Capítulo 3

Fusión de núcleos pesados y tópicos relacionados

3.1. Descripción cuántica de las reacciones a bajas energías

Las reacciones nucleares a bajas energías ($E \le 20 \text{ MeV}$) precisan una descripción completamente cuántica, a diferencia de las reacciones nucleares a energías intermedias y relativistas, donde la aproximación rayo de la Mecanica Cuántica empieza a ser válida. Además, la energía es inferior a la energía de Fermi, por lo que la función de onda nuclear es un objeto bien definido, antes y después de la colisión. Si tenemos una colisión

$$a + A \longrightarrow b + B$$

los estados antes y después de la colisión están definidos por las funciones de ondas inicial $\psi_i = \psi_A \psi_a \psi(\bar{r}_{aA})$ y $\psi_f = \psi_B \psi_b \psi(\bar{r}_{bB})$. Cuando ocurre una transición, suponemos que esta tiene lugar en un instante del tiempo mediante un potencial de interacción $V_{int}(\bar{r})$, que podemos describir en la forma de diagrama de Feynmann. Esta interacción puede tener lugar en varios instantes sucesivos, dando lugar a efectos de segundo orden y superior. En general, después de la interacción, la función de ondas del estado final se encuentra en una combinación lineal de todos los estados posibles:

$$\psi_{int} = \sum_{i} c_i \psi_{B_i} \psi_{b_i} \psi(\overline{r}_{b_i B_i})_i$$

que colapsa a un estado determinado cuando se realiza una medición. La probabilidad de transición de un estado inicial aA a otro final bB, en primer orden, es

$$P_{if} = \left| \langle \psi_b \psi_B \psi(\overline{r}_{bB}), V_{int} \psi_a \psi_A \psi(\overline{r}_{aA}) \rangle \right|^2$$

Cuando los efectos de orden superior son importantes esta expresión resulta más complicada, con términos de interferencia.

Las reacciones a bajas energías permiten obtener información sobre las funciones de ondas nucleares (modelos nucleares, formas nucleares, estados excitados, ...) y sobre el potencial de interacción V. Permiten igualmente crear nuevos núcleos mediante el proceso de reacción.

3.2. Diseño de un experimento a bajas energías

En una interacción a bajas energías, tanto la función de onda relativa como las probabilidades de transición varían fuertemente con la energía. Por lo tanto, la energía incidente debe de estar muy bién definida. En general, se requieren resoluciones de energía $\Delta E/E < 10^{-3}$. Esto sólo se consigue con aceleradores electrostáticos, tipo tandem van de Graaf. También se puede conseguir haces con buena resolución energética con ciclotrones, que proporcionan un haz con mala resolución energética pero de alta intensidad. Cuando este haz se acopla a un espectrométro magnético, se selecciona sólamente una parte del haz pero con la resolución de energía requerida. Este método por supuesto es antieconómico, pues aceleramos muchas más partículas que las que utilizamos en realidad, con la consiguiente pérdida de energía. Por esto, los ciclotrones se han usado muy poco a bajas energías.

El haz se transporta mediante tubos a una cámara de reacción, donde se encuentra el blanco. El sistema de aceleración haz-blanco, debe de encontrarse a alto vacío, mejor en general que 10^{-6} mm Hg, para evitar pérdida del haz, reacciones indeseadas con su radiactividad asociada y pérdida de resolución de energía. En la reacción se producen partículas cargadas (electrones y positrones, protones y fragmentos nucleares) y partículas neutras (neutrones y rayos gamma). Las partículas cargadas sufren una gran pérdida de energía cuando atraviesan la materia. Por lo tanto, los detectores de partículas cargadas deben de ser colocados en el interior de la cámara de reacción. Los detectores de partículas cargadas usualmente empleados son detectores de silicio. En el pasado se emplearon detectores de silicio sensibles a la posición y detectores de barrera de superficie. Estos detectores sólo pueden medir sucesos incidentes en el ángulo sólido subtendido por el detector. En general, sólo se utilizaban dos o tres detectores, con lo que se podía medir sólo sucesos en una aceptancia relativamente reducida. Los detectores se cambiaban de posición durante el experimento para medir todo el intervalo angular. Con el abaratamiento y la miniaturización de los detectores de silicio han surgido los detectores microstrip, que permiten medir las posiciones de las partículas con una resolución espacial de hasta 5 micras y una excelente resolución energética. Las partículas de diferente carga se pueden indentificar superponiendo dos SSD, uno fino y otro delgado, qur miden E y ΔE . La tendencia es la de utilizar sistemas de micro-strips que cubran todo el intervalo angular deseado, en general una fracción importante de 4π . Esto conlleva el gestionar un mayor número de canales, lo cual tampoco es un problema hoy en día debido al abaratamiento de los sistemas de adquisición de datos.

