

Capítulo 2

Núcleos exóticos

2.1. Introducción

Actualmente se conocen unos 3100 núclidos. Sólo son una parte de los que se pueden formar. En el mapa nuclear $Z - N$ se pueden dibujar tres líneas: las líneas de inestabilidad con respecto a la emisión de protones y neutrones (drip lines) y la línea en la que la barrera de fisión se anula. Estas líneas se muestran en la figura 2.1. Todos los núcleos comprendidos entre estas tres líneas se pueden formar en principio, aunque algunos de ellos tengan vidas extremadamente pequeñas.

Se denominan núcleos exóticos aquellos núcleos que se encuentran muy lejos del valle de estabilidad y que por su naturaleza o propiedades no esperamos en principio que sea posible aplicarles una descripción en los mismos términos que a los núcleos estables o ligeramente fuera del valle de estabilidad. Con su estudio esperamos conocer si los modelos existentes son correctos y en caso contrario que ingredientes les falta o cómo hay que modificarlos. En la figura 2.1 se indican las principales zonas de interés actualmente en núcleos exóticos.

El estudio de núcleos exóticos proporciona información sobre la interacción nuclear, las formas nucleares, modelos de capas y colectivos, modelos de desintegración nuclear, mecanismos de reacción y aporta información sobre procesos de gran interés como la nucleosíntesis estelar en explosiones

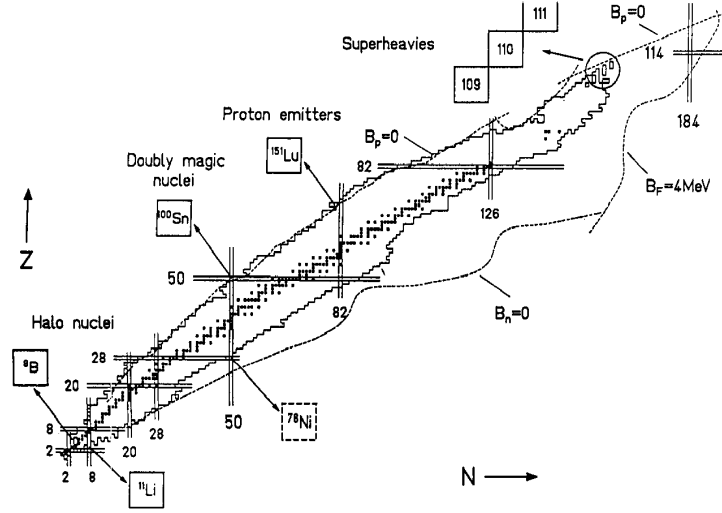


Figura 2.1: Mapa nuclear en el que se muestran las líneas de inestabilidad con respecto a la emisión de protones y neutrones y con respecto a la fisión. En negro se marcan los núcleos estables.

supernova. Muchos de los núcleos exóticos juegan papeles importantes en los procesos de nucleosíntesis estelar. En la figura 2.2 se muestran los caminos seguidos por los procesos s , r , p y rp en nucleosíntesis. Muchos de estos núcleos no se han podido formar todavía en el laboratorio y la única información disponible está basada en modelos y sistemáticas.

Por sus características, los núcleos exóticos deben de ser sintetizados en facilidades con aceleradores o haces de neutrones, y debido a su tiempo de vida extraordinariamente corto, los estudios pertinentes deben de realizarse inmediatamente después de la síntesis. Según su masa, las técnicas de producción varían. En los últimos años ha habido un gran interés en tres zonas de masa concretas: núcleos exóticos ligeros, donde se han encontrado los núcleos halo; núcleos de masa intermedia, donde se han sintetizado núcleos muy ricos en protones o en neutrones, algunos de los cuales son núcleos mágicos; y núcleos superpesados, donde se intenta averiguar cuáles son los núcleos más pesados que se pueden formar. La señal de partida del estudio de núcleos exóticos la proporcionó el descubrimiento del radio anormalmente grande del ^{11}Li . Actualmente se han realizado gran número de experimentos de núcleos

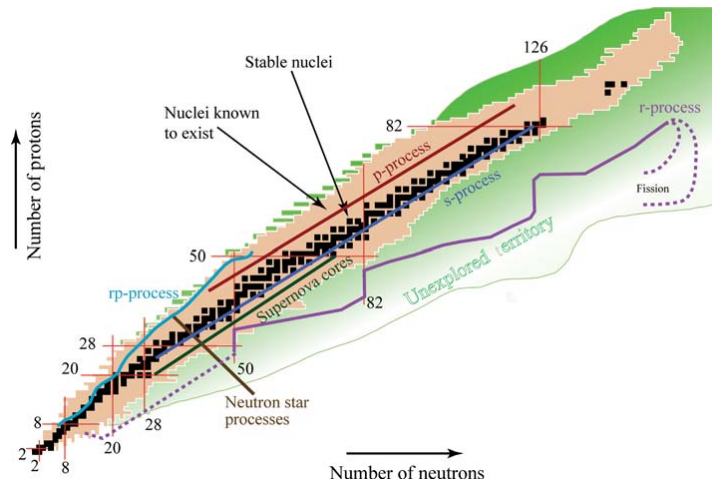


Figura 2.2: Mapa nuclear. En negro se representan los isótopos estables y en sombreado los isótopos de los que se conoce alguna información. Las líneas coloreadas son los caminos de formación de diversas series de reacciones nucleares (procesos r, procesos p, procesos rp, procesos s, supernova y estrellas de neutrones) que conducen a la síntesis de los elementos químicos del universo. La líneas “fisión” indica que la fisión recicla núcleos pesados en núcleos más ligeros.

exóticos ligeros y se han encontrado una serie de fenómenos y comportamientos de interés, entre los que cabe mencionar la estructura anormal del ^{16}C , el halo de dos protones del ^{17}Ne , problemas espectroscópicos con ^4H , ^5H y ^7He que mencionamos más adelante. En la zona de masas intermedias hay una variedad de intereses de investigación. En el campo de la estabilidad nuclear se ha descubierto la radiactividad de protones en los núcleos muy ricos en protones, se han ampliado los modelos de desintegración β tanto a núcleos muy ricos en neutrones como en protones, se han sintetizado nuevos núcleos mágicos como el ^{100}Sn , se han creado nuevos núcleos altamente deformados y se ha aumentado la tabla de datos necesarios para entender la nucleosíntesis estelar.

La metodología que se sigue en el campo de los núcleos exóticos es:

1. Probar la existencia de un núcleo determinado.
2. Medir su tiempo de vida y características de desintegración.
3. Medir su masa, radio y distribución de nucleones.
4. Medir su momento cuadrupolar y propiedades espectroscópicas (energía, tiempos de vida y tasas de ramificación de estados excitados).
5. Crear haces y acelerarlos para estudiar sus propiedades mediante reacciones nucleares.

Muchas veces se tardan decenas de años en avanzar uno de estos pasos para un determinado núcleo.

2.2. Producción de núcleos exóticos

Los núcleos exóticos se producen mediante diversos procedimientos, dependiendo de su masa y de la relación de protones a neutrones. Esencialmente existen cuatro formas de producción:

1. Mediante fisión con neutrones provenientes de un reactor nuclear sobre un blanco de material fisible como ^{235}U o ^{240}Pu . Este es el método más

antiguo. Tiene como ventaja el hecho de que los flujos de neutrones de un reactor pueden ser muy elevados, del orden de 10^{14} s^{-1} . Sin embargo los fragmentos que se producen están limitados a núcleos de masa media y ricos en neutrones

2. Haciendo colisionar un haz de protones con un blanco de fragmentación, que es un blanco grueso (de uno o más centímetros) de un material adecuado para producir el núcleo deseado en la colisión. En la colisión se producen un amplio espectro de núcleos, cada uno con diferente probabilidad. Se elige el blanco y la energía incidente en función del isótopo deseado, de forma que se maximice su probabilidad de formación. Las distribuciones de masa de los fragmentos producidos son curvas tipo gaussiano con un máximo a una masa determinada.. La ventaja de este método es que se pueden conseguir haces de protones muy intensos de hasta 10^{13} s^{-1} en sincrotrones y 10^{15} s^{-1} en ciclotrones. Esta es la técnica que se empleó por primera vez en ISOLDE en el CERN, utilizando el haz de protones del acelerador SPS. ISOLDE empezó a funcionar en el año 1967, y por aquel entonces su objetivo era crear núcleos ricos en neutrones para estudiar su desintegración β . En la figura 2.2 se muestran distribuciones de masa para la producción de isótopos de Cs por este método con blancos de La y U.
3. Una técnica diferente que se creó a finales de los 70 en Berkely y se puso en práctica a principios de los 80, es la fisión de un haz pesado de alta energía al incidir sobre un blanco ligero, usualmente de C o Be. Esta técnica proporciona acceso un un espectro completamente diferente de núcleos exóticos, tanto ligeros ricos en neutrones o en protones como núcleos de masa media. Su desventaja con respecto de los métodos anteriores es que los flujos de iones pesados en ciclotrones rara vez supera 10^{13} s^{-1} y en el caso de haces relativistas en sincrotrones, la condición de espacio de carga limita el flujo a 10^{11} s^{-1} . En la figura 2.2 se muestran las distribuciones de masa de isótopos de Te obtenidas mediante la fisión de un haz relativista de ^{129}Xe y ^{238}U junto con las predicciones dadas por la sistemática EPAX.

4. Finalmente con haces de iones pesados y blancos pesados se tiene acceso a otro espectro diferente de fragmentos. Cuando el haz tiene alta energía, los fragmentos se producen por reacciones de abrasión. Para haces a energías cercanas a la barrera de Coulomb, los nuevos núcleos se producen mediante reacciones directas, reacciones de fusión-evaporación y mediante fusión fría, como se denomina a la fusión cuando el núcleo compuesto se forma en el estado fundamental o a energías de excitación muy bajas. Este último método es esencial en el caso de formación de núcleos superpesados, puesto que si se producen en estados excitados fisionan inmediatamente. Para crear núcleos medios ricos en protones se utilizan reacciones de fusión-evaporación.

Una vez que se producen los fragmentos, el núcleo deseado puede identificarse y separarse mediante un separador de fragmentos, que consiste en dipolos para desviar y seleccionar el haz y en cuadripolos para enfocarlos. Esta es la técnica empleada en, por ejemplo, la línea LISE de GANIL, cuyo esquema se muestra en la figura 2.2. Una vez producidos, estos núcleos deben de transportarse bien como haz secundario a una sala experimental donde se hace incidir sobre un blanco, o a otro sistema de detección adicional para el estudio de sus propiedades. Normalmente se obtienen intensidades de unos miles de núcleos por segundo en los casos más favorables, para haces primarios de intensidades del orden de $1 \mu A$ de partículas, que son las máximas alcanzables en ciclotrones y sincrotrones. Con estos haces se realizan tanto reacciones nucleares sobre un blanco de núcleos estables como estudios de estructura nuclear.

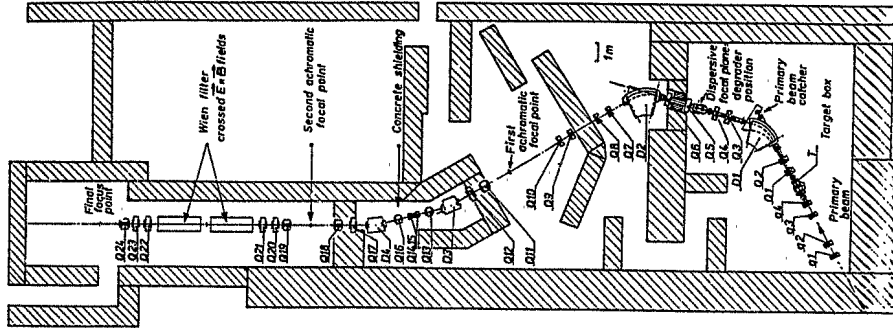


Figura 2.3: Esquema del espectrómetro LISE de GANIL. Los símbolos D1 a D4 representan dipolos. Q1 a Q24 son cuadripolos para enfocar el haz secundario. q1 a q4 son cuadripolos que enfocan el haz primario.

En la siguiente gráfica se muestra la distribución de elementos obtenidos por fragmentación tanto en el caso de fragmentación del proyectil como del blanco.

2.3. Técnicas de separación y enfriamiento

Para el estudio de las propiedades de núcleos exóticos o su enfriamiento y postaceleración se emplean esencialmente dos técnicas: ISOL e IN FLIGHT. En la técnica ISOL se utilizan blancos de producción gruesos de los que los núcleos producidos se extraen mediante métodos químicos y físicos, mientras que en la técnica IN FLIGHT se utilizan blancos delgados de los que los núcleos producidos salen a causa de su energía cinética. La técnica ISOL es más eficiente a condición de que el tiempo de vida de los núcleos producidos sea suficiente para permitir la extracción del blanco de producción, mientras que la técnica IN FLIGHT es la única posible cuando el tiempo de vida de los núcleos es inferior a algunos milisegundos. Pasamos a continuación a describir estas técnicas en más detalle.

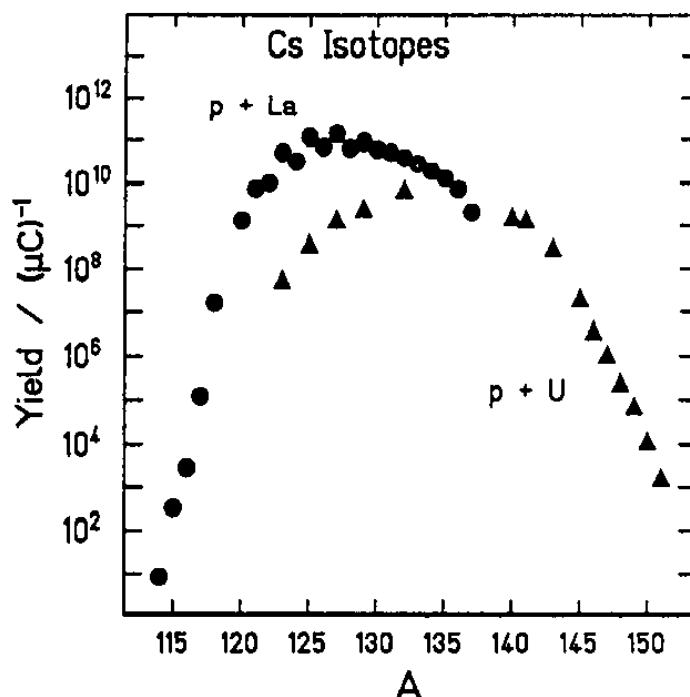


Figura 2.4: Producción de isótopos de Cs mediante la fragmentación de blancos de La y U por protones relativistas.

2.3.1. Técnica ISOL

En la técnica ISOL (Isotope Separator On Line) los núcleos, una vez producidos, se paran en una lámina de frenado y se estudian inmediatamente On-Line. Es el método más antiguo, pero a pesar de ello se encuentra todavía en desarrollo activo. La facilidad más representativa de esta técnica es ISOLDE en el CERN. Actualmente está en estudio EURISOL.

Los haces radioactivos se producen por uno de los métodos anteriormente dichos, o sea en reacciones con haces de protones o iones pesados provenientes de un acelerador o mediante neutrones de un reactor o producidos por un acelerador como productos secundarios. Típicamente se emplea un haz de protones de alta energía o de iones pesados de hasta 1A GeV de energía y se hace colisionar sobre un blanco grueso, de hasta 100 g/cm^2 , a fin de producir grandes cantidades de núcleos exóticos. El método ISOL utiliza las propiedades físicas y químicas de los diferentes elementos a fin de liberar e ionizar el

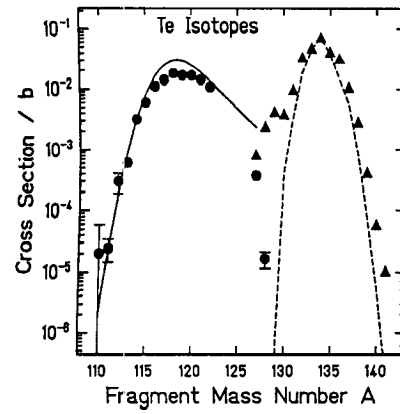


Figura 2.5: Producción de isótopos de Te mediante fisión de proyectiles de Xe y de U.

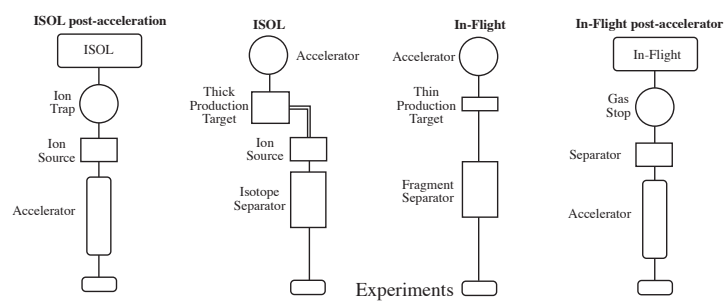


Figura 2.6: Representación esquemática de las técnicas ISOL e IN FLIGHT

núcleo deseado lo más eficientemente posible y de suprimir todos los contaminantes difíciles de eliminar por separación electromagnética. Dependiendo del elemento deseado se utilizan diversas composiciones químicas del blanco, tales como óxidos, carburos o metales. Los núcleos en retroceso después de la reacción son parados en un captador sólido, de grosor superior al alcance de los iones. Mediante calentamiento del captador hasta 2000 K, los núcleos radiactivos se evaporan y difunden fuera del blanco hasta la fuente de iones. A menudo se utilizan elementos químicamente reactivos como fluoruros (CF_4) para crear compuestos moleculares de alta presión de vapor como los fluoruros, a fin de extraer los átomos seleccionados lo más rápidamente posible. El blanco está directamente conectado a la fuente de iones de un separador de isótopos electromagnético. Mediante diferentes combinaciones de la matriz del blanco y la fuente de iones se logran producir haces intensos de largas cadenas de isótopos de más de 70 elementos distintos. Muchos de estos elementos se logran ionizar con fuentes de iones de superficie o de plasma, aunque muchos elementos que no se logran ionizar con estas técnicas pueden ser ionizados mediante fuentes de iones láser, que utilizan láseres de vapores de cobre o láseres dye sintonizables o láseres con cristales no lineales que permiten hasta triplicar la frecuencia para obtener hasta tres estados de ionización. La fuente de iones de ionización láser resonante RILIS es la más empleada actualmente en ISOLDE, debido a su alta eficiencia y a su alta selectividad elemental e isotópica.

Los átomos radiactivos se aceleran hasta unas pocas decenas de keV, antes de ser separados en masa por un dipolo magnético. A la salida del dipolo magnético una línea de haz distribuye los núcleos radiactivos a los diferentes experimentos. Esta línea de haz utiliza en la medida de lo posible elementos electrostáticos, a fin de asegurar que el transporte del haz es independiente de la masa.

Las intensidades de las instalaciones de tipo ISOL están determinadas esencialmente por la intensidad y energía del haz primario, la sección eficaz de producción, el grosor del blanco y en menor medida del proceso de liberación utilizado. Dependiendo de las propiedades físicas y químicas de la matriz del blanco y del ión seleccionado, la difusión y efusión de los núcleos exóticos

fuera de la matriz del blanco puede necesitar desde unos pocos milisegundos para los elementos alcalinos ionizados hasta varios minutos y más para las especies más refractorias. Esto restringe los núcleos que pueden ser investigados a aquellos cuyo tiempo de vida es superior al tiempo de extracción. Merece mencionarse la guía de iones del método ISOL llamada IGISOL desarrollada en Jyväskylä (Finlandia) que no tiene los problemas de liberación mencionados anteriormente, y que permite el acceso a elementos refractorios. Esta técnica se basa en el frenado de los iones en helio, con lo que no pierden su carga, y pueden ser extraídos y reacelerados inmediatamente.

