.

Así mismo, hay que recordar que en las condiciones aplicadas para la identificación, aproximadamente un 70% de los isótopos fueron rechazados debido a la mala detección de la luz en el centellador. Aún así, parte de los eventos (γ) pueden ser recuperados si aplicamos extra condiciones a la identificación.

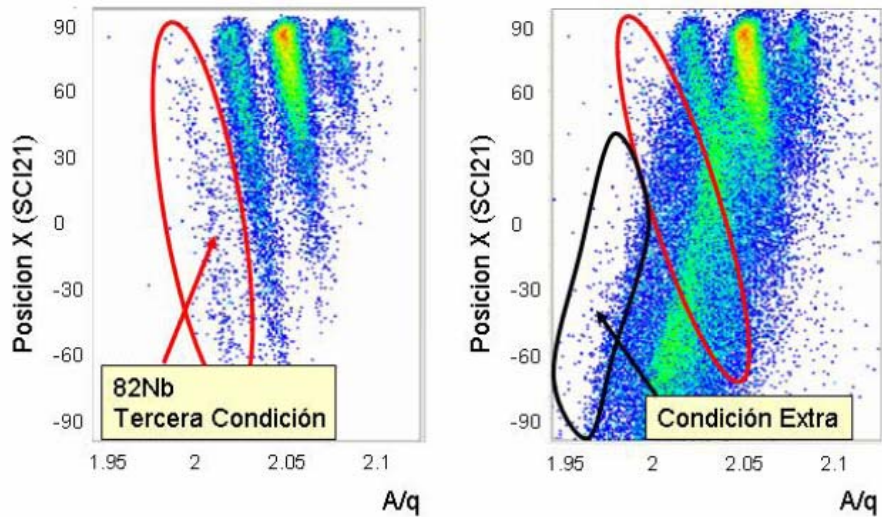


Fig. 5.16 Recuperación de los iones debido al SCI21. Una segunda condición puede ser aplicada para obtener parte de los iones que no depositaron la energía correctamente.

En la Fig. 5.4 se observó que una "cola" proveniente del ^{84}Nb contaminaba el espectro gama del ^{82}Nb (la contaminación proveniente del ^{83}Nb no se tiene en consideración puesto que no existen estados isoméricos en este núcleo). Entonces, aplicando una condición en lo que sería la cola de ^{82}Nb parte de los eventos podrán ser recuperados.

Los dos espectros mostrados en la Fig. 5.17 son el resultado de añadir la estadística de los espectros de las Fig. 5.14/Fig. 5.15 y los resultantes de la condición extra. Nótese la aparición de la transición a 123keV para el caso del DGF. Se observa un aumento en general en el número de cuentas en todas las energías es observadas.

Este tipo de experimento/análisis es muy conveniente a la hora de estudiar estados isoméricos de núcleos. La posibilidad de aplicar una ventana de tiempo al análisis provoca una reducción considerable del background así como una identificación inambigua de los rayos gama pertenecientes a la desexcitación del estado isómero.

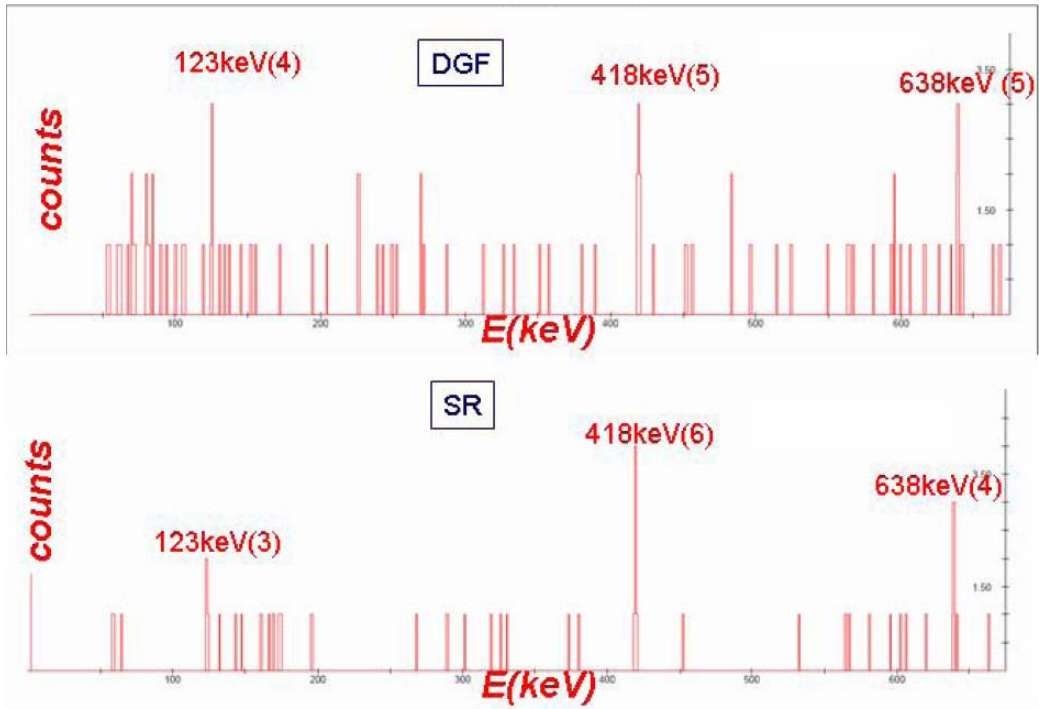


Fig. 5.17 Espectro de energías total una vez que se han añadido los iones cuya energía depositada en el SCI21 no fue recolectada correctamente para el tiempo DGF (arriba) y el SR (abajo). El número de cuentas esta mostrado entre paréntesis al lado de la energía.

6 *Vidas Medias*

A la hora de estudiar estados isoméricos de núcleos es interesante extraer sus vidas medias. Dicho valor proporcionará información sobre por ejemplo la probabilidad de transición y como consecuencia revela las propiedades nucleares del sistema.