FOT 2.5.-

Figura 3.1: Cámara de reacción

Los detectores de partículas neutras se colocan normalmente fuera de la cámara de reacción. Esto es posible debido a la baja interacción de las partículas neutras en aire. Los detectores empleados para rayos gamma son en general centelleadores inorgánicos. Proporcionan un resolución de energía relativamente baja, del orden del 7% a 1 MeV, pero son baratos y eficientes. Cuando una partícula cargada penetra en estos centelleadores, preoducen como respuesta una luz de centelleo, de la forma

$$L = L_0 \left(e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_1} \right)$$

donde τ es el tiempo de población del estado excitado molecular que emite luz de centelleo y τ_1 es el tiempo de desintegración de dicho estado. La luz de centelleo emitida es proporcional a la pérdida de energía de la partícula en el detector

$$\frac{dL}{dx} = S\frac{dE}{dx}$$

Cuando mayor sea S mayor es la eficiencia. La luz se lee mediante tubos fotomultilpicadores, en los que la luz arranca electrones en el ánodo, que se multiplican por avalancha en los sucesivos dínodos, produciendo un impulso eléctrico en el cátodo. Este impulso eléctrico tiene un tiempo se subida similar a τ , por lo cual se pueden construir mediante los llamados discriminadores de fracción constante puertas lógicas con una resolución temporal de este orden, que sirven para cronometrar los tiempos de llegada a los detectores de las distintas partículas y el origen del tiempo de adquisición (trigger). Hay centelleadores que tienen dos orbitales moleculares distintos, con tiempos de población y desintegración distintos, y que son excitados en distinta proporción por partículas cargadas y neutras. Este es el caso del fluoruro de bario y el ioduro de cesio (ICs). Esta característica se puede emplear para discriminar partículas cargadas y neutras. El centelleador inorgánico que tiene una mejor resolución temporal es el fluoruro de bario, con una resolución del orden de los 200 ps. El ioduro de sodio (INa) es un detector barato y eficiente, pero con una resolución temporal pobre. En los últimos años ha habido un investigación muy intensa en centelleadores inorgánicos, motivada esencialmente por la Física Médica, para el desarrollo de la tomografía PET (Positron-Electron Tomography). Se han desarrollado nuevos centelleadores como LYSO y LSO, con excelente eficiencia y buena resolucion temporal y de energía. También se han obtenido centelleadores como el bromuro de lantano con una resolución temporal excelente (del orden del 3%).

En aplicaciones donde es necesaria una excelente resolución de energía se emplean los detectores de germanio hiperpuro (HpGe), qaue tienen una resolución energética mejor que 3 keV a 1 MeV. Sin embargo su coste es elevado y precisan criogenia durante su funcionamiento. Para rayos X y rayos gamma de baja energía se utilizan detectores de SiLi.

Para neutrones se pueden emplear los mismos centelleadores que para fotones, aunque en este caso la eficiencia es baja (menor del 10%). Si se desea mayor eficiencia se emplean plásticos centelleadores, que generan protones de retroceso, y vidrios dopados con ⁷Li, que se descompone en la interacción con neutrones en una partícula α y un núcleo de tritio con una probabilidad elevada.