El método ISOL permite proporcionar alrededor de 700 isótopos de casi 70 elementos.

En el método ISOL los haces de núcleos exóticos se pueden introducir en un postacelerador. Esta técnica se introdujo por primera vez en Lovain la Neuve en la que un blanco irradiado con protones de 30 MeV produce núcleos radiactivos que son posteriormente acelerados en un ciclotrón de $K=110$, que también actúa como analizador isobárico de masas, es decir separa distintos elementos de la misma masa A . El haz radiactivo resultante tiene energías comprendidas entre 0.65A y 12A MeV con intensidades de hasta $2 \cdot 10^9$ iones/s. El post-acelerador ISAC de TRIUMPH acelera haces radiactivos producidos por protones de 500 MeV hasta energías de 1.5A MeV. El acelerador CIME de la facilidad SPIRAL de GANIL, que comenzó a funcionar en 2001, produce haces radiactivos de energías comprendidas entre 2A y 25A MeV. El post-acelerador REX de ISOLDE, que entró en funcionamiento también en dicho año, produce haces radiactivos con una energía de hasta 2.2A MeV.

En la siguiente figura se muestran los elementos estudiados por ISOLDE.

2.3.2. Trampas de iones

Las trampas de iones son dispositivos que utilizan campos electromagnéticos para capturar, almacenar y confinar partículas cargadas (en particular iones) en el vacío. Se basan en el control de partículas cargadas mediante campos eléctricos y magnéticos. Es imposible confinar una partícula cargada

ISOLDE TABLE OF ELEMENTS

H	ION SOURCE:																He	
Li	Be	+ SURFACE - hot PLASMA cooled LASER																Ne
Na	Mg																	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe	
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn	
Fr	Ra	Ac	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg	112	113	114	115				
			Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu		
			Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr		

mediante un potencial estático tridimensional con un mínimo. Sin embargo, el confinamiento de iones en tres dimensiones se puede lograr mediante la combinación de potenciales electrostáticos y campos magnéticos en varios tipos de geometrías. Las más conocidas son las trampas de Pennig y de Paul. La trampa de Pennig emplea una combinación de campos electrostáticos y magnéticos mientras que la trampa de Paul emplea campos de radiofrecuencia.

2.3.2.1. Trampa de Pennig

Una partícula que se mueve en un campo magnético sufre oscilaciones ciclotrón con la frecuencia:

$$\omega_c = \frac{qB}{m}$$

donde q es la carga del ión y m su masa. El movimiento circular de la partícula alrededor del campo magnético la confina en dos dimensiones perpendiculares

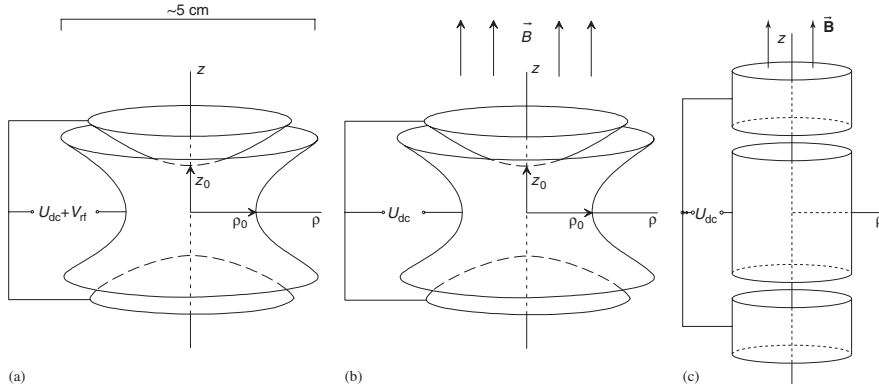


Figura 2.7: Configuración de los electrodos de una trampa de Paul a) y de una trampa de Pennig, b) y c), consistiendo de dos electrodos y un anillo electrodo con forma hiperbolpidal (a,b) o cilíndrica (c). Para las partículas almacenadas se aplica un voltaje de atrapamiento de la polaridad adecuada entre el anillo electrodo y los extremos.

a B , pero la partícula puede todavía escapar a lo largo de las líneas de campo. La trampa de Pennig se basa en superponer un potencial electrostático a lo largo de las líneas de campo para crear el confinamiento. Para iones positivos, este potencial debe de tener un mínimo a lo largo de las líneas del campo magnético, que supondremos a lo largo del eje z . El potencial de orden más bajo que cumple este requisito es un potencial cuadripolar:

$$\Phi = \frac{V}{d^2}(x^2 + y^2 - 2z^2)$$

Este potencial puede crearse mediante tres electrodos hiperbólicos, dos en los extremos a potencial positivo y otro entre ellos a un potencial más bajo. V es el potencial aplicado a los electrodos y d es una distancia característica dada aproximadamente por la mitad de la separación entre los extremos. Este potencial crea una fuerza restauradora armónica y la trayectoria de los iones se puede calcular analíticamente. Tenemos que la fuerza magnética creada por un campo magnético B a lo largo del eje z sobre una carga q es

$$\mathbf{F}_m = q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} = q\dot{y}B\mathbf{i} - q\dot{x}B\mathbf{j}$$

mientras que la fuerza eléctrica creada por el potencial $V = q\Phi$ es

$$\mathbf{F}_e = -\frac{2qV}{d^2}(x\mathbf{i} + y\mathbf{j} - 2z\mathbf{k})$$

Las ecuaciones de Newton son por lo tanto

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= qB\dot{y} - \frac{2qV}{d^2}x \\ m\ddot{y} &= qB\dot{x} - \frac{2qV}{d^2}y \\ m\ddot{z} &= -\frac{4qV}{d^2}z \end{aligned}$$

Tenemos por lo tanto que a lo largo del eje del campo magnético los iones oscilan con una frecuencia de oscilación armónica

$$\omega_z = 2\sqrt{\frac{qV}{md^2}}$$

En el plano radial hay dos modos independientes superpuestos, que se obtienen de diagonalizar simultáneamente las ecuaciones para x e y . En este caso la diagonalización es equivalente a sumar y restar ambas ecuaciones, obteniendo ecuaciones independientes en las variables $x_{\pm} = x \pm y$:

$$x_{\pm} - \frac{qB}{m}\dot{x}_{\pm} + \frac{2qV}{md^2}x_{\pm} = 0$$

La ecuación característica de esta ecuación diferencial

$$\lambda^2 - \frac{qB}{m}\lambda + \frac{2qV}{md^2} = 0$$

tiene dos soluciones: las oscilaciones ciclotrón perturbadas por el potencial cuadripolar, correspondientes a $x_{\pm}$ con frecuencia

$$\omega_{c'} = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \quad (2.1)$$

y las llamadas oscilaciones magnetrón, con frecuencia

$$\omega_m = \frac{\omega_c}{2} - \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \quad (2.2)$$

correspondientes a x_- . Para que haya un confinamiento estable, todas las frecuencias deben de ser reales, lo que impone la condición de que el radicando sea positivo, o lo que es lo mismo

$$B^2 > \frac{2mV}{ed^2}$$

El movimiento de un ión en una trampa Pennig es una superposición de estos tres modos propios. Un esquema de la trayectoria de los iones en una trampa de Pennig se muestra en la figura 2.3.2.1. La relación entre estas tres frecuencias propias y la frecuencia ciclotrón inicial viene dada por

$$\omega_c^2 = \omega_{c'}^2 + \omega_m^2 + \omega_z^2 \quad (2.3)$$

y

$$\omega_c = \omega_{c'} + \omega_m \quad (2.4)$$

Estas relaciones son válidas para una trampa perfectamente cuadripolar y con un diseño cuidadoso pueden ser precisas con una precisión mejor que 10^{-9} en todo el volumen de la trampa ocupado por los iones. En las trampas de Pennig, los potenciales a lo largo del campo magnético son de 5 V para trampas del orden de unos pocos centímetros. El máximo número de iones almacenados depende del potencial electrostático y del tamaño de la trampa, pero está entre $10^5 - 10^7$ iones por cm^3 . La energía cinética de los iones es una fracción de eV que puede disminuirse sustancialmente con técnicas de enfriamiento adecuadas.

2.3.2.2. Trampas de Paul

La trampa de Paul tiene la misma geometría de electrodos que la trampa de Pennig, pero el confinamiento tridimensional se obtiene mediante un

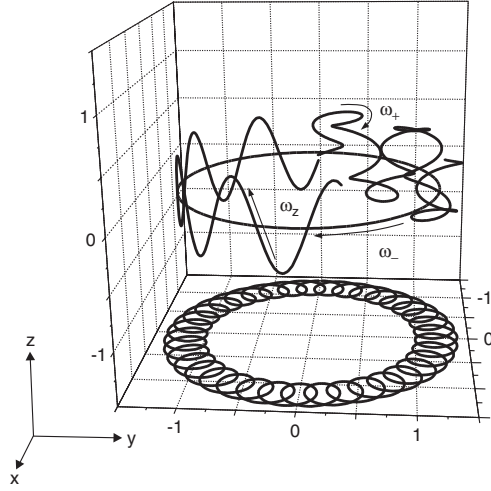


Figura 2.8: Trayectoria esquemática (tridimensional y proyectada en el plano x-y) de un ión en una trampa de Pennig, con tres movimientos propios idealmente independientes: un movimiento armónico en la dirección axial con frecuencia ω_z y un movimiento radial que es una superposición de la frecuencia ciclotrón modificada ω_+ y el movimiento magnetrón con frecuencia ω_- .

campo de radiofrecuencia y un pequeño campo electrostático:

$$V = V_0 + V_{rf} \cos \Omega t$$

aplicado entre el anillo y los extremos, sin necesidad de campo magnético. El principio de operación se basa en el hecho de que una partícula cargada en un campo electromagnético inhomogéneo es atraída hacia la región en la que el campo electromagnético tiene amplitud más baja. Las trayectorias $\Psi(r, z)$ de un ión en una trampa de Paul se obtienen resolviendo las ecuaciones de Newton:

$$m\ddot{r} = -\frac{\partial U}{\partial r} = e(V_0 + V_{rf} \cos \Omega t) \frac{2r}{d^2}$$

$$m\ddot{z} = -\frac{\partial U}{\partial z} = -e(V_0 + V_{rf} \cos \Omega t) \frac{4z}{d^2}$$

donde

$$U = -e\Phi = -e\frac{V}{d^2}(x^2 + y^2 - 2z^2) = \frac{-e(V_0 + V_{rf} \cos \Omega t)}{d^2}(r^2 - 2z^2)$$

Haciendo el cambio de variables

$$\tau = \frac{\Omega t}{2}$$

obtenemos que las trayectorias son soluciones de la ecuación diferencial de Mathieu

$$\frac{d^2\Psi}{d\tau^2} - (a + 2q \cos 2\tau)\Psi = 0$$

donde Ψ representa r o z y los parámetros a y q vienen definidos por

$$a_z = -2a_r = -\frac{4eV_0}{m\Omega^2 d^2}$$

$$q_z = -2q_r = -\frac{2eV_{rf}}{m\Omega^2 d^2}$$

Las trayectorias tienen regiones de estabilidad e inestabilidad definidas por los parámetros a y q . Para evitar inestabilidades producidas por imperfecciones de fabricación se eligen a y q mucho menores que la unidad. Las órbitas estables ocurren cuando $0 < \beta_z, \beta_r < 1$ donde para cada uno de los movimientos independientes

$$\beta^2 = a + \frac{q^2}{2}$$

Las regiones de estabilidad e inestabilidad en los parámetros a y q se muestran en la figura 2.9. Por razones prácticas sólo se utilizan parámetros en la región sombreada más intensamente de la figura 2.9 a), mostrada más detalladamente en 2.9b). Como valores típicos de los parámetros tenemos $V_0 = 10\text{V}$, $V_{rf} = 300\text{V}$ y $\Omega/2\pi = 1\text{ MHz}$ aplicados a electrodos de 1 cm de separación. La trampa produce un pseudopotencial de 10 eV de profundidad. El número de iones que pueden ser atrapados está limitado por la carga espacial, puesto que el potencial de la nube de iones no debe superar la profundidad del pseudopotencial de la trampa. Para los parámetros que acabamos de dar, los números máximos obtenidos son 10^6 partículas en un

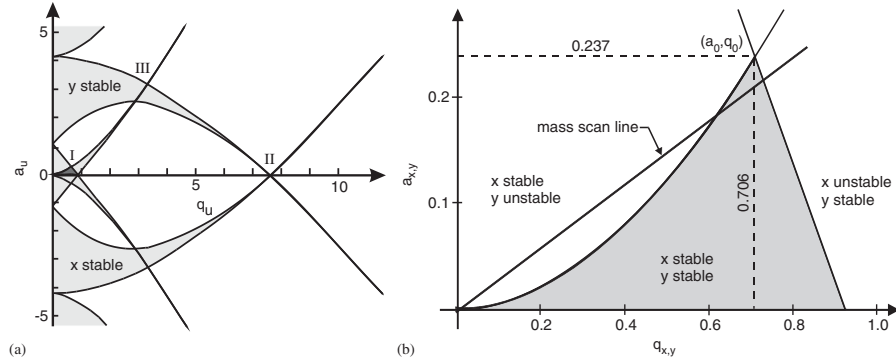


Figura 2.9: a) Regiones de estabilidad e inestabilidad de la trampa de Paul en función de los parámetros a y q b) Detalle de la región de estabilidad utilizada en la práctica.

volumen de unos pocos milímetros cúbicos, similar a la trampa de Pennig.

El confinamiento se realiza haciendo pasar un haz atómico a través de la trampa, que colisiona con los electrones de un filamento colocado cerca de unos de los electrodos de los extremos. Con eficiencias de ionización de 10^{-4} la trampa se puede llenar hasta el límite del espacio de carga en una fracción de segundo con haces de intensidades moderadas, salvo en el caso de isótopos muy raros. Los filamentos más eficientes son de renio y platino. Otra forma de ionización más eficiente es mediante láser. Este método permite estudiar isótopos raros con tal de que su tiempo de vida sea superior a tiempo necesario para preparar el experimento. Para iones provenientes de una fuente externas hay dos métodos de capturarlos. Uno es bajar el potencial de uno de los extremos y subirlo cuando el ion está en el interior antes de que se vuelva a salir por rebote en el otro extremo y la otra forma es mediante un mecanismo de pérdida de energía rápida, generalmente mediante colisiones con un gas neutro atómico o molecular. El primer método tiene eficiencias próximas al 100 %. El segundo tiene eficiencias superiores al 30 %. Con estas técnicas se han podido medir masas de iones con tiempos de vida del orden de 200 ms.

2.3.3. Técnicas de enfriamiento

Si no se aplica ninguna técnica de enfriamiento, las energías cinéticas típicas de los iones en una trampa de Paul es 1 eV, que es muy grande en comparación con la temperatura ambiente y conduce a anchuras Doppler muy elevadas en espectroscopía óptica. La reducción de energía cinética o enfriamiento se puede llevar a cabo mediante diversos métodos. Existen cuatro técnicas de enfriamiento esenciales que se aplican en trampas de iones.

2.3.3.1. Enfriamiento mediante gas

El más sencillo es mediante fricción con un gas a una presión comprendida entre 10^{-3} y 10^{-6} torricellis. La masa de las moléculas del gas debe de ser inferior a la del ión. Esta técnica de enfriamiento es la más rápida y se utiliza para iones de tiempo de vida corto. El fundamento del método es que el ión sufre una fuerza de rozamiento al moverse en el gas. Esta fuerza de rozamiento es proporcional a la velocidad

$$\mathbf{F} = -\eta m \mathbf{v}$$

donde el coeficiente de fricción viene dado por

$$\eta = \frac{q}{m} \frac{1}{K_{ion}} \frac{P/P_N}{T/T_N}$$

donde K_{ion} es la movilidad del ión en el gas, P y T son la presión y la temperatura y P_N y T_N son la presión y temperatura en condiciones normales. En el caso de un gas extenso, la amplitud se amortigua exponencialmente

$$x = x_0 \exp(-\eta t)$$

En el caso de la fuente de iones de Pennig hay acoplamiento de la fuerza de fricción a las oscilaciones ciclotrón y magnetrón. Cuando se diagonalizan las ecuaciones acopladas, las partes reales de los valores propios son los

coeficientes de fricción de los modos normales de oscilación. Se obtiene

$$\eta_{c',m} = \pm \eta \frac{\omega_{c',m}}{\omega_{c'} - \omega_m}$$

El signo negativo en el amortiguamiento de la frecuencia magnetrón produce un aumento del radio con el tiempo que debe de ser contrarrestado mediante la excitación de los iones almacenados con un potencial de radiofrecuencia cuadrupolar de frecuencia $\nu_c = \nu_{c'} + \nu_m$ para evitar colisiones con el electrodo anular. El amortiguamiento dura hasta que los iones quedan en reposo en el centro de la trampa. El procedimiento dura sólo unos pocos milisegundos en trampas Pennig.

2.3.3.2. Enfriamiento resistivo

Otro método es el enfriamiento resistivo. Si los extremos de la trampa tienen una capacidad C y se conectan a una bobina exterior L , se forma un circuito resonante con una frecuencia de resonancia $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, como se muestra en la figura 2.10 . La inductancia se elige de forma que $\omega_0 = \omega_{c'}$. Si ω_z se hace igual a ω_0 eligiendo adecuadamente el potencial de la trampa, los iones alcanzan el equilibrio térmico con el circuito exterior, que se puede bajar a 4.2 K si la bobina se sumerge en helio líquido. El equilibrio se alcanza con una constante de tiempo

$$\tau = \frac{md^2}{Rn^2e^2} = \frac{md^2\omega_0 C}{n^2e^2Q}$$

donde n es la carga del in y $Q = \omega_0 RC$ el factor de calidad del circuito resonante. Para demostrarlo, tenemos en cuenta que un ión de carga $q = ne$ que oscile con una velocidad v entre dos electrodos separados una distancia d produce una corriente inducida

$$i = \frac{qv}{d}$$

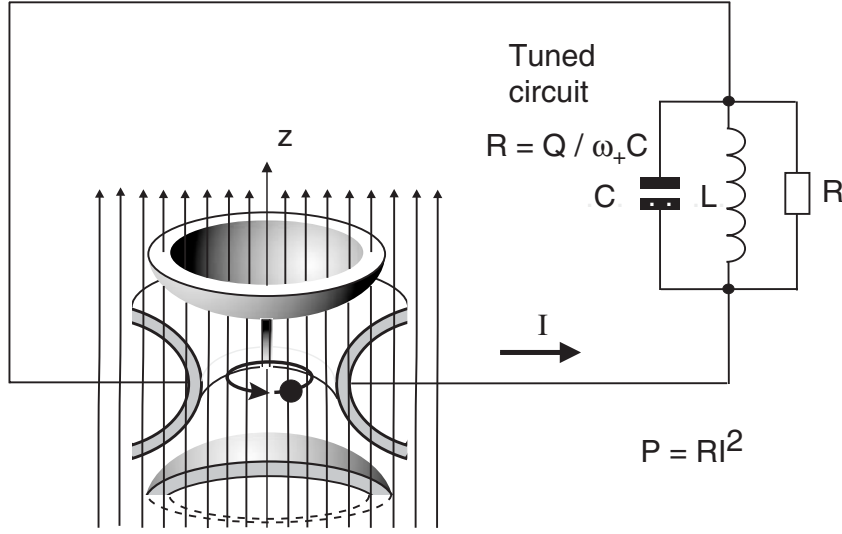


Figura 2.10: Esquema del enfriamiento resistivo. La energía del movimiento ciclotrón de un ión almacenado en una trampa de Pennig se disipa en un circuito resonante de factor de calidad $Q = \omega / \Delta\omega = \omega RC$.