En el caso concreto que nos acontece fueron extraídas tres diferentes vidas medias, dos de ellas conocidas anteriormente y la tercera la del estado isomérico del ^{82}Nb , por supuesto.

La razón de obtener $t_{1/2}$ de estados isoméricos conocidos es que sirven como referencia para comprobar que el método de análisis es correcto así como las herramientas matemáticas.

Como es bien sabido, la ley exponencial de un decaimiento radiactivo viene expresada por [Kra1987]:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad \text{eq. 5.1}$$

λ es la probabilidad por unidad de tiempo de que se desintegre el estado excitado o fundamental, N_0 es el número de núcleos en el estado inicial a $t=0$. Teniendo en cuenta que la vida media no tiene un significado físico relevante, es interesante expresar el decaimiento de un núcleo en términos de su semivida (tiempo en el que la mitad de los núcleos han decaído).

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad \text{eq. 5.2}$$

Así pues, ajustando los datos experimentales a una curva exponencial del tipo expresado en la eq. 5.1 y posteriormente realizando el pequeño cálculo de la eq. 5.2 la semivida del estado excitado puede ser extraída.

6.1 ^{96}Pd y ^{84}Nb

Volviendo a las matrices de energía versus tiempo del apartado anterior, si en lugar de proyectar sobre el eje de energías, se hace en el otro eje (ver Fig. 6.1) aplicando una selección en la transición deseada, se obtiene la distribución en tiempo de la transición

gama, y como ya se ha explicado, el ajuste de la curva de datos a una curva exponencial nos dará la información deseada.

Los errores fueron tratados con el método “Maximum likelihood”..

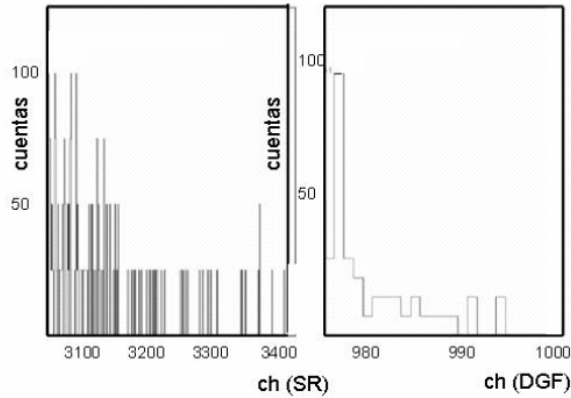


Fig. 6.1 Distribución de tiempo de la transición 206keV del isótopo ^{84}Nb para el SR (izquierda) y DGF (derecha). Estos espectros fueron producidos mediante la protección de las respectivas matrices en el eje de tiempo una vez que se ha seleccionado la transición de energía 206keV.

En dichas matrices, el estado isomérico es visible, ya que el tiempo necesario para que decaigan es suficientemente largo como para ser medido por los Ge-detectores. Asumiendo que las vidas medias de los estados excitados por debajo del isomérico son muy cortos (picosegundos) en comparación con la del estado isomérico, todos los rayos gama observados en la desintegración pueden ser usados en el análisis.

Empezamos con el caso del estado isomérico con espín 8^+ en ^{96}Pd [Gra1983] con una semivida de $2.2(3)\mu\text{s}$. El valor obtenido en este análisis es de $1.9(2)\mu\text{s}$ (verFig. 6.2) así que ambos resultados concuerdan. La razón por la que no se ha utilizado el SR para la distribución de tiempo es porque el rango del SR (1μ) es menor que la semivida.

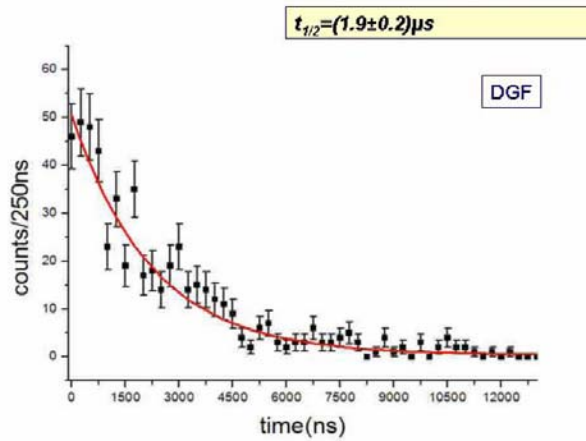


Fig. 6.2 Distribución del tiempo de la transición para el estado isomérico de ^{96}Pd . La semivida es extraída mediante el ajuste de una simple curva exponencial.

Si se desea obtener el valor de la semivida para estados que decaen más rápidamente, es conveniente usar el SR. De este modo, se reprodujo la semivida del estado isomérico del ^{84}Nb .

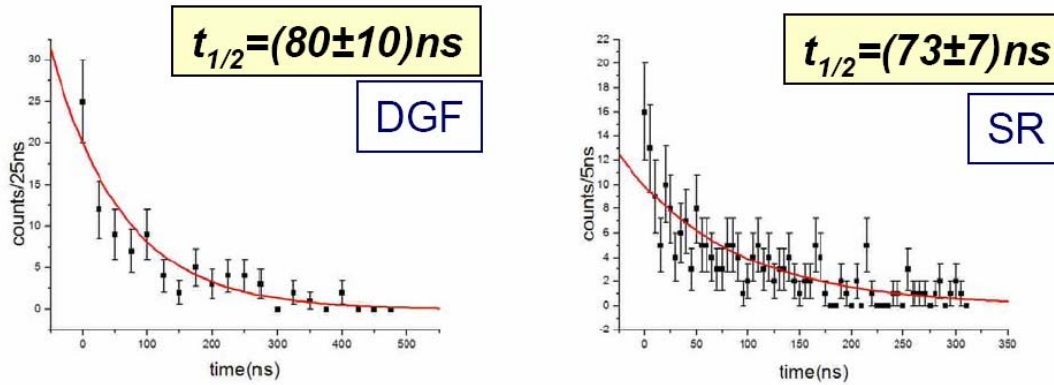


Fig. 6.3 Distribución del tiempo para el estado isomérico del núcleo ^{84}Nb . Las distribuciones de tiempo de las transiciones y con energía de 132keV, 175keV y 206keV son sumadas.