3.3. Observables

Los observables que se miden usualmente son secciones eficaces diferenciales $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, definidas para un procerso x por

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{n_x}{n_p n_B \Delta \Omega}$$

donde n_x es el número de sucesos x detectados, n_P es el número de proyectiles empleado en el experimento, n_B es el número de núcleos blanco por unidad de área, y $\Delta\Omega$ es el ángulo sólido subtendido por el detector. El número n_B viene dado en función de la densidad superficial del blanco ρ_s y su número atómico A_B por

$$n_B = \frac{N_A \rho_S}{A_B}$$

donde N_A es el número de Avogadro. El número de proyectiles por dado por

$$n_P = \frac{Q_F}{Q_P}$$

donde Q_F es la carga recogida en la copa de Faraday y Q_P es la carga de los iones del proyectil. Finalmente el número de sucesos n_x viene dado por

$$n_x = \frac{n_x^{det}}{\epsilon(1-\tau)}$$

donde n_x^{det} es el número de sucesos x detectados y ϵ es el producto de todas las eficiencias de detección ligadas al suceso x: a) producto de las eficiencias intrínsecas de los detectores y aceptancias geométricas ϵ_{int} y ϵ_{geo} , b) eficiencia de la electrónica, ϵ_{ele} , determinada porque sólo se aceptan las señales que son superiores al ruido y que pasan los diferentes umbrales establecidos, en los discriminadores de la electrónicac) eficiencia del trigger, ϵ_{trig} , que acepta los sucesos buscados con una probabilidad inferior a la unidad, d) eficiencia del proceso de análisis de los datos, ϵ_{ana} , determinada por los criterios estadísticos y restricciones impuestas a los datos adquiridos para considerarlos como buenos. Por último, τ es la fracción de tiempo muerto de la adquisición, por lo cual sólo se adquieren sucesos durante la fracción de tiempo $1 - \tau$. Si la tasa de sucesos aceptados por el trigger es r_x y el tiempo necesario para adquirir un suceso es T_{adq} , tendremos que el tiempo muerto viene dado por $\tau = r_x T_{adq}$.

Hoy en día se determinan todas estas eficiencias mediante simulaciones mediante programas adecuados, como GEANT4, que incluyen un información geométrica exacta, un generador de sucesos realista y la simulación de la respuesta de los detectores, aunque este no es el caso de los experimentos realizados antes de los años 90.

Las secciones eficaces diferenciales proporcionan información detallada sobre la interacción nuclear. Cuando queremos obtener información sobre la evolución del sistema con la energía, se miden las secciones eficaces diferenciales en función de la energía incidente, con pasos de energía suficientemente pequeños para que el proceso que queremos observar sea visible. Este es el caso de las resonancias. La figura muestra las resonancias de neutrones.

Al observable

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE}$$

en función de la energía se le denomina función de excitación.

3.4. Colisiones de iones pesados en función del parámetro de impacto

Aunque el parámetro de impacto es un concepto clásico, en el caso de iones pesados está relativamente bien definido debido a que las masas elevadas de estos núcleos producedn longitudes de onda muy cortas. Podemos clasificar las colisionres nucleares como: colisiones lejanas, en las que hay sólo dispersión Coulombiana; colisiones rasantes, en la que hay esencialmente dispersión elástica, inelástica y transferencia de partículas; colisiones centrales, en las que ocurren fenómenos complejos, en los que los núcleos incidentes son fuertemente modificados. Dependiendo de la energía



Figura 3.2: Colisiones nucleares clasificadas por el parámetro de impacto



Figura 3.3: Colisiones en función del momento angular



Figura 3.4: Fusión nuclear y trayectorias

3.5. Fusión nuclear

En el lenguaje ordinario, se conoce como fusión nuclear las reacciones exotérmicas de núcleos ligeros

$$d + t \longrightarrow^{4} He + n \qquad Q = 17.6 \text{ MeV}$$

$$d + d \longrightarrow t + p \qquad Q = 4.0 \text{ MeV}$$

$$d + d \longrightarrow^{3} He + n \qquad Q = 3.25 \text{ MeV}$$

$$d +^{3} He \longrightarrow \alpha + p \qquad Q = 18.2 \text{ MeV}$$

que se estudian como fuente de energía termonuclear. En Física Nuclear se denomina fusión nuclear a cualquier proceso en que dos núcleos forman un sólo núcleo compuesto, en general inestable, que se desexcita emitiendo partículas o fragmentos nucleares o por los canales de desintegración usualmentes estudiados en Física Nuclear: desintegraciones α, β, γ y fisión. Representamos un proceso de este estilo por

$$(A_1, Z_1) + (A_2, Z_2) \longrightarrow (A_1 + A_2, Z_1 + Z_2)$$

El núcleo compuesto formado tiene una energía de excitación de

$$E_{ex} = E_{CM} + Q_{fus} = E_{CM} + [M(A_1) + M(A_2) - M(A_1 + A_2)]c^2$$

lo que hará en general que el núcleo compuesto sea inestable y no ligado.