Si la resistencia es R , la disipación de energía en la resonancia viene dada por

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \langle -Ri^2 \rangle = \left\langle -R \frac{q^2 v^2}{d^2} \right\rangle = -R \frac{q^2 E}{md^2} = -\frac{E}{\tau}$$

ya que si la oscilación es armónica

$$\langle mv^2 \rangle = mv_0^2 \langle \cos^2 \omega t \rangle = \frac{1}{2} mv_0^2 = E$$

La energía se disipa en función del tiempo como

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

El enfriamiento resistivo es especialmente eficiente cuando la razón de la carga a la masa es grande. La constante de tiempo se puede hacer pequeña eligiendo R grande. En el caso del ión $^{12}\text{C}^{5+}$ se ha conseguido $\tau = 170$ ms con un circuito de $Q = 2000$ y $T = 4,2$ K, como se ilustra en la figura 2.11

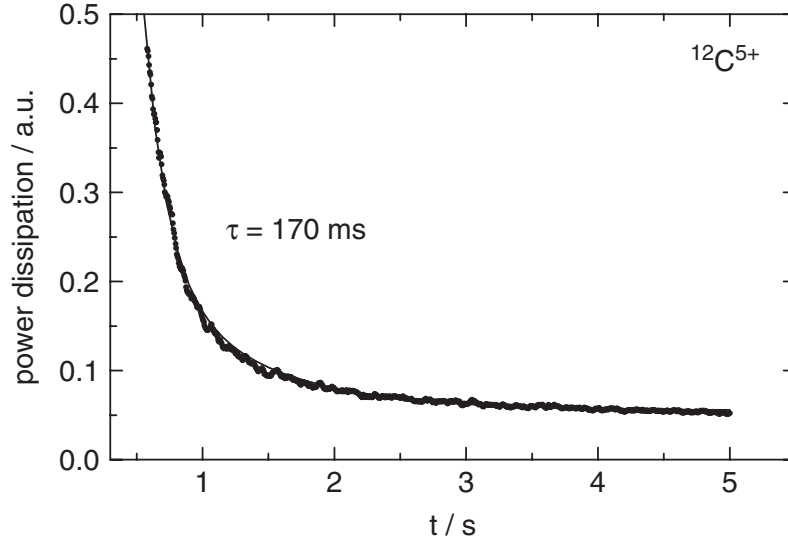


Figura 2.11: Enfriamiento resistivo del movimiento axial de un solo ión $^{12}\text{C}^{5+}$. La línea continua es un ajuste exponencial.

2.3.3.3. Enfriamiento por evaporación

Consiste en bajar el potencial y dejar que escapen las partículas más calientes. El método es análogo a como se enfría una taza de café. Al dejar escapar los iones más energéticos, la distribución de velocidades de los que quedan corresponde a una temperatura inferior. Es una técnica que también se utiliza en trampas de átomos y que permite obtener disminuciones de temperaturas de varios órdenes de magnitud en tiempos muy breves, en los que no se puede obtener con ningún otro método. El precio a pagar es que sólo quedan unos pocos iones en la trampa. En SMILETRAP por ejemplo, la evaporación se consigue bajando el potencial de 5 V a 0.1 V, con lo que sólo quedan los iones más fríos.

2.3.3.4. Enfriamiento mediante láser

Se pueden obtener temperaturas mucho más bajas mediante enfriamiento láser. Hace falta un nivel iónico que sea excitable por láser. El láser se sintoniza en el lado a baja energía de la línea de la resonancia, de forma que aquellos iones que se mueven en la dirección opuesta al láser están jus-

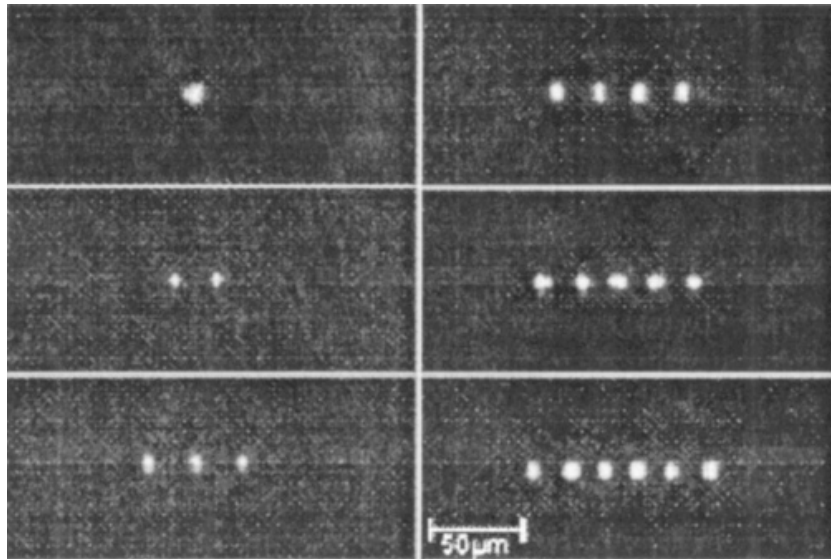


Figura 2.12: Foto de iones enfriados mediante láser.

to sobre la resonancia debido al efecto Doppler y se excitan. Su velocidad se reduce debido al retroceso de los fotones, que se emiten preferentemente hacia adelante. En este caso se puede bajar la temperatura por debajo del Kelvin. Cuando la energía térmica es muy inferior a la energía de repulsión coulombiana, se consiguen cristales de iones. Estos cristales se pueden observar fotografiando la luz láser dispersada por los iones mediante una cámara CCD, como se muestra en la figura 2.12.

2.3.3.5. Enfriamiento mediante electrones

Esta técnica consiste en alinear un haz frío y denso de electrones provenientes de un cátodo con la velocidad de los iones. Se utiliza usualmente en anillos de almacenamiento, aunque cada vez se emplea más en trampas de iones. La describimos en detalle en la siguiente sección. Se ha utilizado en LEAR en el CERN para enfriar antiprotones de energía inicial de 3 keV, lo que permitió producir átomos fríos de antihidrógeno en 2002.

2.3.4. Determinación de masas nucleares en trampas de Pennig

La determinación de masas en trampas de Pennig está basada en la determinación de la frecuencia ciclotrón $\nu_c = qB/2\pi m$ de iones de carga q almacenados en un campo magnético, homogéneo y estable, de magnitud B . Lo que se determina en realidad es la relación de carga a masa, pero la carga es conocida de antemano. La frecuencia ciclotrón se determina a partir de las frecuencias propias del movimiento, mediante las ecuaciones 2.3 y 2.4. La determinación independiente de las frecuencias propias permite, mediante el uso de estas ecuaciones, la determinación de la masa de un ión si el campo magnético es conocido. El campo se calibra midiendo la frecuencia ciclotrón de un ión de masa bien conocida m_{ref} como ^{23}Na , ^{85}Rb , ^{133}Cs . Para un ión simplemente cargado tenemos

$$m = \frac{\nu_{c,ref}}{\nu_c}(m_{ref} - m_e) + m_e$$

donde $\nu_{c,ref}$ es la frecuencia ciclotrón del ión de referencia, ν_c la frecuencia ciclotrón del ión que deseamos medir y m_e la masa del electrón. El cociente de frecuencias se puede determinar en una trampa de Pennig con una precisión relativa mejor que 2×10^{-10} . El resultado que se da es

$$r = \frac{m^{ion}}{m_{ref}^{ion}} = \frac{\nu_{c,ref}}{\nu_c}$$

de forma que ulteriores mejoras en la incertidumbre debida a una mejora de m_{ref}^{ion} se puedan aplicar posteriormente a m^{ion} .

En el caso de espectrometría de masas de iones multiplemente cargados como en el caso de SMILETRAP o en anillos de almacenamiento, la masa del átomo neutro m se obtiene corrigiendo por los q electrones que faltan y por su energía de enlace E_B :

$$m = m^{ion} + qm_e - E_B/c^2$$

Para iones de $Z < 20$, la incertidumbre relativa en E_B es inferior a 10^{-11} .

Para iones pesados (en la zona del PB) la incertidumbre absoluta es inferior a 100 eV.

2.3.4.1. Aplicaciones de la espectrometría de masas a núcleos estables y radiactivos

Aplicaciones a estructura nuclear

Con la precisión que actualmente se alcanza de $\delta m \simeq 5 \times 10^{-8}$ se pueden determinar los parámetros de la fórmula semiempírica de masas que predice la energía de enlace de un núcleo con N neutrones y Z protones,

$$B(N, Z) = (Nm_n + Zm_p - m(N, Z))c^2$$

con suficiente precisión como para obtener detalles de la interacción residual y de la energía de separación de 2 neutrones $S_{2n}(N, Z) = B(N, Z) - B(N-2, Z)$ y de 2 protones $S_{2p}(N, Z) = B(N, Z) - B(N, Z-2)$ como para obtener información detallada de correlaciones nucleares. Por ejemplo, la energía de interacción del último protón con el último neutrón δV_{pn} se define para núcleos par-par como

$$\delta V_{pn}(N, Z) = \frac{1}{4}[B(N, Z) - B(N-2, Z) - B(N, Z-2) - B(N-2, Z-2)]$$

Los valores de δV_{pn} permiten explicar la estructura de capas y los números de ocupación cerca de la superficie de Fermi, pero como las variaciones de δV_{pn} son del orden de 150-250 keV, y en su determinación intervienen cuatro términos, las masas deben de ser determinadas con un error mejor que 30-50 keV, lo que corresponde a $\delta m = 5 \times 10^{-8}$ en la región $A=200$. Actualmente sólo los espectrómetros de trampas de Pennig pueden dar esta precisión, y sólo se conocen con esta precisión unas pocas masas en la región de núcleos pesados.

Otro aspecto importante de las medidas de masas es la resolución de los estados isómeros y fundamental. Cerca de un tercio de los núcleos tienen estados isómeros de larga vida, y en muchos casos de energía de excitación desconocida. El tiempo de vida de los isómeros varía entre unos pocos na-

nosegundos y un tiempo superior a la edad del universo. Este es el caso del ^{180m}Ta , con una vida media de 10^{15} años, que es el único que se encuentra de forma natural. Las energías de excitación de los isómeros varían entre 100 keV y unos pocos MeV. La medida de masa directa de estados isómeros con trampas de Pennig es una técnica establecida. Por ejemplo, se han resuelto ^{87}Rb y ^{87m}Rb , que difieren sólo en 111.2 keV, o ^{187}Pb y ^{187m}Pb , cuya diferencia de masas es 33(13) keV, que es la energía de excitación más baja determinada hasta el presente.

Aplicaciones en Astrofísica Nuclear

El conocimiento de las masa atómicas también es fundamental en Astrofísica nuclear, donde son indispensables para predecir el balance energético y las tasas de reacción de las transformaciones nucleares de los diferentes procesos que contribuyen a la distribución de abundancias de elementos en el universo. Las masas de la mayor parte de los núcleos que participan en el proceso r son desconocidas. Muchos de estos núcleos son inaccesibles a las instalaciones actuales de núcleos radiactivos. Los modelos disponibles difieren hasta en varios MeV. Por lo tanto se necesita obtener datos experimentales para núcleos tan lejos como sea posible del valle de estabilidad. Sobre todo son esenciales las zonas donde el proceso r se decelera y se aproxima a la estabilidad como es el caso de los núcleos mágicos ^{78}Ni y ^{132}Sn . Aunque la masa del ^{78}Ni es todavía inaccesible a la espectrometría de masas, la del ^{132}Sn ha sido medida recientemente por ISOLTRAP con alta precisión. En el caso del proceso rp es necesario conocer los procesos en la vecindad de los núcleos donde el proceso (γ, p) contraresta la captura de protones. Esto ocurre en los llamados puntos de espera, ^{64}Ge , ^{68}Se y ^{72}Kr . Las masas de los dos últimos han sido medidas recientemente por la Canadian Pennig Trap para el ^{68}Se con una precisión de 3×10^{-7} y por ISOLTRAP para el ^{72}Kr , con una precisión de 1×10^{-7} . Estas medidas han confirmado a estos núcleos como puntos de espera en las condiciones que se suponen que existen en los X-ray bursts ($T=1.5$ GK, $\rho = 10^6 \text{g/cm}^3$ y abundancia solar de hidrógeno). ^{64}Ge no se ha podido medir todavía con una precisión de 10^{-7} , lo que se podría conseguir

en el futuro en el ESR del GSI, mediante las técnicas de espectrometría de masas Schottky e isócrona.

Test del modelo Standard

Una aplicación de la espectrometría de masas de núcleos radiactivos es la verificación de la unitariedad del modelo Standard, que en función de los elementos de la matriz CMK se establece mediante el parámetro Δ definido por

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 - \Delta$$

La medida de los elementos del primer término permite calcular Δ , que debe ser compatible con 0 si el modelo standard es válido. V_{ud} se determina a través de transiciones β superpermitidas, mediante determinaciones precisas de ft . Tenemos

$$Ft \equiv ft(1 + \delta_R)(1 - \delta_C) = \frac{K}{2|V_{ud}|^2 G_\mu^2 (1 + \Delta_R)}$$

donde δ_R es la corrección radiativa dependiente del núcleo, δ_C es la corrección de isospín, Δ_R es la corrección radiativa independiente del núcleo, K es una constante y G_μ es la constante de desintegración del pión. Todas las correcciones se conocen con una precisión mejor que el 1 %. Las medidas de diversos núcleos realizadas hasta ahora con precisiones de masas del orden de 1×10^{-8} , dan $|V_{ud}| = 0,9738(4)$, que junto con $|V_{us}| = 0,2200(26)$ determinado de la desintegración de mesones K y $|V_{ub}| = 0,00367$ determinado de la desintegración de mesones B, conducen a $\Delta = 0,0034(14)$ que se desvía 2.4σ de las predicciones del modelo standard. Sin embargo las diferentes medidas realizadas dan desviaciones de signos opuestos para diferentes núcleos individuales como se observa en la figura 2.13, por lo que no se puede concluir la violación de unitariedad. Otras medidas obtenidas de la desintegración del neutrón dan violaciones de unitariedad todavía mayores ($\Delta = 0,0076(28)$ que equivale a $2,7\sigma$) mientras que los datos obtenidos de la desintegración β de piones son compatibles con unitariedad.

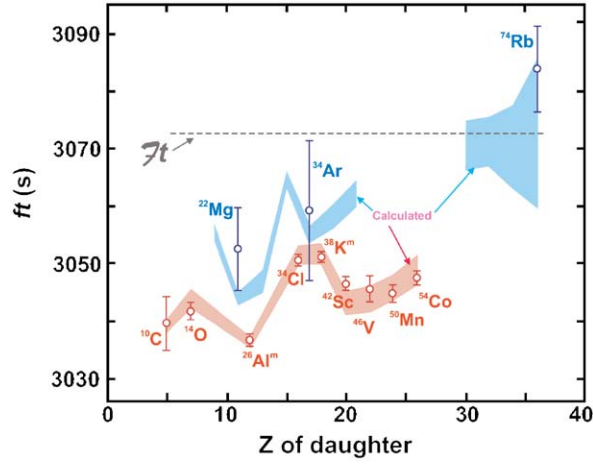


Figura 2.13: Medidas de valores de ft en función de la carga del núcleo hijo Z . Las zonas sombreadas son incertidumbres teóricas. La línea horizontal es la predicción del modelo Standard.

Aplicaciones a la desintegración $\beta\beta$

La desintegración $\beta\beta$ es un proceso mediante el cual un núcleo aumenta su carga en dos unidades emitiendo dos electrones. Esta desintegración puede tener lugar mediante la emisión adicional de dos neutrinos ($2\nu\beta\beta$) que se puede considerar como dos pasos de la desintegración β ordinaria. También se ha especulado con la desintegración beta doble sin neutrinos ($0\nu\beta\beta$), que sólo puede ocurrir si el neutrino tiene masa y además es una partícula de Majorana, lo que significa que es igual a su antipartícula. Mientras que el proceso $2\nu\beta\beta$ ha sido medido por la colaboración NEMO, obteniendo una buena concordancia con los datos experimentales, el proceso $0\nu\beta\beta$ todavía no ha sido descubierto. La mayor parte de los experimentos miden el pico inclusivo de la energía depositada por los dos electrones en un detector de alta resolución energética. Los dos tipos más empleados son los detectores de Ge que tienen una resolución energética del 2‰, y los bolómetros, que detectan cambios de temperatura producidos por el paso de partículas y tienen una resolución de energía similar. En la tabla 2.1 se listan los principales elementos que se desintegran beta doble.

Actualmente existe la pretensión de haber medido la desintegración $0\nu\beta\beta$

Compilation of ($\beta^-\beta^-$)-emitters with a Q -value of at least 2 MeV

Transition	Natural abundance (%)	Q -value (keV)
$^{48}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{48}_{22}\text{Ti}$	0.187	4273.7 (4.1)
$^{76}_{32}\text{Ge} \rightarrow ^{76}_{34}\text{Se}$	7.8	2039.5 (2.3)
$^{82}_{34}\text{Se} \rightarrow ^{82}_{36}\text{Kr}$	9.2	2995.7 (2.6)
$^{96}_{40}\text{Zr} \rightarrow ^{96}_{42}\text{Mo}$	2.8	3349.5 (3.6)
$^{100}_{42}\text{Mo} \rightarrow ^{100}_{44}\text{Ru}$	9.6	3034.0 (6.3)
$^{110}_{46}\text{Pd} \rightarrow ^{110}_{48}\text{Cd}$	11.8	2004 (11)
$^{116}_{48}\text{Cd} \rightarrow ^{116}_{50}\text{Sn}$	7.5	2809.1 (4.2)
$^{124}_{50}\text{Sn} \rightarrow ^{124}_{52}\text{Te}$	5.64	2287.7 (2.1)
$^{130}_{52}\text{Te} \rightarrow ^{130}_{54}\text{Xe}$	34.5	2530.3 (2.0)
$^{136}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{136}_{56}\text{Ba}$	8.9	2462 (7)
$^{150}_{60}\text{Nd} \rightarrow ^{150}_{62}\text{Sm}$	5.6	3367.3 (3.8)

Given are the eleven decay candidates, natural abundances of the mother nuclides, and Q -values with errors [9].

Tabla 2.1: Elementos que se utilizan en la desintegración beta doble.

por parte del grupo de Heidelberg-Moscú (Klapdor claim). Este grupo asigna el pico que se observa a una energía de aproximadamente 2038 keV en la figura 2.14 a dicho proceso. Sin embargo, otros grupos con detectores similares no ven dicho pico. Para determinar la posición del pico hay que determinar con buena precisión $Q_{\beta\beta}$. En el caso del ^{76}Ge se conoce con una incertidumbre de 50 eV, obtenida midiendo las masas del ^{76}Ge y ^{76}Se con una precisión mejor que $\delta m = 10^{-9}$, mediante la trampa de Pennig SMILETRAP. De estos resultados se obtiene que el pico del grupo Heidelberg-Moscú observado a una energía $E = 2038,07 \pm 0,44$ se desvía en $2,1\sigma$ del valor $Q_{\beta\beta} = 2039,006 \pm 0,050\text{keV}$ obtenido con SMILETRAP. Por lo tanto puede que algún fondo desconocido produzca la línea de Klapdor. Es interesante extender estas medidas a otros isótopos. Como la tasa de desintegración varía como Q^5 , sólo aquellos isótopos con $Q > 2$ son razonables. Mediante bolómetros se está estudiando el ^{116}Cd por la colaboración COBRA que utiliza semiconductores de CdZnTe y el ^{130}Te por la colaboración CUORICINO/CUORE que utiliza bolómetros de TeO_2 y también por COBRA. Por lo tanto se necesitan valores precisos de $Q_{\beta\beta}$ para estos núcleos.