La estadística de la Fig. 6.3 es mayor que la de los espectros mostrados en la Fig. 6.1, esto se debe a que es posible sumar las distribuciones temporales de las transiciones a las cuales el estado isomérico decae, como ya se ha mencionado. En el caso del ^{84}Nb se sumaron aquellas correspondientes a 132keV, 175keV y 206keV transición gama. Aunque un ajuste de las curvas correspondientes a cada transición individual también fue realizada, obteniéndose los mismos valores, dentro de los errores, para la vida media.

La semivida extraída en el experimento anterior para el estado isomérico de este núcleo fue $t_{1/2} = 103(20) \text{ ns}$ [Cha2000]. Ambos resultados concuerdan también dentro de la barra de errores, así mismo, en este caso el ajuste fue hecho en la distribución de tiempos proveniente del SR, puesto que la semivida es más corta que en el caso del ^{96}Pd . Nótese que los errores extraídos en este experimento son menores que el valor en la literatura puesto que el número de iones producidos así como el número de transiciones observadas fue mayor que en el experimento previo.

6.2 ^{82}Nb

En el caso del ^{82}Nb fue necesario sumar también la distribución de tiempo de las transiciones 418 keV y 638 keV puesto que la estadística es muy baja.

Independientemente del número de cuentas, la extracción de la semivida pudo realizarse, siguiendo el mismo procedimiento que en los dos casos anteriores (ver Fig. 6.4).

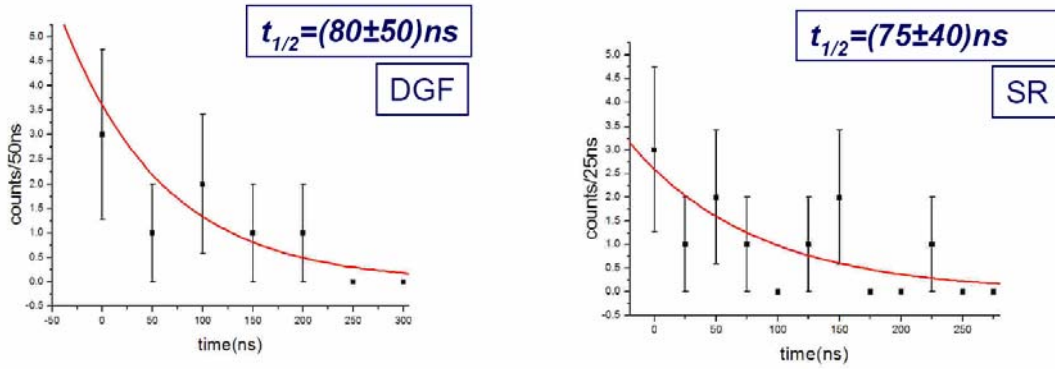


Fig. 6.4 Suma de las distribuciones en tiempo de los rayos γ con energía de 123keV, 418KeV y 638keV. La semivida del estado isomérico fue extraída para tiempo proveniente del DGF (izquierda) y del SR (derecha).

Como se puede observar en estos dos espectros ambos resultados son coherentes los que es una forma de comprobar que el valor obtenido es correcto. El error en la medición se debe a que la estadística fue limitada.

7 *Discusión*

En los dos últimos capítulos se ha descrito el análisis de datos experimentales. Como resultado de este análisis tres rayos γ retardados con energías 123keV, 418keV y 638keV han sido identificados pertenecientes al decaimiento isomérico en el núcleo ^{82}Nb . Además se extrajo la semivida de este decaimiento siendo $t_{1/2}=80(50)\text{ns}$.

En la siguiente sección se discutirá la ordenación mas probable de las tres transiciones el esquema de excitación basado en la comparación con su isobárico $N=Z+2$ ^{82}Zr . También se sugerirá el valor del espín de dicho estado isomérico basado en la evaluación de las proporciones de las transiciones electromagnéticas y comparando con el siguiente núcleo impar-impar mas pesado, ^{86}Tc , el cual ha sido estudiado en el mismo experimento que el ^{82}Nb .

7.1 *El esquema de niveles del núcleo ^{82}Nb*

La única información que se poseía de antemano sobre el núcleo ^{82}Nb era el espín 0^+ del estado fundamental [Lon1998] después de establecer un decaimiento superpermetido Fermi al núcleo ^{82}Zr .

El orden de las transiciones observadas puede ser asignado en base a la sistemática de la región. Si se compara la energía de la transición del $2^+ \rightarrow 0^+$ de los núcleos $N=Z$ con la de sus isobáricos $T_z=1$, (^{86}Tc , ^{86}Mo) (^{74}Rb , ^{74}Kr) (^{70}Br , ^{70}Se), se observa que la diferencia media es de aproximadamente 20keV y para la transición del $4^+ \rightarrow 2^+$ de 44keV.

La diferencia en energía entre la transición del $2^+ \rightarrow 0^+$ del ^{82}Zr con respecto al gama observado de 418keV es de 11.1keV, valor que se encuentra dentro del obtenido para los casos anteriores. Para la transición $4^+ \rightarrow 2^+$ de 634keV en ^{82}Zr y la transición 638keV observada en ^{82}Nb se obtiene una diferencia de 4keV. Por lo que la transición de energía 418keV del ^{82}Nb fue asociada con la desintegración del primer estado excitado de dicho núcleo al fundamental, y así mismo 638keV para la transición del $4^+ \rightarrow 2^+$ (ver Fig. 7.1).