La evidencia experimental de la existencia de la fusión es la detección de residuos de evaporación (lo que queda del núcleo compuesto después de la desexcitación) de masa próxima a $A_1 + A_2$. El núcleo compuesto, si su masa no es

elevada, se desexcita mediante la emisión de partículas, esencialmente neutrones, acompañados eventualmente por partículas α y protones, hasta que se produce un núcleo estable en el sentido que no se desintegra emitiendo nucleones. Este núcleo se desintegra aún hasta alcanzar el estado fundamental mediante la emisión de rayos γ . Si el núcleo formado no está en el valle de estabilidad sufrirá posteriormente las desintegraciones que sean más favorables. Cuando el residuo de evaporación tiene una masa muy elevada, se desintegra mediante fisión. Este fenómeno es conocido como fusión-fisión. La evidencia experimental de este fenómeno es que cuando A_1 y A_2 tienen masas muy distintas, los dos fragmentos emitidos tienen masas similares. Para $120 < A_1 + A_2 < 240$, la sección eficaz de fusión-fisión: $\sigma_{fus} = \sigma_{evap} + \sigma_{fus-fis}$.

La fusión de núcleos pesados es un proceso importante en el que se basa la síntesis de núcleos exóticos y superpesados.

La fusión se observa a energías tanto por encima como por debajo de la barrera de Coulomb. La fusión a energías superiores a la barrera de Coulomb es un fenómeno permitido clásicamente, mientras que la fusión por debajo de la barrera de Coulomb es un fenómeno puramente cuántico. Para que dos núcleos llegue a estar en contacto, hace falta una energía para vencer la repulsión Coulombiana. Vamos a llamar a esta energía $V_C(A_1, Z_1, A_2, Z_2, R_B)$. Esta energía depende de la forma y tamaño de los núcleos. La energía de excitación del núcleo compuesto. La energía liberada cuando se produce la fusión es

$$B(A_1, Z_1, A_2, Z_2) = M(A_1, Z_1) + M(A_2, Z_2) + V_C(A_1, Z_1, A_2, Z_2, R_B)$$

- M(A₁ + A₂, Z₁ + Z₂)

Cuando esta cantidad es positiva se libera energía con la formación del núcleo compuesto, mientras que cuando esta energía es negativa, el núcleo compuesto es inestable con respecto a la fisión. Esta cantidad depende de A_1 y A_2 , y la podemos representar para un valor de $A = A_1 + A_2$ dado en función de la relación $r = A_1/A$. Tomamos para M(A, Z) la expresión dada por la fórmula semiempírica de masas, ignorando efectos de apareamiento

$$M(A,Z) = a_V A + a_S A^{2/3} + a_C A^{-1/3}$$

Para A < 120 se favorece la evaporación de neutrones. Entre 120 < A < 300 la fisión y la evaporación de neutrones compiten, mientras que para A > 300 el núcleo compuesto es inestable y fisiona simétricamente.