Como experimentos alternativos para determinar la masa del ν_e están los basados en el espectro de desintegración β del tritio, que tienen como objetivo medirlo con una precisión de 20 meV. El más importante de es-

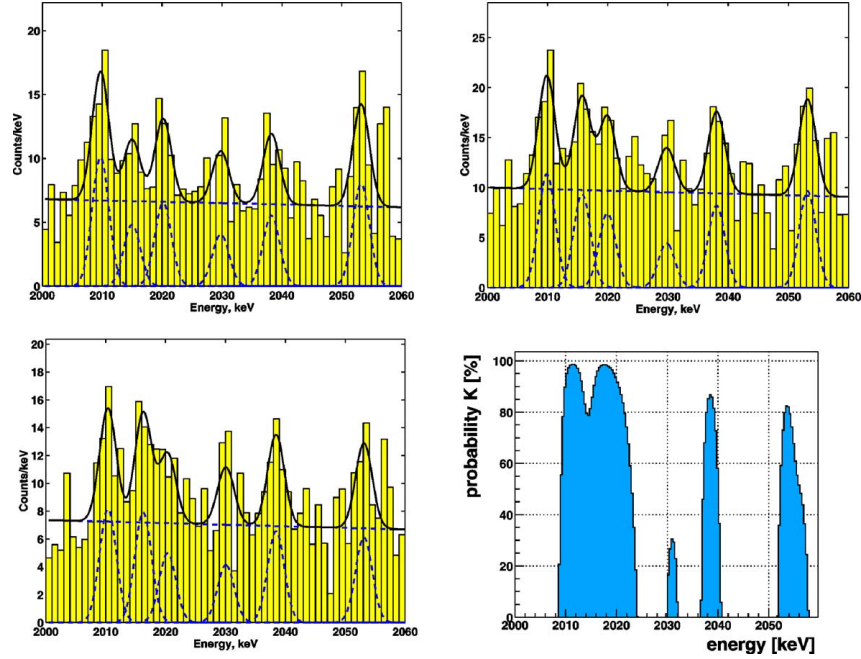


Figura 2.14: Espectro del grupo de Heidelberg (Klapdor). Los picos a 2010.7, 2016.7 y 2021.8 se interpretan como debido al Bi. La señal en 2039 se atribuye a la desintegración $0\nu\beta\beta$.

tos experimentos es KATRIN, cuya finalidad es obtener una sensibilidad de $\delta m(\nu_e) = 0,2$ eV. Si se desea determinar la energía del punto final del espectro con esta precisión, las masas de tritio y ${}^3\text{He}$ deben de ser determinadas con una precisión relativa de $\delta m = 7 \times 10^{-12}$. Actualmente, el valor de $Q_{\beta\beta}$ está determinado con una precisión de $\Delta E_0 = 1,7$ eV.

Test de la simetría CPT

Una violación de la simetría CPT indicaría un fallo del modelo Standard y de las teorías de campos aceptadas hoy en día. La verificación más precisa de la conservación de la simetría CPT en el sector bariónico se ha realizado con átomos de antihidrógeno confinados en la trampa de Penning de LEAR en el CERN. Se midieron las relaciones q/m de p y $\bar{p}$, encontrándose idénticas dentro de un error de 9×10^{-11} . Como verificaciones más precisas sólo existen la igualdad del momento magnético de e^+ y e^- en el sector leptónico, verifi-

cada con una precisión de 10^{-12} y la igualdad de las masas de los mesones K^0 y $\bar{K}^0$, verificada con una precisión de 10^{-18} .

Otros experimentos están en preparación. Uno de ellos consiste en comparar las transición 1S-2S del hidrógeno y antihidrógeno. En el caso del hidrógeno se conoce con una precisión de 10^{-14} . En el caso del antihidrógeno todavía no existen medidas. Por el momento no se ha logrado almacenar antihidrógeno frío en una trampa de iones. Cuando esto se consiga se podrá realizar las medidas de esta transición por espectroscopía láser.

Otro posible experimento es la comparación de los momentos magnéticos del p y $\bar{p}$. Mientras que $\mu(p)$ se conoce con un error de 10^{-8} el de $\bar{p}$ sólo se conoce con una precisión de 0,03 %. Sin embargo, es posible en principio medir ambos momentos con precisiones del orden de 10^{-12} midiendo las transiciones de espín (frecuencia de Larmor) inducidas con un campo de radiofrecuencia para protones y antiprotones almacenados en una trampa de Penning. La medida para el protón está en preparación en Mainz. La del antiprotón podrá ser realizada en la facilidad FAIR del GSI o en el CERN.

Test de la electrodinámica en campos fuertes

En el caso de un electrón ligado a un núcleo hidrogenoide el factor giromagnético pasa del valor de Dirac $g_J = 2$ a

$$g_J = \frac{2}{3} \left(1 + 2\sqrt{1 - (Z\alpha)^2} \right) + C_{QED} + C_{tf} + C_{retro}$$

donde las C son correcciones debidas a la electrodinámica cuántica, al tamaño finito del núcleo y a las correcciones de retroceso. El factor g_J se puede medir a partir de la frecuencia ciclotrón del ión y la frecuencia de Larmor del electrón ligado mediante la relación

$$g_J = 2 \frac{\omega_L}{\omega_c} \frac{qe/M}{e/m_e}$$

donde ω_L es la frecuencia de precesión de Larmor del electrón ligado, medida a partir de la tasa de transiciones de espín en función de la frecuencia de un campo de microondas aplicado y ω_c es la frecuencia ciclotrón del ión. Si la

masa del ión M es conocida se pueden obtener de aquí C_{QED} que constituye un test a las predicciones de QED. Los datos experimentales coinciden con las predicciones teóricas dentro de los errores experimentales, lo cual nos da confianza en las técnicas existentes de QED no perturbativa y nos permite utilizarlas considerándolas exactas para estimar los términos restantes con mayor precisión. El término C_{tf} se puede calcular con precisión elevada y el término C_{retro} viene dado por

$$C_{retro} = (Z\alpha)^2 \left[\left(\frac{m_e}{M} \right) - (1+Z) \left(\frac{m_e}{M} \right)^2 \right] + (Z\alpha)^2 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right) \left[-\frac{1}{3} \left(\frac{m_e}{M} \right) - \frac{(3-2Z)}{6} \left(\frac{m_e}{M} \right)^2 \right]$$

Por otro lado, si se mide g_J para dos isótopos de masa bien conocida, su diferencia es igual a la diferencia de C_{retro} que depende sólo de Z (y la diferencia de C_{tf} que se obtiene muy precisamente). Esta diferencia depende sólo de las masas de los isótopos (cuya diferencia se puede determinar con gran precisión), Z y m_e , y por lo tanto se puede emplear para determinar m_e .

Nueva definición del kilogramo

El kilogramo es la única unidad base del Sistema Internacional de unidades (SI) que no está definida en función de constantes atómicas sino mediante un patrón universal de Pt-Ir conservado en París, que pierde masa cada vez que se le limpia. Una definición sería

$$1 \text{ Kg} = N_A 10^3 u$$

donde N_A es el número de Avogadro y u es la unidad atómica de masa

$$u = \frac{1}{12} m(^{12}\text{C})$$

El problema es que el número de Avogadro no se conoce con mucha precisión ($N_A = 6,0221415(10) \text{ mol}^{-1}$). La precisión relativa es $\delta N_A = 1,7 \times 10^{-7}$.

El proyecto AVOGADRO tiene como finalidad determinar N_A a partir de cristales perfectos de Si, de volumen conocido V y masa m , con una celda elemental de volumen V_0 con n átomos. Tenemos por lo tanto

$$N_A = \frac{nM(\text{Si})V}{V_0m}$$

donde $M(\text{Si})$ es la masa molar del Si.

Ya se han fabricado cristales de este tipo. Su tamaño se determina con alta precisión por métodos de interferometría y el conocimiento de la constante de red permite calcular el número de átomos de Si con elevada precisión. Se han realizado medidas con una precisión de 10^{-9} de la masa de los isótopos $^{28,29,30}\text{Si}$ por MIT-TRAP y SMILETRAP. Hace falta todavía conocer la composición isotópica del cristal con precisión comparable para poder completar la definición del kilogramo de forma que pueda ser aceptada. Otra posibilidad es utilizar silicio isotópicamente puro, que evita la necesidad de conocer la composición isotópica con elevada precisión.

Medida de constantes fundamentales

La medida precisa de masas puede ayudar a determinar con más precisión determinadas constantes fundamentales como la constante de estructura fina α , la constante de Planck h , o la masa del electrón m_e . Estas constantes están relacionadas entre sí. Por ejemplo, como

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$$

y la constante de Rydberg vale

$$R_\infty = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3}$$

tenemos

$$\alpha^2 = \left(\frac{2R_\infty}{c} \right) \left(\frac{h}{m_e} \right)$$

Las precisiones relativas actuales de estas constantes y cocientes son $\delta(\alpha) = \Delta\alpha/\alpha = 3 \times 10^{-9}$, $\delta(R_\infty) = 3,3 \times 10^{-9}$, $\delta(h/m_e) = 6,7 \times 10^{-9}$. La velocidad de la luz se define como $c = 299792458$ m/s. Actualmente la precisión de α la determina por lo tanto la precisión de h/m_e . Este cociente se puede relacionar a otros cocientes que son susceptibles de ser determinados con precisión, como por ejemplo

$$\frac{h}{m_e} = \frac{h}{M_{Cs}} \frac{M_{Cs}}{m_p} \frac{m_p}{m_e}$$

Por ejemplo, recientemente se ha determinado el retroceso de fotones sobre átomos de cesio, h/M_{Cs} . El cociente h/m_e se puede poner como

$$\frac{h}{m_e} = \frac{N_A h}{N_A m_e} = \frac{N_A h}{M_e}$$

La masa molar del electrón M_e se conoce con una precisión $\delta(M_e) = 4,4 \times 10^{-10}$, mientras que $\delta(N_A h) = 6,7 \times 10^{-9}$. Por lo tanto, hay que mejorar la precisión de $N_A h$ para mejorar la precisión de α . Un método estudiado en la instalación GAMS del ILL de Grenoble consiste en medir las longitudes de onda de los rayos γ de captura de neutrones de núcleos que difieren en un neutrón. Tenemos

$$[m(n) + m(A) - m(A+1)] u c^2 = \sum_i \frac{hc}{\lambda_i}$$

Teniendo en cuenta que $u = 10^{-3}/N_A$ tenemos

$$N_A h = [m(n) + m(A) - m(A+1)] 10^{-3} c^2 / \sum_i \frac{c}{\lambda_i}$$

El denominador se espera medirlo con una precisión de al menos 10^{-8} mientras que el numerador se puede medir con mucha mejor precisión para algunos pares de núcleos como $^{36,37}\text{Cl}$, $^{48,49}\text{Ti}$, $^{156,157}\text{Er}$.

Una posibilidad adicional es mejorar la masa del electrón mediante la medida de la frecuencia de Larmor de pares de isótopos de átomos hidrogenoides altamente cargados en trampas de Pennig, a partir del término de retroceso,

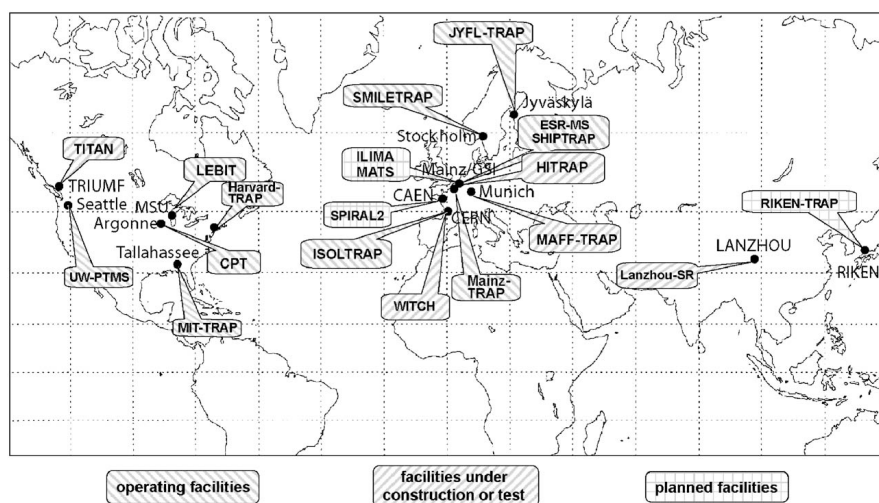


Figura 2.15: Trampas de iones y anillos de almacenamiento para medidas de alta precisión de masas de núcleos de vida corta y estables en funcionamiento, construcción o proyecto en el mundo.

como comentamos anteriormente.

2.3.4.2. Trampas de iones en el mundo

Existe un número creciente de instalaciones dotadas de una trampa de iones. En la figura 2.15 se muestra un mapa con las instalaciones de anillos de almacenamiento y trampas de Penning para medidas de alta precisión de masas de núcleos de corta vida y estables en funcionamiento, construcción o proyecto en el mundo.

2.3.5. Técnica de separación In Flight

Los núcleos de tiempo de vida muy corto son extraordinariamente difíciles de estudiar. En el método In-Flight un haz de iones pesados de alta energía es fragmentado o fisionado haciéndolo pasar a través de un blanco mucho más fino que en el método ISOL, normalmente de sólo unos pocos g/cm^2 . Los productos de reacción emergen con alta energía cinética y por lo tanto en la dirección hacia adelante. Esto permite el obtener señales temporales, haciéndolos pasar por un centelleador rápido. Esto permite que mediatamente

déspues puedan seleccionarse en masa, carga y momento en un separador de fragmentos y mediante técnicas de pérdida de energía antes de transportarse a un blanco secundario.

Utilizando la propiedad de que la pérdida de energía ΔE depende de Z^2 se pueden separar espacialmente con defradador de energía. De esta forma, un análisis magnético antes y después del degradador permite una identificación sin ambigüedad del isótopo seleccionado. Como los productos de reacción se generan en vuelo, no hace falta post-aceleración. Como este método no necesita de ningún proceso químico, los tiempos de retraso son mucho menores que en el método ISOL y las intensidades que se consiguen son más elevadas. El tiempo de vuelo entre el blanco de producción y la salida del separador es del orden del microsegundo, por lo que el método IN-Flight permite identificación y medidas de masses de núcleos de vidas muy cortas.

La fragmentación del proyectil permite la producción de núcleos exóticos a energías relativamente altas (decenas a centenares de MeV por nucleón). Para la producción de núcleos muy deficientes en neutrones se utilizan reacciones de fusión evaporación. La principal desventaja es que los elementos producidos tienen una distribución de energía muy amplia, lo cual dificulta su utilización en haces secundarios. Este problema se soluciona introduciendo el haz de las instalaciones IN-Flight en anillos de almacenamiento con enfriamiento, que permiten reducir enormemente el espacio de fases ocupado por el haz inicial.

A raíz del trabajo inicial de Berkeley, se crearon facilidades In-Flight en diversos laboratorios. El espectrómetro LISE3 de GANIL da haces de energía comprendida entre 25A y 50A MeV. RIPS en RIKEN llega hasta 135A MeV, A1900 en MSU llega hasta 150A MeV mientras que el FRS del GSI alcanza hasta 1A GeV.

Las técnicas de separación ISOL e IN-Flight son altamente complementarias. Mientras que la técnica ISOL proporciona haces de alta intensidad y calidad en el sentido de un reducido espacio de fases el método en vuelo proporciona una separación limpia y rápida e independiente de propiedades químicas. Actualmente se intenta modificar esta técnica parando los haces en células de gas que serían extraídos y postacelerados, proporcionando haces

comparables a los obtenidos por el método ISOL.

2.3.6. Anillos de almacenamiento

Mientras que las dimensiones de las trampas de Paul y Pennig son del orden de unos pocos cm, los anillos de almacenamiento que se usan como grandes trampas de iones, tienen diámetros de algunas decenas de metros. Las componentes básicas de un anillo de almacenamiento y enfriamiento es una serie de dipolos magnéticos para direccionar el haz y de multipolos más elevados (cuadripolos, hexadecapolos) para enfocarlos. En la figura se muestra un esquema de Experimental Storage Ring (ESR) del GSI de Darmstadt.

Las trayectorias de los iones son órbitas cerradas con energía E_P y momento p_P , que dependen de la intensidad del campo magnético y del radio de curvatura de los imanes. En la práctica, debido a la emitancia del haz de iones y a las imperfecciones de los campos magnéticos, los iones realizan oscilaciones betatrón cuasiperiódicas alrededor de la trayectoria ideal, como se muestra en la figura.

Para evitar la amplificación coherente de pequeñas perturbaciones que causarían la pérdida de los iones almacenados, el cociente de la longitud de la órbita y la longitud de onda betatrón no debe de ser ni entero ni fraccionario ($1/2, 1/3, \dots$). Otro aspecto importante es la relación entre el momento de las partículas y la frecuencia de revolución:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_t^2} \right) \frac{\Delta p_P}{p_P} \quad (2.5)$$

donde γ es el factor de contracción de Lorentz de la partícula y γ_t es el valor de γ correspondiente a un momento para el cual $d\nu/dp_P = 0$. Para $\gamma = \gamma_t$ una variación de momento no produce una variación de frecuencia. La dispersión del momento longitudinal $\Delta p_P/p_P$ está determinada por el equilibrio entre la velocidad de enfriamiento del método empleado y el calentamiento producido por la dispersión de las partículas en el haz. En el ESR se consiguen dispersiones de momento mejores que $\Delta p_P/p_P < 10^{-6}$ mediante enfriamiento por electrones.

Una forma de aumentar su tiempo de vida es acelerándolos a velocidades próximas a las de la luz. Esto permite también almacenarlos, para poder suministrarlos como un haz de más intensidad durante un tiempo relativamente corto. En el método IN_FLIGHT se utilizan anillos de almacenamiento, como el ESR del GSI de Darmstadt, cuyo esquema se muestra en la figura adjunta. El principal problema de un anillo de almacenamiento es reducir el gran espacio de fases de los iones que emergen de un separador de fragmentos hasta temperaturas del mK. Esto se consigue con técnicas de enfriamiento, en particular enfriamiento con electrones, que consiste en hacer que los iones vayan paralelos a un haz de electrones hasta que todos vayan a la velocidad de los electrones.. Además es necesario desarrollar técnicas de vacío, pues para mantener los iones en un anillo de almacenamiento durante un tiempo relativamente largo hace falta vacíos del orden de 10^{-16} mbar.

En el ESR se pueden medir mas cde núcleos con tiempos de vida inferior al ms.