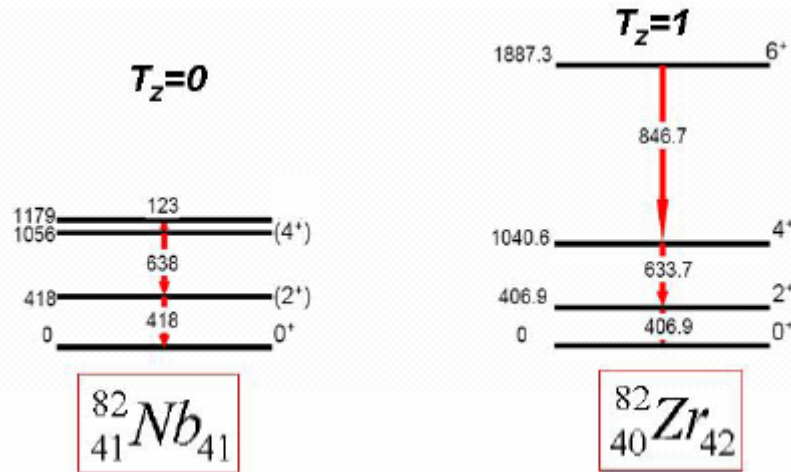


Fig. 7.1 Nivel de energías del ^{82}Nb y ^{82}Zr . Del último solo están representados aquellos niveles relevantes para la interpretación de los resultados. La asignación del primer y segundo estado excitado del ^{82}Nb es realizada en base a la sistemática (ver texto).

Lo que falta por determinar todavía es el espín del estado isomérico el cual decae por medio de la transición de 123keV al estado 4^+ . Por ellos se calcularon las probabilidades de transición reducidas para la transición de 123keV asumiendo diferentes multipolaridades y usando la semivida determinada en el capítulo anterior.

La amplitud de la transición de emisión de fotones para un determinado tipo de multipolo es proporcional al elemento de matriz del operador multipolo. La probabilidad de transición por segundo, sumado a todos los subestados magnéticos del fotón y del estado final nuclear, viene dado por [Boh379 (1)1969]:

$$T(\sigma\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} (1+\alpha) \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} B(\sigma\lambda; I_i \rightarrow I_f) \quad \text{eq. 6.1}$$

Donde σ es el tipo de multipolo, λ el orden de dicho multipolo, I_i e I_f son el estado inicial y final respectivamente. E_γ es dado en MeV y α es el coeficiente de conversión interno total. La probabilidad reducida de transición es definida por el elemento de matriz reducido de la transición.

$$B(\sigma\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i+1} \left| \langle I_f || O(\sigma\lambda) || I_i \rangle \right|^2 \quad \text{eq. 6.2}$$

$O(\sigma\lambda)$ es el operador electromagnético de orden λ

Para obtener una medida intrínseca de la probabilidad de transición, la cual es determinada por las funciones de onda solamente, es común comparar la fuerza de la

transición determinada experimentalmente con la correspondiente estimación monoparticular Weisskopf

$$B_w(E\lambda) = \frac{(1.2)^{2\lambda}}{4\pi} \left(\frac{3}{3+\lambda}\right)^2 A^{2\lambda/3} e^2 (fm)^{2\lambda} \quad eq. 6.3$$

$$B_w(M\lambda) = \frac{10}{\pi} (1.2)^{2\lambda-2} \left(\frac{3}{\lambda+3}\right) A^{(2\lambda-2)/3} \mu_n^2 (fm)^{2\lambda-2} \quad eq. 6.4$$

para el caso eléctrico y magnético, donde λ es la multipolaridad, A la masa atómica y μ_n el magnetón nuclear.

Para el caso concreto de ^{82}Nb

E1	1 W.u. \rightarrow 1.22 e ² fm ²
E2	1 W.u. \rightarrow 21.163 e ² fm ⁴
E3	1 W.u. \rightarrow 399.4 e ² fm ⁶
M1	1 W.u. \rightarrow 1.79 μ_n^2
M2	1 W.u. \rightarrow 31.14 μ_n^2 fm ²

A través de la vida media, la probabilidad reducida de la transición también puede ser extraída simplemente despejando de:

$$\begin{aligned} T(E1) &= 1.59 \times 10^{15} E^3 B(E1) & T(M1) &= 1.76 \times 10^{13} E^3 B(M1) \\ T(E2) &= 1.22 \times 10^9 E^5 B(E2) & T(M2) &= 1.35 \times 10^7 E^5 B(M2) \\ T(E3) &= 5.67 \times 10^2 E^7 B(E3) \end{aligned} \quad eq. 6.5$$

$$T(\sigma\lambda) = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \frac{1}{1+\alpha} \quad eq. 6.6$$

Las probabilidades reducidas de la transición isomérica del ^{82}Nb , asumiendo una vida media de 80ns son:

B(E1)	= 2.25x10 ⁻⁶ W.u.
B(E2)	= 7.69 W.u.
B(E3)	= 17.5x10 ⁶ W.u.
B(M1)	= 1.31x10 ⁻⁴ W.u.
B(M2)	= 345 W.u.

En el caso de que la transición del estado isomérico fuese del tipo M1, B(M1) sería mucho menor que los valores normales, además una transición retardada de este tipo no es esperada en el área. Por el contrario, si la desexcitación se lleva a cabo mediante una

E1, el valor obtenido para la probabilidad reducida de la transición esta dentro de los límites de las estimaciones Weisskopf.

Un argumento adicional proviene del caso de ^{86}Tc . Este núcleo ha sido estudiado con una estadística mucho mas elevada que el ^{82}Nb en el mismo experimento. Todas las transiciones por debajo del estado isomérico tienen que tener la misma intensidad. Mediante la medida de la intensidad de la transición despoblando el estado isomérico ($E_\gamma=80$ keV, ver Fig. 6.2) se puede extraer el coeficiente de conversión y asignar la multipolaridad, que en este caso resulta una E1 (ver Fig. 7.2).