3.6. Estabilidad del núcleo con respecto al momento angular

Aparte de la masa y la carga, el parámetro mas importante que determina la estabilidad del núcleo es el momento angular. Un núcleo con momento angular

está sometido a la acción de fuerzas centrífugas. Por encima de un valor crítico del momento angular el núcleo compuesto no puede mantenerse unido. Si el núcleo está deformado cuadrupolarmente con parámetro de deformación β_2 , su radio depende del ángulo en la forma

$$R(\theta,\phi) = R_0(1+\beta_2 Y_{20}(\theta,\phi))$$

por lo que su momento de inercia \mathcal{I} depende de β_2 . Cuando el núcleo tiene un momento angular $L = l\hbar$, su energía de rotación es

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mathcal{I}(\beta_2)}$$

Por otro lado hay una energía de deformación debida a la variación de la superficie nuclear y de la repulsión Coulombiana:

$$E_{def}(\beta_2) = E_S(\beta_2) - E_S(0) + E_C(\beta_2) - E_C(0)$$

La deformación que hace al núcleo más estable para un valor de l determinado es aquella que minimiza E_{def} . Se define el parámetro de fisibilidad x por

$$x = \frac{E_C}{2E_S}$$

Cuando utilizamos la fórmula semiempírica de masas, obtenemos

$$x \simeq \frac{Z}{120}$$

Cuando se representa la energía de deformación en función de β_2 para un x fijo, se obtiene que si x < 1, hay una barrera de fisión, que si x < 1 hay una barrera de fisión, por lo que el núcleo no puede fisionar espontáneamente salvo por efecto túnel, mientras que si x > 1, el núcleo fisiona espontáneamente.

3.7. Formación de resonancias y del núcleo compuesto

Cuando en una onda parcial determinada la energía incidente es similar al techo del potencial efectivo correspondiente a dicha onda parcial, tendremos un sistema dinuclear que rota con la velocidad angular correspondiente al momento angular l, pero que tiene una velocidad radial muy reducida, por lo cual tiene un tiempo de vida grande. Se forma una resonancia. Dependiendo de la estructura, masa y carga de ambos núcleos, el resultado de esta resonancia podrá ser el núcleo compuesto, o un sistema dinuclear que vuelve a separarse en dos núcleos, sea en el mismo canal elástico o en canales inelásticos o de transferencia de partículas



Figura 3.5: Esquema de la desintegración del núcleo compuesto con respecto de la línea Yrast

de baja energía de excitación. En el primer caso, el núcleo compuesto estará en general a una energía de excitación elevada dada por

$$E_{ex} = E_{cm} + B(A_P + A_T, Z_P + Z_T) - B(A_P, Z_P) - B(A_T, Z_T)$$

con momento angular $l\hbar$.

Se define la línea Yrast como el conjunto de estados excitados de menor energía para cada momento angular. Está formada por fragmentos de bandas rotacionales, construidas sobre el estado fundamental o sobre estados excitados. Normalmente el núcleo compuesto se forma a energías muy por encima de la línea Yrast. Entonces desintegra mediante emisión de neutrones cerca de la línea Yrast, en dirección vertical, es decir sin perder prácticamente momento angular. Seguidamente puede emitir también algún protón o partícula α , perdiendo unas pocas unidades de momento angular, hasta situarse sobre la línea Yrast.

Una vez que el núcleo está sobre la línea Yrast, se desintegra mediante transiciones electromagnéticas cuadrupolares al estado fundamental. Si se producen N_{γ} transiciones hasta alcanzar el estado fundamental, podemos inferir que el momento angular inicial era $I = 2N_{\gamma}\hbar$ más el momento angular transportado por neutrones que suele estar comprendido etre $2\hbar - 4\hbar$, y el momenro angular transportado por partículas cargadas, que depende de su masa y número.

En una banda rotacional la relación entre la energía de los estados y el spin de rotación es

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}I(I+1) + E_0$$

donde \mathcal{I} es el momento de inercia nuclear y E_0 la energía del denominado estado cabeza de banda (estado intrínseco cuya rotación origina la banda rotacional). En la transición de un estado de momento angular I a I - 2, la energía del rayo γ emitido será

$$E_{\gamma}(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}I(I+1) - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}(I-2)(I-1) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}(4I-2)$$

Por lo tanto, los rayos γ se situan en el espectro de energía separados un espaciado constante

$$\Delta E_{\gamma}(I) = E_{\gamma}(I) - E_{\gamma}(I-2) = \frac{4\hbar^2}{\mathcal{I}}$$

La observación de una serie de rayos γ con espaciado constante es una marca característica de la presencia de una banda rotacional.