2.3.7. Enfriamiento por electrones

En los anillos de almacenamiento es necesario obtener el menor espacio de fases posibles si se desea utilizar estos haces para espectrometría de masas o si se desea almacenar una intensidad suficientemente elevada. El enfriamiento mediante electrones es una técnica bien establecida de reducir el espacio de fases en anillos de almacenamiento. Esto se consigue alineando el haz de iones con un haz frío de electrones provenientes de un cátodo. A lo largo de una cierta distancia (que en el ESR del GSI de Darmstadt es de alrededor de 2,5 m) los iones y los electrones se desplazan paralelamente, y los iones disminuyen su dispersión de la velocidad mediante interacción coulombiana con los electrones. En la figura 2.17 se muestra un esquema de las componentes principales de un sistema de enfriamiento por electrones. El principio de su funcionamiento es similar al de un intercambiador de calor. Los iones con demasiada energía pierden energía por interacción coulombiana y se deceleran mientras que los que son demasiado lentos se aceleran. Al final de la sección de enfriamiento los electrones se desvían fuera del anillo de almacenamiento.

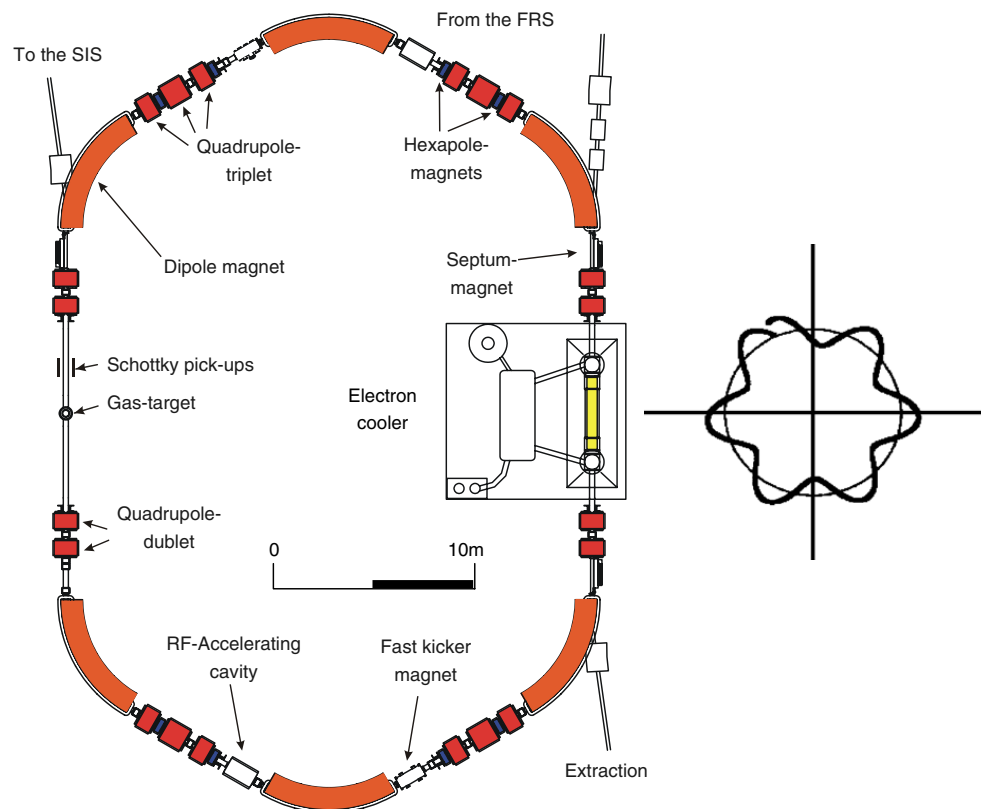


Figura 2.16: Esquema del anillo de almacenamiento experimental (ESR) del GSI de Darmstadt. Iones altamente cargados producidos por el sincrotrón SIS o después de realizar una separación de fragmentos por el separador de fragmentos (FRS) se inyectan directamente. El anillo consiste en 6 dipolos y 4 tripletes y dobles de cuadrupolos que mantienen los iones en la trayectoria ideal. A la derecha se muestran las oscilaciones betatrón superpuestas sobre la trayectoria ideal.

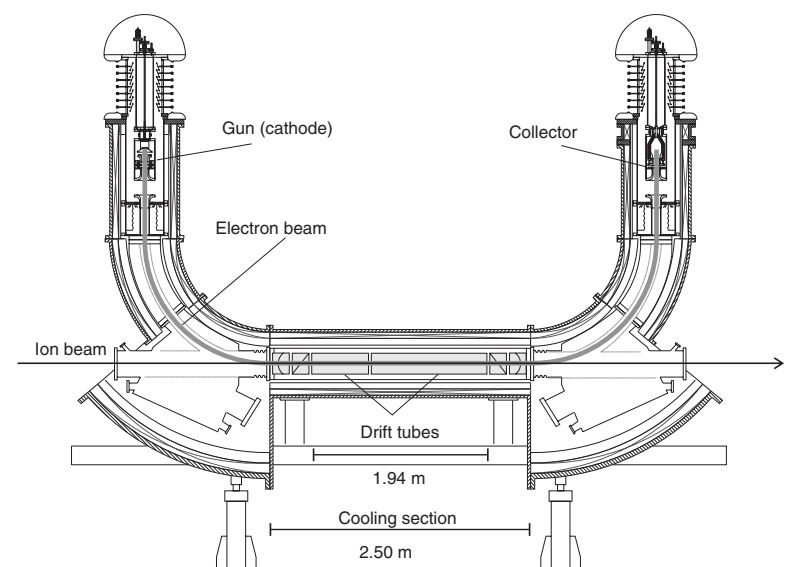


Figura 2.17: Enfriamiento por electrones

El enfriamiento mediante toma unos pocos segundos, por lo que este método no es adecuado para núcleos de vida media muy corta. El enfriamiento mediante electrones proporciona haces brillantes con dispersiones de momento muy bajas $\delta p = 10^{-5} - 10^{-7}$. El tiempo de almacenamiento puede superar varias horas para núcleos pesados de masa mediana si el tiempo de vida del núcleo es suficientemente largo. El enfriamiento mediante electrones también se puede aplicar en trampas de Penning, como hemos comentado anteriormente.

2.3.8. Espectrometría de masas en anillos de almacenamiento

Los anillos de almacenamiento se pueden utilizar como espectrómetros de masa de alta resolución. Las masas se determinan a partir de las frecuencias de revolución, que se determinan a partir de las cargas imagen producidas por los iones en dos electrodos. En anillos de almacenamiento se emplean dos técnicas de espectrometría de masas: La espectrometría Schottky para núcleos enfriados mediante electrones y la espectrometría isócrona, que se aplica a núcleos calientes. La clave de estos dos métodos radica en la expresión que

proporciona la dispersión masas en función de la dispersión de frecuencias y de velocidades en un anillo de almacenamiento:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{1}{\gamma_t^2} \frac{\Delta(m/q)}{m/q} + \frac{\Delta v}{v} \left(1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_t^2}\right) \quad (2.6)$$

donde ν es la frecuencia de los iones en el anillo, m su masa, q su carga y v su velocidad. El parámetro γ_t corresponde al factor de contracción de Lorentz para una velocidad v_t característica del anillo de almacenamiento y que corresponde a una transición en su régimen de funcionamiento. Si se desea obtener una relación unívoca entre la frecuencia de los iones en el anillo y su masa, hay que conseguir que el segundo término en el lado derecho de la ecuación 2.6 se anule. Hay dos formas usuales de conseguirlo, que corresponden a las espectrometrías Schottky e isócrona.

2.3.8.1. Espectrometría Schottky (SMS)

En este tipo de espectrometría, el segundo término de la ecuación 2.6 se anula haciendo que se anule Δv mediante enfriamiento de electrones. Es una espectrometría muy eficiente para iones altamente cargados e inestables, a condición de que su tiempo de vida sea suficientemente largo como para que el enfriamiento mediante electrones sea posible. Permite la medida de la masa y el tiempo de vida de los iones almacenados y permite resolver isótopos distintos. En la figura 2.18 se muestra un esquema de este tipo de espectrometría, mientras que en la figura 2.19 se muestra un espectro obtenido por este método.

2.3.8.2. Espectrometría isócrona

En el caso de núcleos de tiempo de vida muy corto, el enfriamiento mediante electrones no es posible. En este caso, la única forma de anular el segundo término del segundo miembro de la ecuación 2.6 es trabajando a la velocidad correspondiente a γ_t . En el caso del ESR $\gamma_t = 1,4$. Cuando cumplen esta condición, la frecuencia de los iones con la misma relación carga a masa es independiente de su velocidad. La frecuencia está determinada por

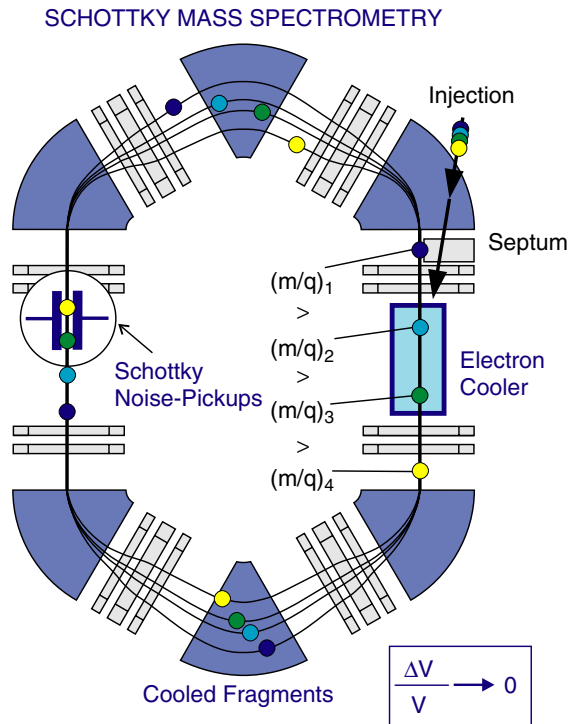


Figura 2.18: Espectrometría Schottky

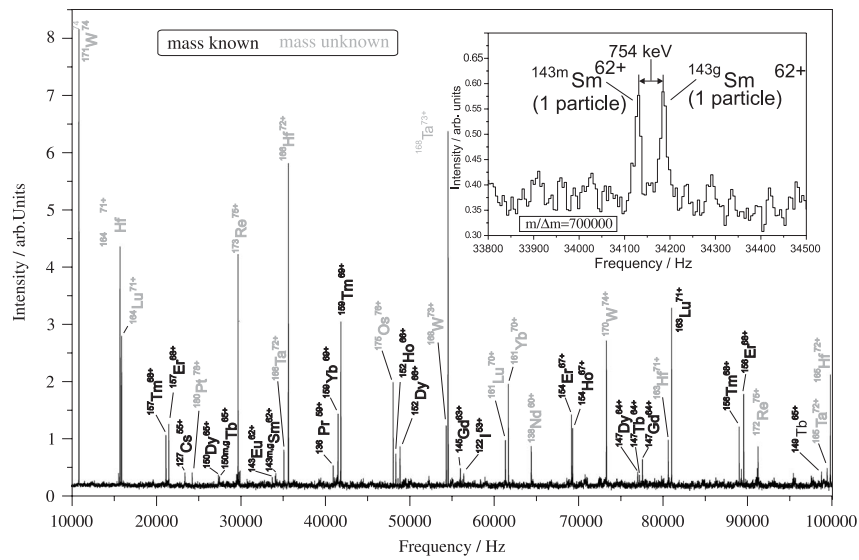


Figura 2.19: Espectro espectrometría Schottky

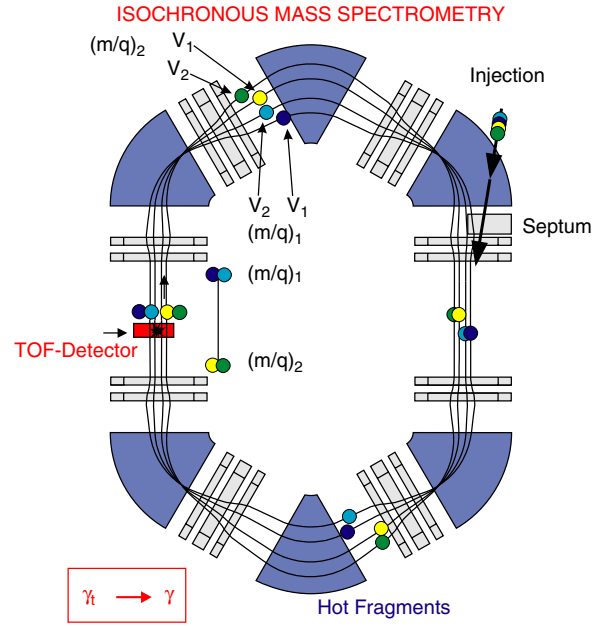


Figura 2.20: Espectrometría isócrona (IMS).

el tiempo de vuelo necesario para realizar una revolución, por lo que la espectrometría basada en este método se denomina espectrometría de masas isócrona (IMS). Este hecho permite una determinación precisa de la masa de núcleos sin enfriar. Para ello se almacenan núcleos de masas conocidas junto con los núcleos que se investigan, de forma que sirvan de patrones de referencia para realizar un calibrado. Para determinar el tiempo de vuelo se utiliza una lámina muy delgada que emite electrones delta que son recogidos en un detector de placas paralelas que da una señal temporal muy precisa. Los iones suelen realizar unos centenares (hasta 3500) revoluciones de 500 ns de duración cada una. Esto permite realizar medidas de masa de núcleos de unos pocos milisegundos e incluso de centenares de microsegundos. Observando la variación del número de iones con el tiempo se determina adicionalmente su tiempo de vida.

En la figura 2.21 se muestra un espectro típico obtenido por el método IMS. En ella se observa la resolución del estado fundamental y un estado isómero de 4.4 MeV de energía de excitación y 16 μs de tiempo de vida del ^{133}Sb .

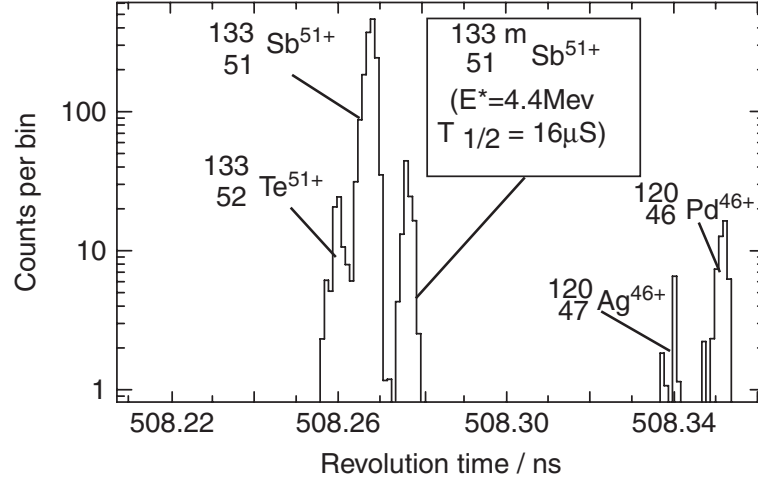


Figura 2.21: Espectro espectrometría isócrona.

2.4. Núcleos Halo

Uno de los descubrimientos más importantes de estructura nuclear en los últimos años son los núcleos halo. Estos núcleos se caracterizan por tener los últimos nucleones en una función de onda muy extendida y difusa, de donde viene su nombre. La combinación de la fuerza nuclear de corto alcance y la baja energía de separación de los nucleones de valencia produce en el caso de los núcleos halo un efecto túnel considerable en la región prohibida clásicamente, lo que produce un halo de materia nuclear más o menos pronunciado. La formación de estados halo es característica de núcleos ligeros cerca de las líneas de emisión de nucleones, aunque no todos estos núcleos presentan estados halo. El aumento de tamaño debido al efecto túnel sólo tiene lugar si no hay barreras de Coulomb o nucleares significativas. El primer núcleo de este tipo que se descubrió fue el ^{11}Li . Su estudio demostró que los dos últimos neutrones no están ligados ni entre sí ni con el core de ^9Li , lo que hace que si se arranca uno de ellos el sistema se descompone en tres partículas. A los núcleos halo de este tipo se les llama núcleos borroméicos, nombre que proviene del escudo de la familia italiana Borromeo y otras familias nobles de la zona de Cremona, en el que aparecen tres anillos entrelazados de forma que si se rompe uno de ellos los tres quedan libres. En la figura 2.22



Figura 2.22: Anillos borromeos esculpidos en una fuente del castillo de los Sforza en Milán.

se muestra una representación de los anillos borromeos que aparece en una fuente de un patio del castillo de los Sforza en Milan. Fue Francesco Sforza (1401-1466), duque de Milan, quien otorgó este símbolo originalmente suyo para el escudo de sus aliados y amigos.

El que el núcleo sea borroméico impone restricciones sobre las interacciones core-n y n-n como se muestra en la figura adjunta.

Hasta el presente se ha sintetizado un cierto número de núcleos halo, que aparecen en el mapa nuclear de núcleos ligeros mostrado en la figura 2.24. Se pueden clasificar en halos de uno y dos neutrones, halos de uno y dos protones y halos complejos. Hay varios estados halo de uno y dos neutrones bien establecidos. En el caso de los núcleos deficientes de neutrones la barrera de Coulomb impone límites muy estrictos a los halos de protones, y de hecho el único plenamente confirmado es el halo de un protón del ^8B . Igualmente, no existen halos multinucleones bien desarrollados.

La principal característica de los núcleos halo es su tamaño extraordinariamente grande. El tamaño se puede medir a través del radio de interacción o lo que es lo mismo de la sección eficaz de reacción. En la figura 2.25 se mues-

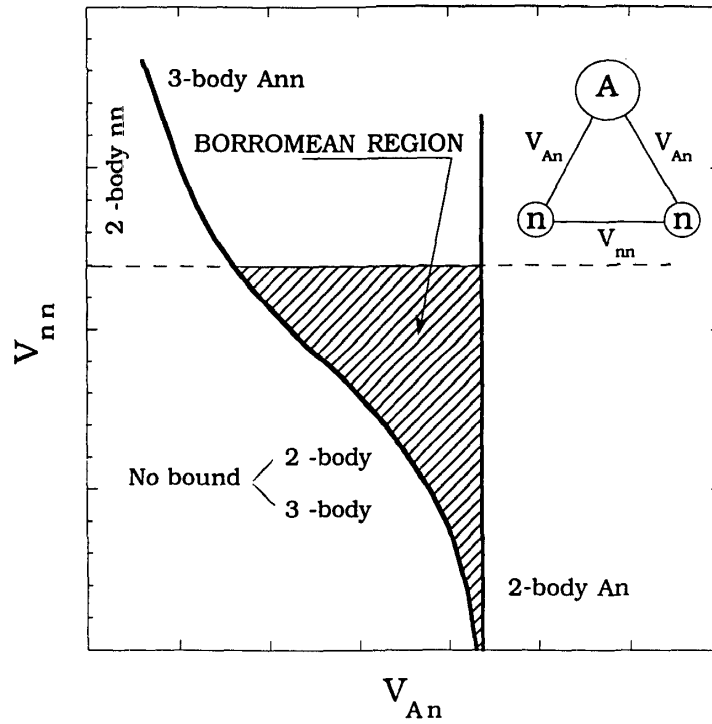


Figura 2.23: Clasificación sistemática de los sistemas de tres cuerpos $A+2n$ en función de las interacciones a dos cuerpos. La curva separa las regiones en las que el sistema de tres cuerpos es ligado o no ligado, mientras que las líneas separan las regiones ligadas y no ligadas de los sistemas de dos cuerpos. En la región borroméica el sistema de tres cuerpos es ligado mientras que los subsistemas de dos cuerpos no.