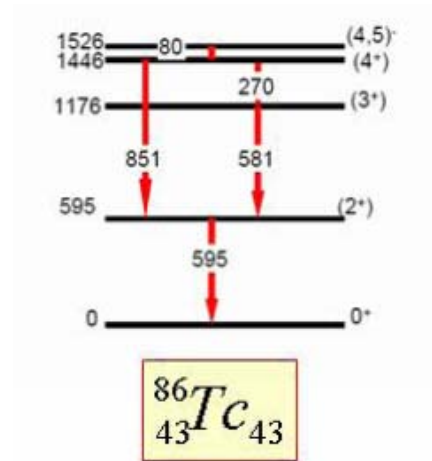


Fig. 7.2 Niveles de energía del núcleo ^{86}Tc , mediante la medición de la intensidad del estado isomérico se obtuvo el coeficiente de conversión de dicho estado. La transición electromagnética del estado isomérico es E1 en base al valor del coeficiente de conversión obtenido.

Otra posibilidad sería M2, pero para ser una transición pura sería demasiado fuerte. El caso de E2 se ve reflejado en el ^{82}Zr , la energía de 847keV de la transición del $6^+ \rightarrow 4^+$ es mucho mas elevada que los 123keV observados en el caso del ^{82}Nb (ver Fig. 7.1), con lo que esta multipolaridad no es aceptada. Finalmente, una E3 es descartada por la misma razón que el caso M2.

Así pues, se propone E1 para la multipolaridad de la transición de 123keV despoblando el estado isomérico, y el valor mas probable para el espín de este estado $I^\pi=5^-$.

7.2 Isospín

Una de las características fundamentales de la estructura nuclear esta asociada con la presencia de dos tipos de partículas, neutrones (n) y protones (p). La masa de estas dos

partículas es aproximadamente igual, lo que sugiere una relación entre ellas. Se han realizado muchos estudios mostrando la existencia de una simetría general entre np, nn y pp, lo que nos lleva a la conclusión de que la fuerza nuclear es independiente de la carga [Boh31(1)1979].

Podemos considerar el protón y el neutrón como estados de una misma partícula, el nucleón. Introduciendo el concepto de isospín se pueden expresar de forma sencilla las propiedades nucleares. El vector de espín isotópico, isospín, \mathbf{t} es el mismo para protones y neutrones y es igual a $1/2$. La proyección $t_z=+1/2$ describe un protón y $t_z=-1/2$ un neutrón.

El isospín total T es:

$$\vec{T} = \sum_k \vec{t}_k \quad M_T = T_z = \sum_k t_{z(k)} = \frac{1}{2}(N - Z) \quad \text{eq. 6.7}$$

Siendo t_k es isospín de cada nucleón, M_T la proyección en z, N y Z el número de neutrones y protones respectivamente.

La asignación del isospín a los niveles conlleva importantes consecuencias para varios procesos nucleares. Así pues, la transición E1 depende del elemento de matriz del operador dipolar eléctrico:

$$D = e \sum_{k_p} z_{k_p} = e \sum_k \left(\frac{1}{2} + t_{z(k)} \right) z_k = \frac{1}{2} e \sum_k z_k + \frac{1}{2} e \sum_k t_{z(k)} z_k \quad \text{eq. 6.8}$$

El primer término depende de la posición del centro de masas y no es el causante de la transición entre diferentes estados nucleares. El segundo término corresponde a la componente z de un vector en el isospacio e implica las reglas de selección del isospín:

$$|T_i - T_f| \leq 1 \leq T_i + T_f \quad \text{eq. 6.9}$$

En núcleos con $N=Z$ ($M_T=0$) todas las transiciones con $T_i=T_f$ son prohibidas [Gam1952] El operador M1 es isovector predominantemente, con lo que las regla de selección para las transiciones E1 son validas también para las M1 [Mor1958].

El estado fundamental del ^{82}Nb con espín $I^\pi=0^+$ puede ser construido únicamente por una configuración en la cual el espín del protón impar y del neutrón impar estén anti-alineados. Este estado tiene por tanto isospín $T=1$ ($T_z=0$). La similitud de las energías de excitación de los estados 2^+ y 4^+ en el núcleo ^{82}Nb con aquellos $T_z=1$ en el sistema ^{82}Zr sugieren que estos dos estados tienen también $T=1$. Por otro lado, las transiciones bipolares entre dos estados con el mismo espín son prohibidas, como se ha mencionado anteriormente. Entonces parece que el estado excitado con energía 1179keV y espín 5^- es probablemente $T=0$. Nuestros resultados experimentales son la primera indicación de que

en ^{82}Nb la configuración del estado fundamental con $T=1$ es cruzada por una configuración con $T=0$ a bajas energías como se ha observado en los núcleos mas ligeros impar-impar $N=Z$ ^{62}Ga , ^{66}As y ^{74}Rb .

7.3 Posibles Configuraciones

Hasta la fecha, ningún cálculo teórico que pueda dar luz a la interpretación de estos datos ha sido realizado. La única tentativa fue un cálculo en el modelo de capas utilizando la interacción Gross-Frenkel [Gro1976]. No se pudo reproducir los datos experimentales, cosa de esperar, puesto que dicha interacción es utilizada generalmente para núcleos esféricos. Además solo los orbitales $p_{1/2}$ y $g_{9/2}$ han sido considerados, haciendo que el espacio sea muy reducido en caso que el núcleo sea deformado.

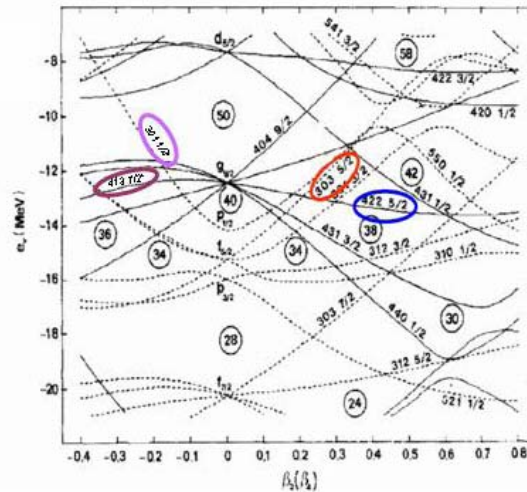


Fig. 7.3 Diagrama Nilsson. Se muestran las posibles configuraciones para la asignación del espín del estado isomérico en ^{82}Nb . (ver texto).