Una de las magnitudes fundamentales de los núcleos deformados es su momento de inercia. Lo podemos obtener de la relación

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} = \frac{dE(I)}{dI(I+1)} \simeq \frac{E(I) - E(I-2)}{4I - 2}$$

que de denomina momento de inercia dinámico. Cuando este momento de inercia se representa en función de I aparecen variaciones bruscas. Estas variaciones son más evidentes cuando se representa en función del cuadrado de la velocidad de rotación, que se obtiene de la relación

$$E(I) = \frac{L^2}{2\mathcal{I}}$$

Como $L = \sqrt{I(I+1)}\hbar$ tenemos

$$\frac{dE(I)}{dL} = \frac{dE(I)}{d\sqrt{I(I+1)\hbar}} = \frac{L}{\mathcal{I}} = \omega$$

de donde

$$(\hbar\omega)^2 = \left(\frac{dE(I)}{dI(I+1)}\frac{dI(I+1)}{d\sqrt{I(I+1)}}\right)^2 = 4I(I+1)\left[\frac{dE(I)}{dI(I+1)}\right]^2$$

Cuando representamos E(I) en función de $(\hbar \omega)^2$, obtenemos para ciertos núcleos una gráfica semejante a la de la figura 3.6.

Vemos que para el ¹⁵⁸Er se produce un aumento brusco del momento de inercia para la transición de $I = 12^+$ a $I = 14^+$. La interpretación de este fenómeno es que el núcleo pasa de ser superfluido a casi rígido. Esto ocurre porque es más favorable romper un par de Cooper para aumentar la energía de excitación que aumentar un nivel rotacional. Este fenómeno se produce a un momento angular crítico en el que se cumple



Figura 3.6: Comparación del momento de inercia θ teórico y experimental en función del cuadrado de la frecuencia rotacional para ¹⁵⁸Er. \blacktriangle , teoría; \circ , experimento.

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_{sup}}I_C(I_C+1) + E_{pair} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_{riq}}I_C(I_C+1)$$

La disminución de energía producida por el aumento del momento de inercia es mayor que la energía invertida en romper el par de Cooper. El momento de inercia predicho por el modelo de Bohr y Mottelson es

$$\mathcal{I} = \frac{3\rho R_0^5}{2}\beta^2 = \frac{9}{8\pi}AR_0^2\beta^2 = \frac{45}{16\pi}\mathcal{I}_{rig}\beta^2$$

donde \mathcal{I}_{rig} es el momento de inercia de una esferas rígida dado por $\mathcal{I}_{rig} = \frac{2}{5}MR_0^2$. En la zona de las tierras raras, A = 170, $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_{sup}} \simeq 90$ keV mientras que $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_{rig}} \simeq 6$ keV.

En los espectros experimentales se observa una disminución del espaciado de los picos de energía de los fotones, indicando la transición a bandas rotacionales de momento de inercia mayor.

El backbending se puede interpretar también como el cruce de la banda rotacional fundamental (superfluida) con la banda rotacional excitada (rígida). Conforme se van rompiendo pares de Cooper, sobre todo en orbitales de spin elevado, los momentos angulares de los nucleones se alinean, produciendo un aumento del spin total. Se pueden producir núcleos de spin elevado, del orden de $60\hbar$. Este es un ejemplo de materia nuclear sometida a condiciones extremas. Las velocidades de los nucleones en el borde del núcleo son prácticamente relativista en un modelo clásico.

La naturaleza deformada de un núcleo se expresa a través de los parámetros de deformación. Para un núcleo con simetría axial tenemos:

$$R = R_0(1 + \beta_2 Y_{20}(\theta, \phi) + \beta_4 Y_{40}(\theta, \phi) + \beta_6 Y_{60}(\theta, \phi) + \cdots$$