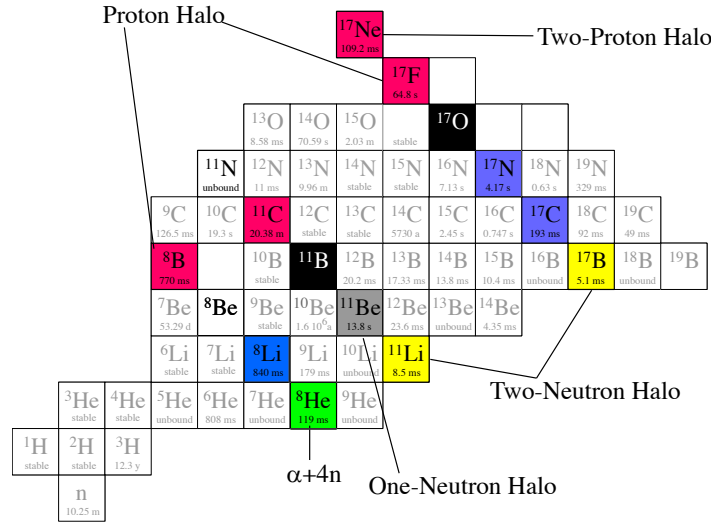


Figura 2.24: Mapa nuclear de los núcleos ligeros. Cerca de las líneas de emisión de nucleones ocurren diversos fenómenos interesantes. El multiplete isobárico $A=8$ consiste de núcleos radiactivos en su totalidad.

tra el radio de interacción de diversos isótopos de C con un blanco de ^{12}C . Vemos que a partir de ^{14}C el aumento del radio con A cambia de comportamiento, lo que pone de manifiesto la presencia del halo. El caso de ^{16}C , que de hecho no es un núcleo demasiado exótico, presenta aspectos curiosos. La función de onda de los dos neutrones del halo está casi completamente en onda s cuando es analizada mediante el modelo de Glauber de la sección eficaz de reacción, mientras que sólo tiene un 30% de componente s si se analizan las distribuciones de fragmentos del ^{16}C . Además la probabilidad de transición del estado excitado 2^+ al estado fundamental 0^+ es anormalmente baja, como se muestra en la figura 2.26.

2.4.1. Tipos de núcleos halo

Actualmente se conocen varios tipos de halos: uno y dos protones, uno y dos neutrones y halos complejos. Vamos a estudiar a continuación las principales características.

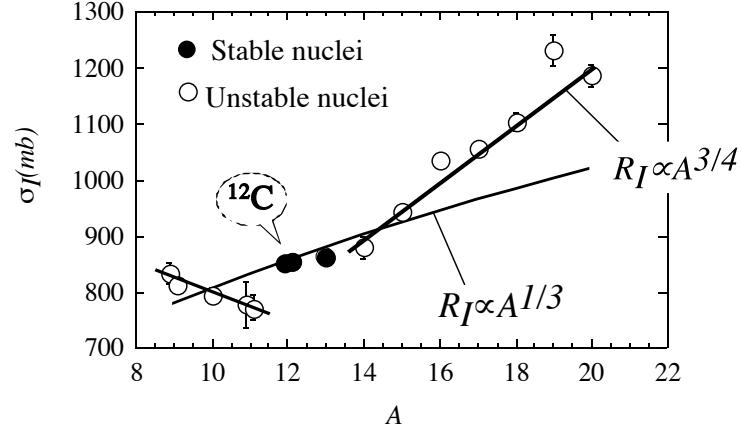


Figura 2.25: Sección eficaz de reacción de isótopos de carbono a 1A GeV sobre un blanco de C. El punto para ^{15}C se midió a 730A MeV por lo que el aumento de la sección eficaz con respecto de ^{14}C no aparece en la proporción real.

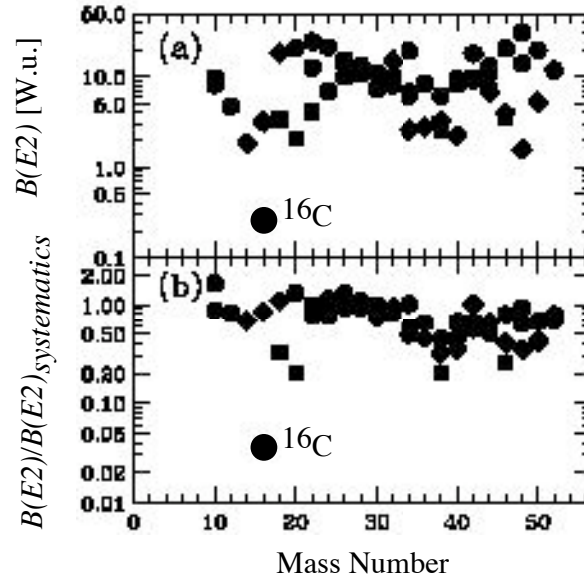


Figura 2.26: Sistemática de valores de $B(E2)$ de núcleos par-par para $A \leq 50$. El punto circular más bajo corresponde al valor experimental de ^{16}C .

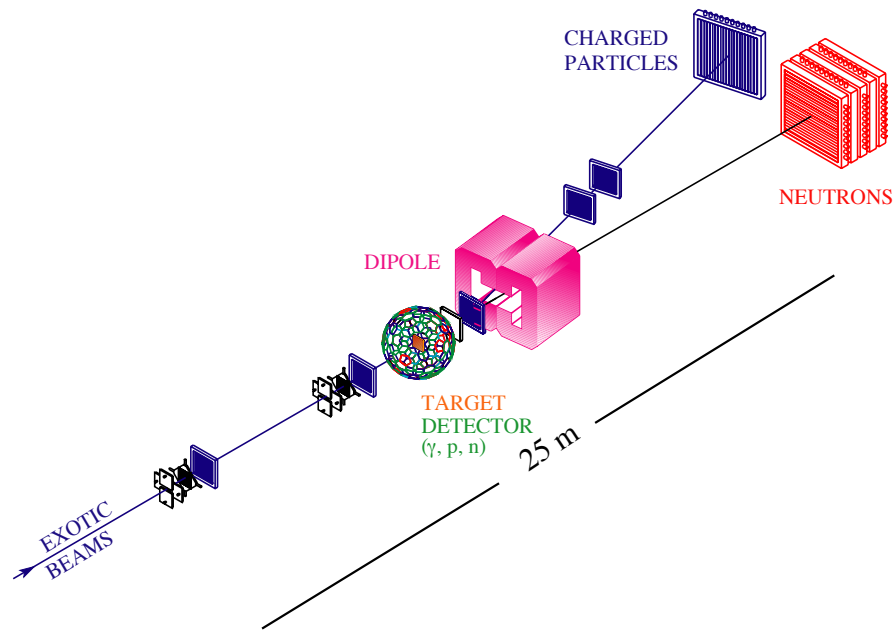


Figura 2.27: Dispositivo experimental de experimentos de cinemática exclusiva en núcleos halo. El haz incidente y los fragmentos de la reacción emergentes en el blanco se identifican mediante medidas posición, tiempo de vuelo y pérdida de energía, que proporcionan la masa, carga, energía y dirección de los mismos. Las partículas cargadas se desvían mediante un imán dipolar y los neutrones se detectan en la dirección hacia adelante. El blanco se rodea de un detector de elevada aceptación geométrica que detecta neutrones, protones y rayos γ .

2.4.1.1. Halos de un nucleón

El primer núcleo en el que se confirmó la existencia de un halo de un neutrón fué el ^{11}Be . Este núcleo puede ser descrito como un sistema de dos cuerpos, con un nucleón de valencia fuera del core de ^{10}Be . La energía de enlace es $S_n = 504$ keV. Hay un sólo estado excitado con $J^\pi = 1/2^-$. El radio del ^{10}Be core es de 2,30 fm, mientras que las distancias cuadrática media entre el core de ^{10}Be y el neutrón de valencia es 6,64 fm y 5,41 fm para el estado fundamental y el primer estado excitado, respectivamente. La cola no normalizada de la función de onda radial es $\chi(r) = \exp(-\kappa r)$ donde la longitud de atenuación $\kappa = \sqrt{2\mu S_n}/\hbar$ en términos de la masa reducida μ del neutrón y la energía de separación S_n . Muchas de las propiedades del ^{11}Be están determinadas por la cola de la función de ondas, mostrada en la figura 2.28. La gran extensión de la función de ondas tiene como consecuencia que las secciones eficaces de disociación, tanto coulombianas como nucleares, sean muy elevadas, y que la distribución de momentos de los fragmentos de ruptura sea estrecha. El estado fundamental de este núcleo es un intruso s , es decir el último neutrón está en la capa $1s$. Esto se confirmó en GANIL con un haz de ^{11}Be de 35.3A MeV proveniente de SISI sobre un blanco de hidrógeno líquido. Los núcleos de ^{10}Be se midieron en el espectrómetro magnético SPEG. El análisis de las secciones eficaces de la reacción $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ proporcionó el resultado.

Otros dos núcleos para los que se ha encontrado un halo de un neutrón son ^{15}C y ^{19}C . La estrecha distribución de fragmentos de ^{22}O provenientes de la fragmentación de ^{23}O sugiere que este núcleo también tiene un halo de un neutrón.

La estructura de halo de un protón se ha demostrado en los núcleos ^8B y ^{17}F . En el caso del ^8B , el primer experimento se realizó en el FRS del GSI. En reacciones de ruptura de un proyectil de ^8B de 1440A MeV sobre un blanco de carbono se encontró una distribución de fragmentos de ^7B estrecha ($\text{FWHM} = 91 \pm 5$ MeV/c) y una gran sección eficaz de eliminación de 1 protón ($\sigma_{-1p} = 98 \pm 6$ mb). El protón está con una probabilidad del 13.3% en un estado $1p_{3/2}$.

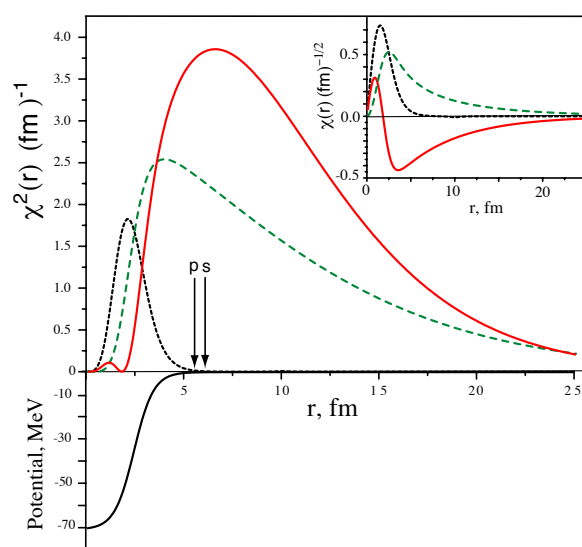


Figura 2.28: Halo en ^{11}Be . La línea continua corresponde a la función de ondas en el estado fundamental con $J^\pi = 1/2^+(1s_{1/2})$ mientras que la línea a trazos corresponde al estado excitado con $J^\pi = 1/2^-(0p_{1/2})$. Las funciones de onda del core ($0s_{1/2}$, $1s_{1/2}$ y $0p_{1/2}$), ligadas por 31, MeV, 0,504 MeV y 0,183 MeV, respectivamente, se muestran en el recuadro superior, y como se observa, tienen una extensión espacial mucho más reducida.

Se han predicho halos de 1 protón en $l = 0$ en la capa 1s0d, comenzando en los isótopos ligeros del fósforo, aunque no se espera que estos halos sean muy pronunciados debido a la alta barrera coulombiana para estos núcleos.

2.4.1.2. Halos de dos nucleones

Cuando tenemos fuerzas atractivas de dos cuerpos de corto alcance, el sistema de tres cuerpos está más ligado que cada uno de los subsistemas. Por lo tanto los estados halo surgen cuando los subsistemas de dos cuerpos están débilmente ligados o no están ligados. Si todos los sistemas de dos cuerpos no están ligados el sistema se denomina un sistema borroméico. mientras que si sólo uno de los subsistemas es ligado el estado se denomina tango. Para que existan estados halo los subsistemas individuales deben de estar o bien débilmente ligados o ser resonancias a baja energía. Los halos de dos neutrones se han confirmado en ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$ y existen evidencias importantes en ${}^{17}\text{Be}$, todos ellos núcleos borroméicos. La condición de borroméico no implica la existencia de halo. Este es el caso del núcleo borroméico ${}^{17}\text{Ne}$, en el que el posible halo de dos protones no se observa experimentalmente. Existen fuertes evidencias de un halo de dos protones en el núcleo ${}^{17}\text{Ne}$. No existe ninguna confirmación experimental de halos de un protón y un neutrón. En la tabla 2.2 se dan los posibles sistemas que pueden presentar estados halo, clasificados como borroméicos y tango.

En los experimentos que intentan demostrar la estructura de halo de dos neutrones, se detectan uno de los neutrones y el core. La suma de sus momentos es igual al momento del otro neutrón con el signo cambiado, ya que

$$\mathbf{p}_{n_1} + \mathbf{p}_{n_2} + \mathbf{P}_C = 0$$

De esta forma se mide la distribución de momento interna de los neutrones. Además, la distribución angular de los dos fragmentos detectados proporciona información sobre el estado de momento angular.

System	E^*	S	l	References
${}^2\text{H}_1 (n+p)$	0.0	2.2	0	Audi and Wapstra, 1995
${}^{11}\text{Be}_7 ({}^{10}\text{Be}_6+n)$	0.0	0.50	0	Audi and Wapstra, 1995
${}^{14}\text{B}_9 ({}^{13}\text{B}_8+n)$	0.0	0.97	0	Ajzenberg-Selove, 1991
${}^{12}\text{C}_{11} ({}^{10}\text{C}_{10}+n)$	0.0	1.22	0	Ajzenberg-Selove, 1991
${}^{12}\text{C}_{13} ({}^{10}\text{C}_{12}+n)$	0.0	0.53	0,2	Nakamura <i>et al.</i> , 1999
${}^{30}\text{Ne}_{21} ({}^{29}\text{Ne}_{20}+n)$	0.0	>0	1,3	Sakurai, 2002
${}^{34}\text{Na}_{23} ({}^{33}\text{Na}_{22}+n)$	0.0	?	1,3	Audi and Wapstra, 1995
${}^{35}\text{Mg}_{23} ({}^{34}\text{Mg}_{22}+n)$	0.0	?	1,3	Audi and Wapstra, 1995
${}^{40}\text{Al}_{27} ({}^{39}\text{Al}_{26}+n)$	0.0	>0	1,3	Sakurai, 2002
${}^{43}\text{Si}_{29} ({}^{42}\text{Si}_{28}+n)$	0.0	>0	1,3	Notani <i>et al.</i> , 2002
${}^4\text{He}_2 ({}^3\text{He}_1+n)$	20.21	0.36	0	Tilley <i>et al.</i> , 1992
${}^{10}\text{Be}_6 ({}^9\text{Be}_5+n)$	6.26	0.55	0	Ajzenberg-Selove, 1990
${}^{14}\text{Be}_6 ({}^{13}\text{Be}_5+n)$	5.96	0.85	0	Ajzenberg-Selove, 1990
${}^{11}\text{Be}_7 ({}^{10}\text{Be}_6+n)$	0.32	0.18	1	Endt, 1990
${}^{12}\text{B}_7 ({}^{11}\text{B}_6+n)$	2.62	0.65	0	Ajzenberg-Selove, 1990
${}^{12}\text{B}_7 ({}^{11}\text{B}_6+n)$	2.72	0.55	1	Ajzenberg-Selove, 1990
${}^{14}\text{B}_9 ({}^{13}\text{B}_8+n)$	0.74	0.23	1	Ajzenberg-Selove, 1991
${}^{12}\text{C}_{11} ({}^{10}\text{C}_{10}+n)$	0.29	0.44	0,2	Tilley <i>et al.</i> , 1993
${}^{16}\text{N}_{11} ({}^{15}\text{N}_{10}+n)$	2.61	0.22	1	Tilley <i>et al.</i> , 1995
${}^8\text{O}_{13} ({}^7\text{O}_{12}+n)$	3.08	0.73	?	Endt, 1990
${}^{28}\text{Ne}_{15} ({}^{27}\text{Ne}_{14}+n)$	3.32	0.96	?	Endt, 1990
${}^{28}\text{Ne}_{15} ({}^{27}\text{Ne}_{14}+n)$	4.07	0.11	?	Endt, 1990
${}^2\text{H}_1 (n+p)$	0.0	2.2	0	Audi and Wapstra, 1995
${}^8\text{B}_3 ({}^7\text{B}_2+p)$	0.0	0.138	1	Audi and Wapstra, 1995
${}^{12}\text{N}_5 ({}^{11}\text{C}_5+p)$	0.0	0.60	1	Audi and Wapstra, 1995
${}^{22}\text{Al}_9 ({}^{21}\text{Mg}_9+p)$	0.0	≈ 0.02	0,2	Audi and Wapstra, 1995
${}^{22}\text{Al}_{10} ({}^{21}\text{Mg}_{10}+p)$	0.0	0.13	0,2	Audi and Wapstra, 1995
${}^{13}\text{Si}_{10} ({}^{12}\text{Si}_{11}+p)$	0.0	?	0,2	
${}^{14}\text{P}_{11} ({}^{13}\text{Si}_{11}+p)$	0.0	≈ 0.1	0,2	Audi and Wapstra, 1995
${}^{14}\text{P}_{12} ({}^{13}\text{Si}_{12}+p)$	0.0	0.90	0,2	Audi and Wapstra, 1995
${}^{31}\text{Cl}_{14} ({}^{30}\text{S}_{14}+p)$	0.0	0.29	0,2	Audi and Wapstra, 1995
${}^{38}\text{K}_{16} ({}^{37}\text{Ar}_{16}+p)$	0.0	0.078	0,2	Audi and Wapstra, 1995
${}^4\text{He}_2 ({}^3\text{H}_2+p)$	20.21	-0.40	0	Tilley <i>et al.</i> , 1992
${}^{17}\text{Fe}_8 ({}^{16}\text{O}_8+p)$	0.50	0.105	0	Ajzenberg-Selove, 1991
${}^{21}\text{Na}_{10} ({}^{20}\text{Ne}_{10}+p)$	2.42	0.007	0	Endt, 1990
${}^3\text{H}_1 (d+\Lambda)$	0.0	0.14	0	Gibson, 2001
${}^6\text{He}_2 ({}^5\text{He}_2+n)$	0.0	0.17	1	Hiyama <i>et al.</i> , 1996 and 2001
${}^8\text{Be}_4 ({}^6\text{He}_2+{}^2\text{He}_2)$	0.0	-0.092	0	Audi and Wapstra, 1995

Tabla 2.2: Sistemas de tres cuerpos que pueden presentar estados halo. B significa borroméico y T tango. I indica el espín del estado, S la energía de ligadura de los dos cuerpos y E^* la energía

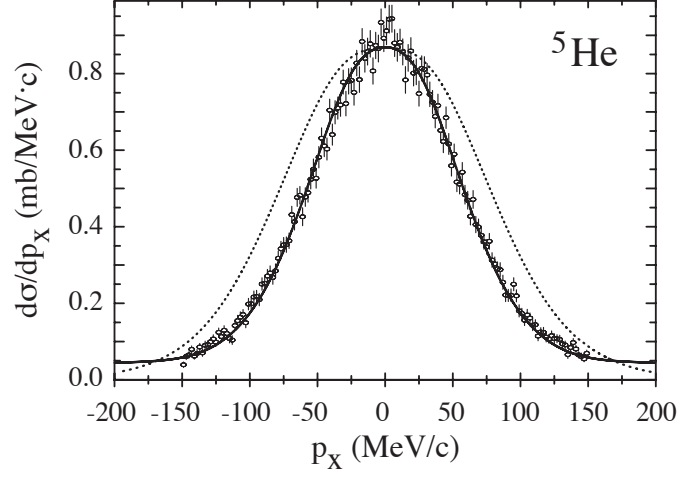


Figura 2.29: Distribución de momento transversal de ${}^5\text{He}$ producido mediante knock-out de ${}^6\text{He}$ incidente a 240A MeV sobre un blanco de carbono. La línea a puntos es un cálculo mediante el modelo de Serber y una función de ondas de tres cuerpos en el estado fundamental para el ${}^6\text{He}$. La línea continua es el resultado de un cálculo con función de onda de partícula independiente asintótica con radio de corte de 3,1 fm.