Se ha mencionado en la introducción que la deformación de unos núcleos muy cercanos al ^{82}Nb es prolada ($\beta_2 \sim 0.3$). En ese caso, la configuración mas probable del estado isomérico será $[303]5/2^- \otimes [422]5/2^+$, dando $K=5^-$, lo que produciría que la transición al estado fundamental fuese prohibida ($\Delta K=5$). Otra posibilidad es una deformación oblada de $\beta_2 \sim -0.15$ con la configuración $[301]1/2^- \otimes [413]7/2^+$, $K=3^-, 4^-$, que también sería prohibida.

En el caso de que hubiera mezcla entre la función de onda del estado fundamental y el del estado isomérico, dicha prohibición en el número cuántico K sería reducida y probablemente la transición se podría llevar a cabo.

7.4 Resumen.

El núcleo ^{82}Nb fue sintetizado en el GSI (Darmstadt, Alemania) dentro de la campaña del haz parado de RISING. Dicho núcleo después de ser implantado en el plástico se deexcita mediante la emisión de rayos γ que fueron medidos en un array de detectores Ge colocados en una geometría cercana a dicho plástico.

Se observaron tres transiciones γ retrasadas con energías de 123, 418 y 638 keV y se ha determinado la vida media del estado isomérico. Se llevo a cabo una asignación tentativa del spin de los estados excitados de dicho núcleo basada en una comparación con el núcleo $N=Z+2$ ^{82}Zr y el análisis de la vida media del estado isomérico.

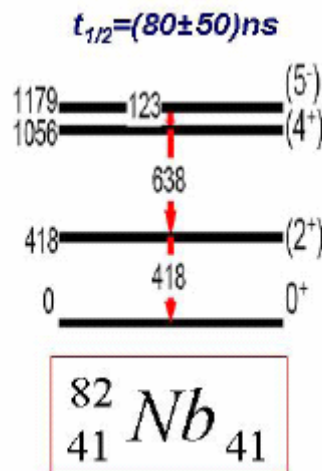


Fig. 7.4 Niveles de energía del ^{82}Nb . La vida media fue extraída y la tentativa asignación del espín para los estados excitados es mostrada.

Se propone 5^- para el estado isomérico de este núcleo decayendo al 4^+ mediante una transición de carácter electromagnético E1, lo que produce un cambio en isospín entre la banda del estado fundamental ($T=1$) y la isomérica ($T=0$) mostrando una vez más la competición en isospín de los núcleos en esta región.

8 Lista de Figuras

Fig. 1.1 Tabla de núcleos (abajo derecha) junto con la región de masa $A \approx 80$, $N=Z$ (arriba izquierda).	1
Fig. 2.1 Tabla de núcleos mostrando los diferentes mecanismos de reacción.	3
Fig. 2.2 Ilustración de la técnica de separación de isótopos On-Line (ISOL). Los protones inciden sobre el blanco produciendo núcleos radiactivos los cuales son parados en dicho blanco. Calentando, los isótopos son liberados y transportados a una fuente de iones donde son reionizados para la post-aceleración.	5
Fig. 2.3 Ilustración de la técnica de separación en vuelo. Los haces de iones pesados inciden en el blanco fino donde los núcleos de interés son producidos en una reacción nuclear (fisión o fragmentación) Los productos abandonan el blanco aproximadamente a la misma velocidad que el haz primario por lo que no necesitan ser post-acelerados. Los dos pasos en la separación permite mantener la acromaticidad y al mismo tiempo la identificación en masa y carga.	6
Fig. 2.4 Ilustración de la conservación de la acromaticidad en el degradador, las partículas con mayor velocidad atraviesan más material. A la salida todos los iones tendrán la misma energía.	7
Fig. 3.1 Visión esquemática del FRS. Un haz de ^{107}Ag incide en un blanco primario de ^9Be (4g/cm^2). Los productos pasan a través del espectrómetro, y son separados dependiendo de su $B\rho$ en la primera parte. Mediante la energía que depositan en el degradador una segunda identificación puede ser llevada a cabo. El producto final es ^{82}Nb .	10
Fig. 3.2 Posición del haz en el segundo plano focal versus A/q . Los iones describen una trayectoria centrada dentro del FRS.	12
Fig. 3.3 Matriz Z versus A/Q . La identificación del haz primario es posible, los productos de la reacción del haz primario con el blanco son visibles.	13
Fig. 3.4 Figura ilustrativa de la electrónica usada para medir TOF y posición de los iones en los dos centelleadores. La diferencia en tiempo entre la señal de la izquierda y la derecha del mismo SC es convertida en posición después del TAC y del ADC. El tiempo de vuelo es medido mediante la diferencia en tiempo entre la señal izquierda o derecha de los detectores SCI41 y SCI21.	16
Fig. 3.5 Espectro sin calibrar para el tiempo de vuelo izquierda y derecha del haz primario. Mediante una relación entre los canales y β es posible extraer los coeficientes de calibración.	16
Fig. 3.6 Espectro del tiempo de vuelo del haz primario en picosegundos para el segundo punto de la calibración. Se muestra el ajuste a una curva gaussiana.	17
Fig. 3.7 Gráfica de la calibración del tiempo de vuelo. Cinco diferentes energías del haz primario se eligieron para poder cubrir el rango de velocidades de los isótopos de interés.	17
Fig. 3.8 Posición en el MW versus los canales en el TAC para el SCI21 (izquierda), SCI41 (medio) y SCI42 (derecha). El haz esta defocalizado delante de cada detector cubriendo todo el espacio horizontal.	18
Fig. 3.9 Curvas de calibración para los tres diferentes centelleadores, SCI21 (arriba), SCI41 (medio) y SCI42 (debajo). No es necesario realizar ninguna calibración de la posición para el SCI43 puesto que a penas llegan iones a él.	19