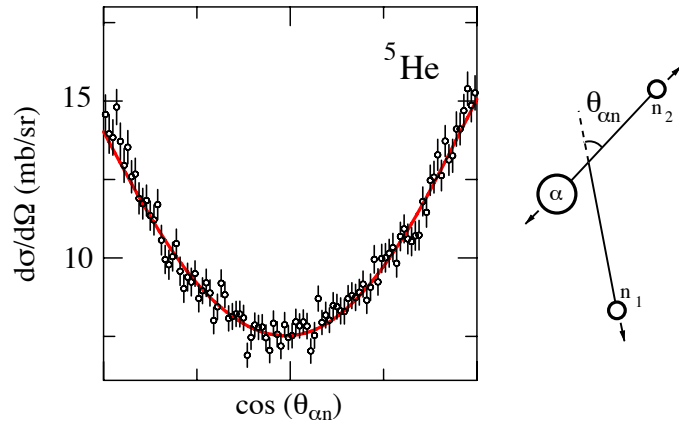


Figura 2.30: Correlación angular

2.4.1.3. Halos complejos

En el caso del ${}^8\text{He}$ se ha encontrado un fenómeno halo pero con una estructura de $\alpha + 4n$. Este núcleo tiene un tamaño similar al del ${}^6\text{He}$ pero con una energía de separación de dos neutrones más elevada ($S_{2n}({}^8\text{He}) = 2,139 \text{ MeV}$, $S_{2n}({}^6\text{He}) = 0,973\text{MeV}$). Una evidencia proviene de la validez aproximada de

$$\sigma_{-2n}({}^8\text{He}) + \sigma_{-4n}({}^8\text{He}) = \sigma_R({}^8\text{He}) - \sigma_R({}^6\text{He})$$

encopntrada a 790 A MeV. Esta evidencia se ha encontrado en otras reacciones como en la dispersión ${}^8\text{He}(\alpha, \alpha)$ y ${}^8\text{He}(p, t)$.

2.4.2. Determinación del tamaño de los estados halo

La energía de enlace de los dos neutrones halo del ${}^{11}\text{Li}$ es de sólo 300 keV, y están principalmente en estados s y p . Por esta razón pueden salir del core por efecto túnel, dando como consecuencia que el radio cuadrático medio del ${}^{11}\text{Li}$ es similar al del ${}^{48}\text{Ca}$, mientras que los dos neutrones se extienden en un volumen similar al del ${}^{208}\text{Pb}$. La primera evidencia del tamaño particularmente grande de los núcleos halo provino de la medida de secciones eficaces de interacción de diversos isótopos de He y Li mediante experimentos de transmisión. Resultados similares se han obtenido haciendo incidir un haz de núcleos radiactivos de 700A MeV sobre un blanco de protones (hidrógeno líquido) y midiendo la sección eficaz a bajas transferencias de momento.

Las medidas de secciones eficaces y dispersión elástica son sensibles sólo al tamaño total del sistema.

2.4.3. Desintegración β de núcleos halo

Las desintegraciones β de los núcleos cercanos a las drip-lines difieren en muchos aspectos de aquellas próximas al valle de estabilidad. Cuando nos movemos hacia las driplines la estructura nuclear en el continuo resulta cada vez más importante. La emisión de partículas retardadas β resulta más importante que la desintegración a estados ligados. En el caso de núcleos

exóticos, las partículas emitidas son observables experimentales importantes, como lo son también los rayos γ . La estructura de halo tiene una influencia directa en las desintegraciones β . Un efecto característico de los núcleos halo es que la gran extensión espacial del halo reduce la superposición entre los núcleos padre e hijo. Otro aspecto particular es que el halo puede desintegrarse más o menos independientemente del core, lo cual puede conducir directamente en el continuo. Si el valor del Q de la reacción es mayor que la energía de separación del deuterón resultante de la desintegración se puede producir emisión de deuterones retrasada β . Este tipo de desintegración es típica de los núcleos halo borroméicos. La emisión de deuterones retrasados β ha sido observada en ISOLDE en ${}^6\text{He}$ y posteriormente en ${}^{11}\text{Li}$. En el caso del ${}^{14}\text{Be}$ sólo se ha observado una ligera evidencia de emisión de tritones retrasados.

2.5. Fusión de núcleos halo

Una cuestión de interés es como influye el radio anormalmente grande de los núcleos halo en la sección eficaz de fusión. esto viene unido a la gran probabilidad de ruptura de estos núcleos.

2.6. Núcleos exóticos ligeros

Uno de los aspectos importantes es localizar las drip lines de cada núcleo, es decir sus isótopos con más y menos neutrones. Esta tarea no es nada fácil, debido a la dificultad de conocer si un isótopo dado es débilmente ligado o es una resonancia.

Los isótopos pesados (por encima del tritio) del hidrógeno se han buscado desde los años 60, bien como núcleos estables o como resonancias. La búsqueda directa se ha realizado mediante la fragmentación de ${}^6\text{He}$, observando las coincidencias $n+t$. Se observó un pico a 1,5 MeV sobre el umbral $t+n$. Sólo recientemente, mediante el estudio de reacciones $d(t,p){}^4\text{H}$ y $t(t,d){}^4\text{H}$, se ha sabido que el ${}^4\text{H}$ es una resonancia situada a 3.05 ± 0.19 MeV sobre el umbral

$t+n$ con una anchura de 5.14 ± 1.38 MeV.

El núcleo ${}^5\text{H}$ se ha buscado en reacciones $t+t$ en el canal $t(t,p){}^5\text{H}$. Se ha observado una estructura $1/2^+$ a 1.7 MeV y otras estructuras $5/2^+$ a 3 MeV y otra $3/2^+$ a 5.5 MeV. La misma resonancia a 1.7 MeV se ha encontrado en reacciones ${}^3\text{He}(t,p){}^5\text{H}$ y ${}^2\text{H}({}^6\text{He}, {}^3\text{H}){}^5\text{H}$.

El ${}^7\text{H}$ puede existir como una resonancia próxima al umbral $t+4n$ con una anchura estrecha. Se ha buscado en reacciones $p({}^8\text{He}, pp){}^7\text{H}$, con haces de ${}^8\text{He}$ a 61.3 MeV, encontrando evidencia de una resonancia próxima al umbral $t+4n$.

La existencia de cuatro neutrones ligados todavía es una cuestión abierta.

2.7. Radiactividad de dos protones

Aunque la radiactividad de dos protones fue ya predicha en los años 60, sólo se ha observado por primera vez en 2002, en dos experimentos distintos realizados en GANIL y GSI. Los experimentos se realizaron con el núcleo ${}^{45}\text{Fe}$, obtenido mediante fragmentación del ${}^{58}\text{Ni}$ e implantado en detectores de estado sólido donde se observó la desintegración.

2.8. Núcleos en la drip-line

La búsqueda de núcleos en la drip-line no es una tarea fácil. Durante cierto tiempo se buscó el núcleo doblemente mágico ${}^{28}\text{O}$, hasta que se confirmó que está mas allá de la drip-line. Los intentos realizados para formar ${}^{26}\text{O}$ fallaron, y finalmente se demostró que no estaba ligado y que el isótopo más pesado es ${}^{24}\text{O}$. Actualmente se piensa que la mayoría de los isótopos de Z impar cerca de la drip-line han sido encontrados pero no es el caso de los de Z par.

2.9. Nuevos núcleos mágicos

Unas de las grandes aportaciones realizadas por la síntesis de núcleos exóticos es la creación de nuevos núcleos mágicos. Uno de los que despertaron

más interés y que se consiguió en una carrera entre GANIL y el GSI (en donde se sintetizó en primer lugar con dos meses de diferencia fue el núcleo doblemente mágico ^{100}Sn , extraordinariamente rico en protones. La vida media medida es $0.66 + 1.16 - 0.44$ s. El método empleado fué la fragmentación del proyectil utilizando una discriminación $B\rho - \Delta E - B\rho$. Los núcleos cercanos de este núcleo, ^{101}Sn y ^{100}In también han sido sintetizados, en este caso mediante el método ISOL, utilizando reacciones de fusión con iones pesados. Otro núcleo importante al que se están dedicando esfuerzos, hasta ahora sin éxito, es el ^{78}Ni . El método que se emplea es la fisión de proyectiles relativistas de ^{238}U en un blanco de plomo. Este método ha permitido identificar más de 40 nuevos isótopos ricos en neutrones, utilizando un haz de 750 A MeV de energía.

2.10. Núcleos superpesados

Una de las cuestiones fundamentales de la Física Nuclear es saber cual es el núcleo más pesado que se puede formar. Hace unos 40 años se predijo teóricamente una isla de elementos superpesados, estabilizada contra la fisión. El modelo de la gota líquida de Myers y Swiatecky predice la energía de enlace promedio de los núcleos muy bien pero no contiene efectos de capas. Por otro lado, el modelo de capas no predice los valores cuantitativos de la energía de enlace de los núcleos, pero predice variaciones de esta energía de enlace que dependen del llenado de las capas. Un avance fundamental fue el hallazgo de Strutinsky de que si le restamos a la energía de enlace predicha por el modelo de capas su valor promedio y al resultado le sumamos al valor de la energía de enlace predicho por el modelo de la gota líquida de Myers y Swiatecky, se predice con gran precisión la energía de enlace experimental. Estos cálculos predicen un nuevo cierre de capas de protones y de neutrones, en los que los núcleos serían suficientemente ligados para no sufrir fisión espontánea. La isla de estabilidad predicha debería de estar centrada en $Z=114$ y $N=184$. Sin embargo, estos cálculos podrían no ser correctos. Cálculos recientes basados en el campo medio relativista predicen que la isla de estabilidad está situada a valores más altos de Z , concretamente que el cierre de capas se produce

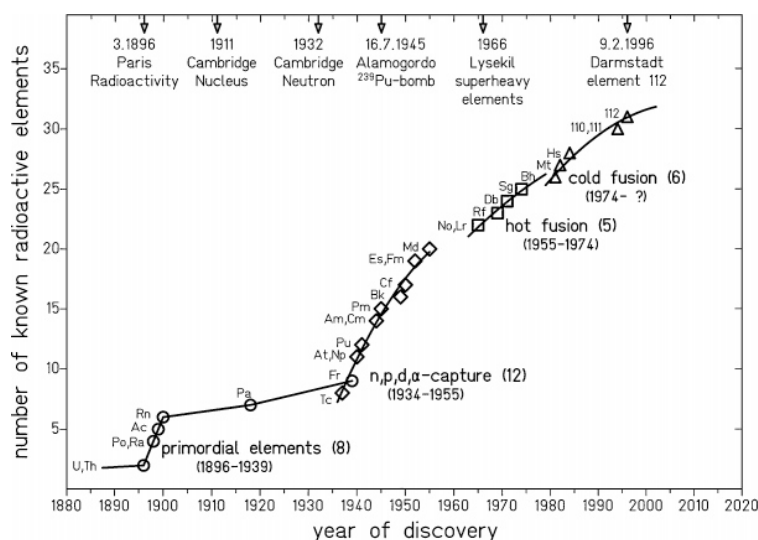


Figure 1 A century of radioactive elements. The number of known radioactive elements as function of time, starting in February 1896 with the discovery of radioactivity in U minerals (1) and ending in February 1996 with the synthesis of element 112 (2).

Figura 2.31:

para el elemento

2.10.1. Períodos de síntesis de elementos pesados

Mediante captura de partículas ligeras se formó hasta el Md e el período 1934-1955. En el período 1955-1974 empezó una nueva técnica, en la que los isótopos de tiempo de vida más largo de los actínidos eran fusionados con isótopos de los elementos ligeros de B a O, acelerados en aceleradores de partículas. Como el núcleo compuesto se calienta por este procedimiento hasta energías de 40 o 50 MeV, a este método se le conoce como fusión caliente, o fusión basada en actínidos. El elemento más pesado producido por este método fué el Seaborgio(Sg) en 1974. Este método se ha seguido empleando con proyectiles más pesados, desde F a S, produciendo nuevos isótopos.

En 1974 comenzó un nuevo período, el el que núcleos de capas cerradas ^{208}Pb y ^{209}Bi se comenzaron a fusionar con núcleos medios ricos en protones, tales como ^{54}Cr y ^{70}Zn . El núcleo compuesto queda a energías de excitación

entre 10 y 20 MeV, por lo que se denomina a este método fusión fría y también fusión basada en Pb/Bi. Este procedimiento ha servido para sintetizar los elementos del 107 al 112.

2.10.2. Dispositivos Experimentales

Para fusionar dos núcleos a energías de la barrera de Coulomb para producir los elementos más pesados, son necesarias energías incidentes comprendidas entre 4.5A y 5.5A MeV, lo que corresponde a energías incidentes entre 80 y 450 MeV para proyectiles de masa entre $A=16 - 80$.

Para detectar núcleos superpesados cuyos modos de desintegración son esencialmente desintegración α y fisión, ha sido necesario diseñar equipos especiales. Esencialmente se clasifican en separadores de retrocesos y separadores magnéticos rellenos de gas. Las funciones de excitación de fusión tienen una ventana inferior a 10 MeV. Esto implica blancos con menos de 10^{18} átomos/cm² (0.4 mg/cm²) y haces con una resolución de energía superior a 2 MeV. Como los blancos son relativamente delgados y la intensidad de partículas del haz es del orden de $6 \cdot 10^{12}$ p/s, se producen potencias de calentamiento del orden de 10 W. Esto calienta un haz de Pb o Bi hasta cerca de su punto de fusión.

Los sistemas deben de transportar los núcleos producidos a sistemas de detección para identificarlos. Esto se realiza con una determinada eficiencia ϵ_0 del orden de 0.4.

2.10.2.1. Filtros de velocidad

La conservación de la masa y el momento de los productos de fusión requiere que dichos productos sean emitidos con una velocidad bien definida $v = A_P v_P / (A_P + A_T)$. Las partículas con esta velocidad emitidas en la dirección del haz deben de ser productos de fusión. Un filtro de velocidad que seleccione estas partículas es un separador cinemático. Como los proyectiles van en la misma dirección el problema esencial es suprimir los proyectiles en la ventana de velocidades de los productos de fusión. El factor de supresión debe de ser al menos el cociente de proyectiles a productos de fusión que es

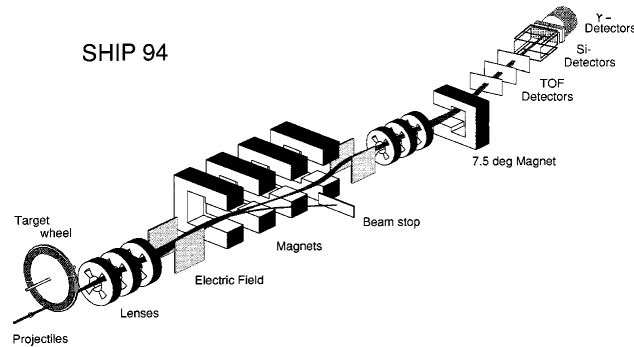


FIG. 1. The modified velocity filter SHIP (Separator for Heavy-Ion Reaction Products, Münzenberg *et al.*, 1979) and the new detection system. The drawing is approximately to scale, but the target wheel and the detectors are enlarged by a factor of 2. The length of SHIP from the target to the detector is 11 m. The target wheel has a radius of 155 mm. It rotates synchronously with beam macrostructure at 1125 rpm (Folger *et al.*, 1995). The detector system consists of three large-area secondary-electron time-of-flight detectors (Saro *et al.*, 1996) and a position-sensitive silicon detector array (Hofmann *et al.*, 1995a). The flight time of the reaction products through SHIP is 2 μ s. The filter, comprised of two electric and four magnetic dipole fields plus two quadrupole triplets, was extended by a fifth deflection magnet, allowing for the positioning of the detectors away from the straight beam line and for further reduction of the background.

Figura 2.32: El separador de fragmentos SHIP del GSI

del orden de 10^8 .

Entre los filtros de velocidad existentes en operación hay que destacar el filtro de velocidad SHIP en el GSI de Darmstadt, el filtro E/q VASILISSA en el FLNR de Dubna y el filtro A/q FMS en Argonne National Laboratory (USA).

En SHIP los residuos de evaporación se implantan en un conjunto de 7 obleas de Si de 16 strip detectors cada una, de 5 mm de anchura y 80 mm de larga. Tienen una resolución espacial de 0.5 mm para partículas α emitidas de los productos de evaporación y una resolución de energía de la α de 15 keV, y mide las partículas α y los productos de fisión con una aceptación de 80 % de 2π . Con una probabilidad del 90 % las señales de una cadena entera de desintegración se encuentran en 0.8 mm, lo cual da 700 píxeles efectivos.

2.10.2.2. Separadores magnéticos rellenos de gas

Una tecnología alternativa son los separadores magnéticos rellenos de gas, que tienen como principales ventajas menor costo y mayor rapidez y eficiencia que los filtros de velocidad, aunque con una selectividad algo menor. El gas utilizado es He aunque uno con H₂ se utiliza en el FLNR de Dubna. La idea

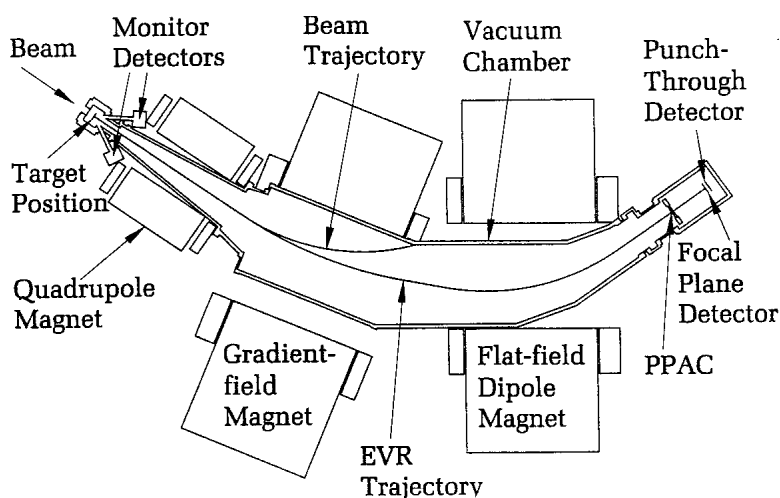


Figure 10 The LBL gas-filled separator BGS (Q_v, D_h, D) with its detector systems (53).

Figura 2.33:

es similar a la del método IGISOL. La deflexión en un volumen relleno de gas con campo magnético depende independiente mente de la masa A y del número atómico Z en vez de sobre su cociente. El gas promedia sobre las cargas ionicas.