Fig. 3.10	Figura esquemática del área F4. El haz de iones secundario se propaga de izquierda a derecha, atravesando los diferentes detectores y finalmente será parado en 7mm de plástico. El SCI43 es utilizado para asegurar que la implantación se efectúa de forma correcta. Un array de detectores de Ge fue colocado rodeando el parador de plástico para poder medir la desexcitación de los núcleos implantados en dicho plástico.	20
Fig. 3.11	Espectro puro de la carga recogida por los preamplificadores del detector MUSIC.	21
Fig. 3.12	Z de los iones medidos en el detector MUSIC una vez aplicada la corrección de la trayectoria de las partículas a la energía depositada.	22
Fig. 3.13	Grafica de la calibración del detector MUSIC. Los coeficientes de calibración son extraídos mediante el ajuste de los datos a una curva polinómica.	23
Fig. 3.14	Matriz de la posición en los MW versus la energía perdida por el haz primario en el detector MUSIC.	24
Fig. 3.15	Curva de calibración de la posición del detector music. La línea representa el ajuste de los datos a un polinomio de grado cuatro.	24
Fig. 3.16	Foto del la configuración de los detectores de Ge, colocados en una geometría cerrada rodeando el parador de 7mm plástico. A la derecha se puede observar el último plano focal del FRS, con los detectores MUSIC, hendiduras o slits y el centelleador SCI41. El plástico esta rodeado por el array de Ge. El haz se propaga de derecha a izquierda.	25
Fig. 3.17	Esquema de los dos tipos de electrónica usados en el experimento, dos tiempos independientes fueron medidos, uno analógico (SR) y el otro digital (DGF).	26
Fig. 3.18	Curva de calibración para el cristal de Ge A1 con la fuente de 152Eu. Los datos se han ajustado a una curva lineal.	27
Fig. 3.19	Curva de la eficiencia de los detectores de Ge para la campana de Febrero/Marzo para los dos time-branching. La curva azul muestra la eficiencia del add-back, y la roja la de un único cristal, D2.	28
Fig. 4.1	Diferencia en la rigidez magnética en la primera parte del FRS y en la segunda. Los diferentes estados de carga de los isótopos pueden ser distinguidos claramente. Una condición en los núcleos completamente ionizados fue aplicada a todo el análisis.	30
Fig. 5.1	Número de eventos versus la posición en el SCI21. Todo el espacio (-100mm, 100mm) es cubierto ya que las hendiduras permanecieron abiertas puesto que las secciones eficaces de producción son muy pequeñas en esta región de la tabla nuclear.	32
Fig. 5.2	Espectro de Z versus A/q. Diferentes isótopos son identificados. La condición $z=41$ fue aplicada al resto del análisis.	32
Fig. 5.3	Calculaciones MOCADI de la energía de ^{82}Nb versus su posición en el centelleador en el plano focal intermedio. Los iones con mayor velocidad describirán trayectorias menos cerradas que aquellos con menor. Puesto que dicho plano es dispersivo, los iones están distribuidos a lo largo del eje x.	33
Fig. 5.4	Posición de los iones en el eje x en el SCI21 versus A/q. La mala detección de la luz en los fotomultiplicadores impide resolver los diferentes isótopos de Nb. Existe una contaminación de ^{84}Nb en la relación $A/q \sim 2$	34

Fig. 5.5 Energía depositada por los iones en el centellador 21 versus la posición de dichas partículas en el mismo detector. La condición $Z=41$ esta incluida, por lo que solo se observan los isótopos de Nb. Se eligió una ventana de dichos eventos dónde la respuesta de los fotomultiplicadores fue correcta.	34
Fig. 5.6 Identificación del ^{82}Nb . Una correcta selección del isótopo de interés es posible (ver texto). Los isótopos $^{83-85}\text{Nb}$ son visibles también.....	35
Fig. 5.7 Espectro de rayos gama del ^{84}Nb . Se observan las energías de desexcitación de dicho núcleo. Los gamas tempranos del “prompt-flash”son visibles.	36
Fig. 5.8 Matrices energía versus tiempo para los tiempos DGF a la izquierda y SR a la derecha. Se aplicó una ventana de tiempo de manera el prompt-flash de los gamas detectados en los Ge fuese eliminado.	36
Fig. 5.9 Espectro de energías para el isótopo ^{84}Nb proyectando la matriz E. versus SR (derecha) y E. versus DGF (izquierda). Las energías de las transiciones electromagnéticas son visibles. En el caso de la matriz E-DGF se observan las transiciones de baja energía (ver texto).	37
Fig. 5.10 Esquema de niveles de energía del núcleo ^{84}Nb	37
Fig. 5.11 Espectro de energías de núcleo ^{82}Nb . Ninguna transición energética es observada.	37
Fig. 5.12 Matriz energía versus canales para el tiempo SR. Cada canal corresponde a 1ns. Los rayos γ retrasados son visibles puesto que el tiempo de decaimiento es largo comparado con el rango del SR TDC. La condición en tiempo es visible (curva roja).	38
Fig. 5.13 Matriz energía versus canales para el tiempo DGF, cada canal corresponde a 25ns. Los rayos γ retrasados son visibles puesto que el tiempo de decaimiento es largo comparado con el rango del DGF módulo. La condición en el tiempo es visible (curva roja).	38
Fig. 5.14 Espectro resultante al proyectar en el eje de energías la matriz E-DGF. Dos transiciones gama son visibles. Alrededor de 123keV una mayor densidad de eventos es observada.....	39
Fig. 5.15. Espectro resultante al proyectar la matriz E-SR, en este caso una tercera transición es visible en comparación con la Fig. 4.14.	39
Fig. 5.16 Recuperación de los iones debido al SCI21. Una segunda condición puede ser aplicada para obtener parte de los iones que no depositaron la energía correctamente.	40
Fig. 5.17 Espectro de energías total una vez que se han añadido los iones cuya energía depositada en el SCI21 no fue recolectada correctamente para el tiempo DGF (arriba) y el SR (abajo). El número de cuentas esta mostrado entre paréntesis al lado de la energía.	41
Fig. 6.1 Distribución de tiempo de la transición 206keV del isótopo ^{84}Nb para el SR (izquierda) y DGF (derecha). Estos espectros fueron producidos mediante la protección de las respectivas matrices en el eje de tiempo una vez que se ha seleccionado la transición de energía 206keV.....	43
Fig. 6.2 Distribución del tiempo de la transición para el estado isomérico de ^{96}Pd .La semivida es extraída mediante el ajuste de una simple curva exponencial.....	43

Fig. 6.3	Distribución del tiempo para el estado isomérico del núcleo ^{84}Nb . Las distribuciones de tiempo de las transiciones γ con energía de 132keV, 175keV y 206keV son sumadas.....	44
Fig. 6.4	Suma de las distribuciones en tiempo de los rayos γ con energía de 123keV, 418KeV y 638keV. La semivida del estado isomérico fue extraída para tiempo proveniente del DGF (izquierda) y del SR (derecha).	45
Fig. 7.1	Nivel de energías del ^{82}Nb y ^{82}Zr . Del último solo están representados aquellos niveles relevantes para la interpretación de los resultados. La asignación del primer y segundo estado excitado del ^{82}Nb es realizada en base a la sistemática (ver texto).	47
Fig. 7.2	Niveles de energía del núcleo ^{86}Tc , mediante la medición de la intensidad del estado isomérico se obtuvo el coeficiente de conversión de dicho estado. La transición electromagnética del estado isomérico es E1 en base al valor del coeficiente de conversión obtenido.....	49
Fig. 7.3	Diagrama Nilsson. Se muestran las posibles configuraciones para la asignación del espín del estado isomérico en ^{82}Nb . (ver texto).	51
Fig. 7.4	Niveles de energía del ^{82}Nb . La vida media fue extraída y la tentativa asignación del espín para los estados excitados es mostrada.....	52

9 Lista de Tablas

Table 3.1 Radios de curvatura de la trayectoria central cuando no hay materia dentro del espectrómetro. Dichos radios servirán de referencia para el resto de los settings....	12
Table 3.2 Puntos de calibración del FRS. Se muestran los materiales colocados en el espectrómetro, campos en los dipolos, TOF, energía depositada en el detector MUSIC y β . El centellador colocado es de 3.39mm y solo se muestra el espesor de cada degradador.	14

10 Referencias

- [All] A. Garnsworthy et al. Private communications.
D. Rudolph et al., Phys. Rev. C54, 117(1996)
D. Rudolph et al., Phys. Rev. Lett. 76(3) (1996)
A. algora et al., Phys. Rev. C61, 031303 (2000)
D. G. Jenkins et al., Phys. Rev. C65, 064307 (2002)
T. Mylaeus et al., Nucl. Part. Phys. 15 (1989)
<http://www-aix.gsi.de/~scheid/ATIMA1.html>
- [At1998]
- [Aud2004] L. Audouin. PhD thesis. FZK
- [Bak1991] C. Baktash et al., Phys. Lett. B 255, 174 (1991)
S.L. Tabor et al., Phys. Rev. C49, 730 (1994)
- [Bey2003] C.J.Beyer et al, Nucl. Instr. Meth. B204, 222 (2003)
- [Bet1932] H. Bethe, Z. Phys. 76, 293 (1932)
- [Boh379(1)1969] A. Bohr and B. Mottelson. Nuclear Structure, vol.1, 379, (1969)
- [Boh31(1)1969] A. Bohr and B. Mottelson. Nuclear Structure, vol.1, 379, (1969)
- [Cha2000] C. Chandler et al., Phys. Rev. C61, 044309 (2000)
<http://www.xia.com>
- [DGF2003]
- [Ebe1996] J. Ebert et al. Nucl. Instr. Meth. A369, 135 (1996)
- [Gei1992] H. Geissel et al. Nucl. Instr. Meth. B70, 286 (1992)
- [Gra1983] H. Grawe and H. Haas, Phys. Lett. 120B, 63(1983)
- [Gros1989] C.J. Gross et al., Phys. Rev. C39, 5, (1989)
- [Kra1987] K. S. Krane. Introductory Nuclear Physics.
- [Let1998] J. Lettry et al., Rev. Sci. Instr 69(2), 761, (1998)
<http://groups.nsl.msui.edu/lise/lise.html>
- [Lis2006]
- [Lon1998] C.Loungour et al., Phys. Rev. Lett. 81, 3337 (1998)
- [Moc2005] <http://www-linux.gsi.de/~weick/mocadi/mocadi-manual.html>
- [Mu2004] <http://www-linux.gsi.de/~weick/frs/mwpc.html>
- [Mus80] <http://www-w2k.gsi.de/frs/technical/FRSsetup/detectors/music.asp>
- [Mün1992] G.Münzenberg, Nucl. Inst. Meth. B70, 265 (1992)
- [Sim1997] J. Simpson et al., RISING Desings Status for Steering
Committe Meeting on 7/10/200, Daresbury Laboratory.
- [Vin1998] S. M. Vincent et al., Phys. Lett. B437, 264 (1998)
- [Vos1989] B.Voss. Diploma thesis, Institut für Kernphysik der
Technischen Hochschule Darmstadt (1989)
- [Wol2005] H. J. Wollersheim et al. Nucl. Instr. Meth. A537, 637
(2005)
- [Wil1996] M. Wilhelm et al., Nucl. Instr. Meth. A381, 462 (1996)