2.10.3. Síntesis mediante reacciones basadas en actínidos

Este método se basa en bombardear los actínidos más pesados (^{238}U , ^{248}Cm , ^{249}Cf y ^{254}Es) con iones pesados del O al U a energía a la barrera de Coulomb, y utilizar química rápida para la separación.

El último nuevo elemento descubierto con actínidos es el Seaborgio (Sg). Se encontró en 1974 en la reacción $^{249}\text{Cf}(^{18}\text{O}, 4n)^{263}\text{Sg}$. Los intentos de sintetizar elementos de masa mayor por este método han fallado tanto en LBL como FNLR. Sin embargo este método ha servido para descubrir muchos isótopos nuevos.

En 1992 se sintetizó el ^{263}Db en la reacción $^{249}\text{Bk}(^{18}\text{O}, 4n)$ por una colaboración LBL-GSI., encontrando conexión con el ^{259}Lr .

En 1993 los isótopos ^{265}Sg y ^{266}Sg se sintetizaron en la reacción $^{22}\text{Ne} +$

^{248}Cm en los canales de $5n$ y $4n$.

En el 1994 se sintetizó el ^{267}Hs en el FLNR mediante la reacción $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ en el canal de $5n$. La sección eficaz de producción fue de 2.5 pb.

En el 1999 el isótopo ^{267}Bh se encontró en el PSI (Suiza) en la reacción $^{249}\text{Bk}(^{22}\text{Ne}, 4n)$, obteniendo una vida media de 17 s.

Las secciones eficaces más altas de síntesis de un elemento se obtienen para las reacciones más asimétricas posible, es decir, cuando se utiliza como blanco el isótopo más rico en neutrones del elemento más pesado posible.

2.10.4. Síntesis mediante reacciones basadas en Pb/Bi

Los elementos más pesados se han descubierto en reacciones en las que un haz de masa intermedia se ha hecho incidir sobre un blanco de Pb o Bi. También se han sintetizado nuevos isótopos de elementos ya descubiertos en reacciones con actínidos. Los primeros descubrimientos de importancia fueron los isótopos $^{253,254}\text{Rf}$, ^{256}Db , ^{258}Sg , ^{264}Bh , ^{269}Hs y ^{268}Mt , utilizando dosis del orden de 10^{18} proyectiles. El dominio de esta técnica condujo al descubrimiento de los elementos 110, 111 y 112. Vamos a describir brevemente cada uno de estos descubrimientos.

El isótopo ^{253}Rf se produjo en la reacción $^{204}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 1n)$ con una dosis de $2.2 \cdot 10^{17}$ iones, con una sección eficaz de producción de 0.19 nb. El ^{253}Rf se desintegra por fisión espontánea con una vida media de 48 μs . Comparado con el ^{255}Rf con $T_{1/2} = 1,6$ s y un 52 % de BR a fisión, la vida media en el canal de fisión disminuye en un factor $7 \cdot 10^4$, lo que implica una disminución de la barrera de fisión de 1.4 MeV entre ambos núcleos. Se demostró así la validez de la técnica para producir elementos con bajas barreras de fisión a energías de excitación próximas al estado fundamental.

El isótopo ^{254}Rf se produjo en la reacción $^{206}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 2n)$ con una dosis de $2,7 \cdot 10^{17}$ iones, con una sección eficaz de $2,4 \pm 0,2$ nb. Se desintegra por fisión espontánea con una vida media de 23 ± 3 μs . Su vida media disminuye en un factor 270 en comparación de ^{256}Rf (de $N=152$ a $N=154$).

El isótopo ^{256}Db se produjo en la reacción $^{209}\text{Bi}(^{50}\text{Ti}, 3n)$ con una sección eficaz de 190 mb. Se desintegra por emisión α de energías entre 9.02-9.2 MeV

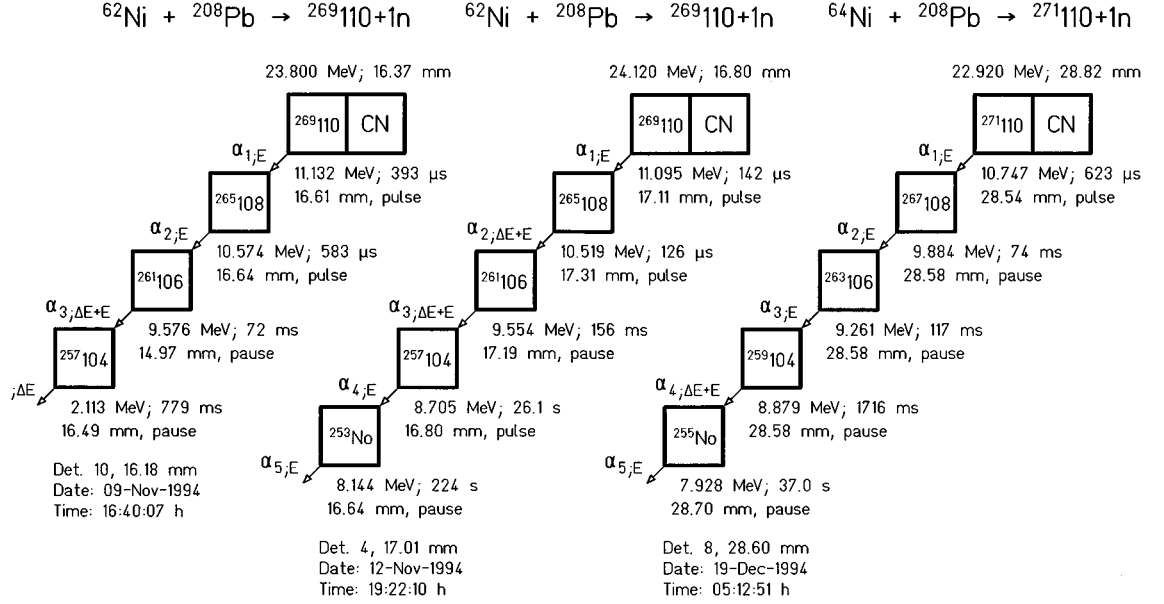


Figura 2.34: Cadenas de desintegración de los elementos 110 y 111

a ^{252}Lr , y también por conversión de electrones a ^{256}Rf . Su vida media es 1.9 s.

El isótopo ^{258}Sg se produjo en la reacción $^{209}\text{Bi}(^{51}\text{V}, 2\text{n})$ con una dosis de $1.4 \cdot 10^{18}$ iones, con una sección eficaz de 38 ± 13 pb. Se desintegra por fisión con una vida media de 2,9 ms.

El isótopo ^{264}Hs se produjo en la reacción $^{208}\text{Pb}(^{58}\text{Fe}, 2\text{n})$. Se desintegra por fisión espontánea (50 %) y emisión α , con una vida media de 0.45 s. En la misma reacción en el canal de 1n se produce el ^{265}Hs , con una sección eficaz de 70 ± 10 pb.

Los isótopos ^{264}Bh y ^{268}Mt se observaron en la desintegración del ^{272}Rg , descrito a continuación.

También se han observado diversos isótopos que ya se habían confirmado en reacciones con actínidos.

2.10.4.1. Descubrimiento de los elementos Ds(110), Rg(111) y 112

Los elementos $^{269,271}\text{Ds}$ y ^{272}Rg se sintetizaron en un experimento realizado en el GSI de Darmstadt durante 42 días entre Noviembre y Diciembre de 1994, en el que una dosis de $6,5 \cdot 10^{18}$ iones de $^{62,64}\text{Ni}$ se hizo incidir sobre un blanco de ^{208}Pb .

El elemento ^{269}Ds se produjo con un haz de ^{62}Ni con una sección eficaz de $3,3_{-2,7}^{+6,2}$ pb. Tiene una vida media de $170_{-60}^{+160} \mu\text{s}$ y se desintegra por emisión de partículas α de energía $E_{\alpha} = 11,11 \pm 0,02$ MeV.

El elemento ^{271}Ds se produjo con un haz de ^{64}Ni en la reacción $^{208}\text{Pb}(^{64}\text{Ni}, 1n)$ con una dosis de $2,1 \cdot 10^{18}$ iones, resultando en una sección eficaz de 15_{-6}^{+9} pb. Tiene una vida media de 56 ms y se desintegra por emisión de partículas α .

El elemento ^{272}Rg ($Z=111$) se descubrió con un haz de ^{64}Ni en la reacción $^{209}\text{Bi}(^{64}\text{Ni}, 1n)$ en el mismo experimento. La dosis empleada fue $2,2 \cdot 10^{18}$ iones y la sección eficaz de producción fue $3,5_{-2,3}^{+4,6}$ pb. Se desintegra por emisión α con un tiempo de vida de 1.5 ms. En la cadena de desintegración se obtuvieron el ^{268}Mt y el ^{264}Bh .

El elemento $^{277}112$ se descubrió también en el GSI de Darmstad, en un experimento llevado a cabo durante un periodo de 41 días en febrero y marzo de 1996 en el que $3,4 \cdot 10^{18}$ iones de ^{70}Zn se hicieron incidir sobre un blanco de ^{208}Pb . El experimento se repitió en mayo del 2000 con una dosis de $4,7 \cdot 10^{18}$ iones. La sección eficaz de producción es $1,0_{-0,7}^{+1,3}$ pb. Las energías de excitación exploradas estaban en una ventana de 9-13 MeV. En las cadenas de desintegración α se observaron los nuevos isótopos ^{273}Ds y ^{269}Hs .

2.10.4.2. Resultados en Dubna: indicios del descubrimiento de los elementos 113,114,115,116,118

En el ciclotrón U-400 de Dubna se han realizado experimentos de fusión fría desde 1970. En una serie de experimentos existen indicaciones bastante

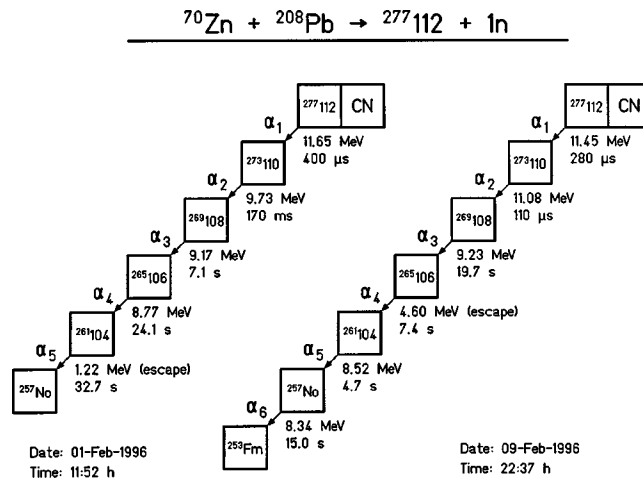


Figura 2.35: Cadena de desintegración del elemento 112

claras de la formación de los elementos 113, 114, 115, 116 y 118. En 1998 se irradió un blanco de ^{244}Pu con un haz de ^{48}Ca a 236 MeV, con una dosis de $5,2 \cdot 10^{18}$ proyectiles. En el canal ($^{48}\text{Ca}, 3n$) se obtuvo un suceso de $^{289}114$. Con una dosis de $1,1 \cdot 10^{19}$ iones sobre un blanco de ^{242}Pu se obtuvieron dos sucesos adicionales de $^{287}114$ en 1999. La sección eficaz de producción corresponde a 0.5 pb.

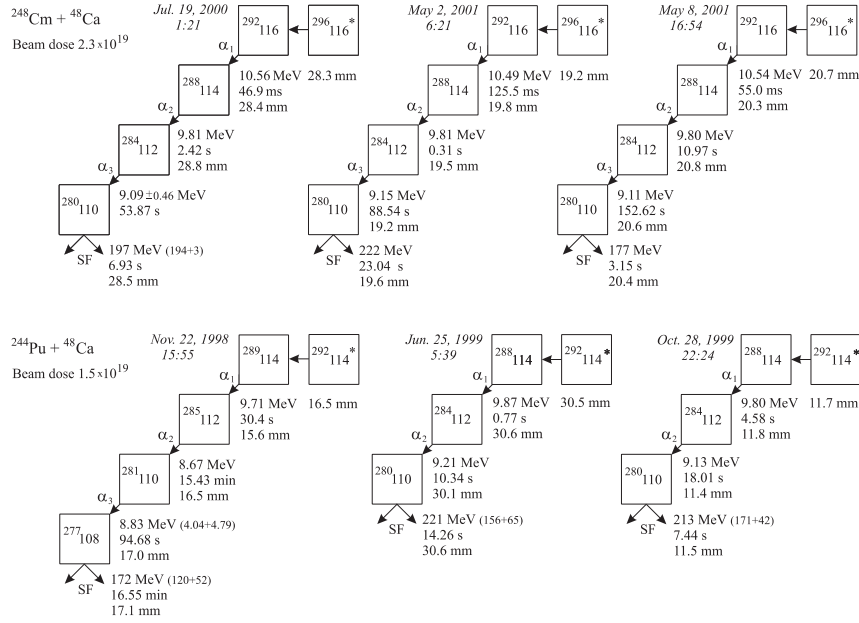


Figura 2.36: Cadenas 114

Figura 2.37: Propiedades 113 y 115

Isotope	Decay mode	Half-life	E_α (MeV)	Q_α (MeV)
$^{288}_{115}$	α	87^{+105}_{-30} ms	10.46 ± 0.06	10.61 ± 0.06
$^{284}_{113}$	α	$0.48^{+0.58}_{-0.17}$ s	10.00 ± 0.06	10.15 ± 0.06
$^{280}_{111}$	α	$3.6^{+4.3}_{-1.3}$ s	9.75 ± 0.06	9.87 ± 0.06
$^{276}_{115}$	α	$0.72^{+0.87}_{-0.25}$ s	9.71 ± 0.06	9.85 ± 0.06
$^{272}_{113}$	α	$9.8^{+11.7}_{-3.5}$ s	9.02 ± 0.06	9.15 ± 0.06
$^{268}_{111}$	SF(α /EC)	16^{+19}_{-6} h		
$^{287}_{115}$	α	32^{+155}_{-14} ms	10.59 ± 0.09	10.74 ± 0.09
$^{283}_{113}$	α	100^{+490}_{-45} ms	10.12 ± 0.09	10.26 ± 0.09
$^{279}_{111}$	α	170^{+810}_{-80} ms	10.37 ± 0.16	10.52 ± 0.16
$^{275}_{115}$	α	$9.7^{+46}_{-4.4}$ ms	10.33 ± 0.09	10.48 ± 0.09
$^{271}_{113}$	α			
$^{267}_{111}$	SF	73^{+350}_{-33} min		

Figura 2.38: Tabla experimentos 114

Reaction	E_{beam} (MeV)	E^* (MeV)	Beam dose
$^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$	235	30.4–34.7	5.0×10^{18}
	238	33.1–37.4	4.9×10^{18}
	244	38.0–42.4	4.7×10^{18}
	250	43.0–47.2	3.2×10^{18}
$^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$	230	29.3–33.5	5.8×10^{18}
	234	32.9–37.2	7.1×10^{18}
	240	37.7–41.9	5.2×10^{18}
$^{233}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$	240	32.7–37.1	7.7×10^{18}
$^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$	247	36.8–41.1	7.0×10^{18}

Figura 2.39: Propiedades 114, 116 y 118

Z	A	No. observed ^a	Decay mode, branch (%) ^b	Half-life ^c	Expected half-life ^d	E_α (MeV) TKE (MeV)	Q_α (MeV)
118	294	3(3/3)	α	$0.89^{+1.07}_{-0.31}$ ms	0.4 ms	11.65 ± 0.06	11.81 ± 0.06
116	291	3(3/3)	α	18^{+22}_{-6} ms	20 ms	10.74 ± 0.07	10.89 ± 0.07
	290	10(10/10)	α	$7.1^{+3.2}_{-1.7}$ ms	10 ms	10.84 ± 0.08	11.00 ± 0.08
114	287	16(16/16)	α	$0.48^{+0.16}_{-0.09}$ s	0.5 s	10.02 ± 0.06	10.16 ± 0.06
	286	24(19/12/7)	α :50 SF:50	$0.13^{+0.04}_{-0.02}$ s	0.2 s	10.19 ± 0.06 222 ^e	10.33 ± 0.06
112	283	22(19/19)	α :100 SF: ≤ 10	$3.8^{+1.2}_{-0.7}$ s	3 s	9.54 ± 0.06	9.67 ± 0.06
	282	12(12/-/5)	SF	$0.82^{+0.30}_{-0.18}$ ms		231 ^e	≤ 10.69
110	279	26(22/3/9)	α :10 SF:90	$0.20^{+0.05}_{-0.04}$ s	0.2 s	9.70 ± 0.06 228 ^e	9.84 ± 0.06
108	275	3(3/3)	α	$0.19^{+0.22}_{-0.07}$ s	0.8 s	9.30 ± 0.06	9.44 ± 0.06
106	271	3(3/2/1)	α :70 SF:30	$1.9^{+2.4}_{-0.6}$ min	0.7 min	8.54 ± 0.08 248 ^e	8.67 ± 0.08
104	267	2 (2/-/1)	SF	$1.3^{+2.3}_{-0.5}$ h		260 ^e	≤ 8.21

^aNumber of observed decays and number of events used for calculations of half-lives / α -particle energies / TKE, respectively^bBranching ratio is not shown if only one decay mode was observed.^cError bars correspond to 68%-confidence level.^dHalf-lives calculated using the Viola-Seaborg formula (see text) for α -decay energies, given in the next column.^eTKE obtained as the mean value of two registered fission fragments sum energies $E_{TOT}(\pm 5 \text{ MeV}) + 20 \text{ MeV}$.

Bibliografía

- [1] H. Geissel, G. Münzenberg, K. Riisager, Secondary exotic nuclear beams, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45** (1995) 163-203
- [2] K. Baum, High-accuracy mass spectrometry with stored ions, *Phys. Rep* **425** (2006) 1-78
- [3] M. S. Smith, K. E. Rehm, Nuclear Astrophysics measurements with radioactive beams, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **51** (2001) 91-130
- [4] M.V. Zhukov et al., Bound State properties of Borromean halo nuclei: ${}^6\text{He}$ and ${}^{11}\text{Li}$, *Phys. Rep* **231** (1993) 151-199
- [5] D.F. Geesaman, C.K. Gelbke, R.V.F. Janssens y B.M. Sherrill, Physics of a rare isotope accelerator, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **56** (2006) 53-92
- [6] P.G. Hansen, J.A. Tostevin, Direct reactions with exotic nuclei, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **53** (2003) 219-261
- [7] B. Jonson, Light dripeline nuclei, *Phys. Rep.* **389** (2004) 1-59
- [8] A. C. Mueller, B. M. Sherrill, Nuclei at the limit of particle stability, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** (1993) 529-583
- [9] W. Mittig, A. Lépine-Szily, N. A. Orr, Mass measurements far from stability, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **47** (1997) 27-66
- [10] A. A. Korshenninnikov, Trends in experimental studies of exotic nuclei, *Nucl Phys. A* **751** (2005) 501c-515c

- [11] L. F. Canto et al, Fusion and break-up of weakly bound nuclei, Phys. Rep. 424 (2006) 1-111
- [12] P.G. Hansen, A.S Jensen, Nuclear Halos, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **45** (1995) 591-634
- [13] G. Neyens, Nuclear magnetic and quadrupole moments for nuclear structure research on exotic nuclei, Rep. Prog. Phys. **66** (2003) 633-689
- [14] E. Roeckl, Exotic Nuclei, Rep. Prog. Phys. **55** (1992) 1661-1714
- [15]