Sólo se han podido constatar experimentalmente deformaciones cuadripolares y hexadecapolares. Las deformaciones observadas en el estado fundamental son del orden de $\beta_2 \leq 0,3$. Para poder mantener spines tan elevados los núcleos deben deformarse mucho más a fin de aumentar su momento de inercia. El momento de inercia de un núcleo deformado está ligado a la deformación mediante la expresión

$$\mathcal{I} = \frac{2}{5} A M_N R_0^2 (1 + 0.31\beta_2 + O(\beta_2^2))$$

Este aumento del momento de inercia se observa experimentalmente a través del espaciado de los rayos γ de desintegración. Se encuentra que a valores de spin elevados $\beta_2 \simeq 0.6$. Esto equivale a una relación entre los ejes axial y longitudinal de

$$< r_3^2 >^{1/2} :< r_\perp^2 >^{1/2} = 2:1$$

Se ha especulado con la posibilidad de producir núcleos hiperdeformados con

$$< r_3^2 >^{1/2} :< r_\perp^2 >^{1/2} = 3 : 1$$

Las deformaciones se pueden obtener también a partir de las probabilidades reducidas de transición cuadripolares, o lo que es lo mismo, el tiempo de vida, que dependen del momento cuadripolar intrínseco Q_0 . Las expresión que permite obtener el momento cuadrupolar intrínseco Q_0 a partir del tiempo de vida del estado es:

$$\frac{1}{T_{1/2}} = 1.83 \times 10^8 E_{\gamma}^5 e^2 Q_0^2 \frac{I(I-1)}{(2I+1)(2I-1)}$$

de done podemos obtener la deformación β_2 como la solución de la ecuación

$$Q_0 \simeq \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_0^2 \beta_2 (1 + 0.26\beta_2 + O(\beta_2^2))$$

donde la solución positiva corresponde a una deformación prolate y la negativa a la deformación oblate.

Las reacciones para producir núcleos superdeformados deben de producirse a energías suficientemente bajas para que el núcleo compuesto no fisione. Como ejemplo de reacciones empleadas tenemos

100
Mo $(^{36}$ S $, 4n)^{132}$ Ce

у

120
Sn $(^{36}$ S, $4n)^{152}$ Dy

con un haz incidente de ³⁶S a 155 MeV. Para realizar los experimentos se utilizan conjuntos de detectores dispuestos alrededor de una esfera, de forma que cubran un ángulo sólido cercano a 4π . Estos detectores son usualmente detectores de HPGe con blindaje antiCompton. Este blindaje es esencial para descartar los rayos gamma que produzcan un gamma adicional por efecto Compton, ya que esto falsearía la multiplicidad de gammas del suceso. Los blindajes anti-Compton se hacen de cristales centelleadores de alta densidad, ya que lo importate es una eficiencia elevada. Un material frecuente para estos cristales es el BGO.

Existen diversos detectores de alto spin en el mundo, construidos por colaboraciones de decenas de personas. Podemos citar por ejemplo Euroball y Gammasphere.



Figura 3.7: Detalle del detector Euroball alrededor del blanco.



Figura 3.8: Detector Euroball visto desde el exterior.



Figura 3.9: Resultados posibles de la fusión de núcleos pesados

3.8. Fusión a energías superiores a la barrera de Coulomb

Como hemos visto el potencial efectivo tiene bolsillos, similares al del potencial de Morse entre moléculas. Si los núcleos se aproximan hasta la distancia en la que se encuentra el mínimo del potencial, pueden acabar atrapados en el mismo. Para una onda parcial determinada, si la energia incidente es inferior a la barrera de esta onda, los núcleos solo podran interpenetrarse hasta el mínimo del potencial atravesando la barrera mediante efecto túnel. Pero para las ondas parciales en las que el máximo de la barrera del potencial efectivo es inferior a la energía incidente, los núcleos podrán alcanzar el minimo del potencial sin dificultal, hasta la parte interior de la barrera. Una vez que han llegado a este punto, se producen excitaciones internas que hacen disminuir la energía relativa haciendo que los núcleos queden atrapados en el pozo de potencial. Este estado es una puerta (doorway) a excitaciones posteriortes, que producen finalmente un núcleo compuesto equilibrado. La velocidad con la que esto se produce depende de lo fácil que sea producir excitaciones internas. Una medida de esta facilidad es la intensidad de la parte imaginaria del potencial óptico. Si esta parte imaginaria es importante, se producirán inmediatamente excitaciones quue producen el núcleo compuesto, este es el caso de núcleos alejados de capas cerradas, y con número impar de protones o neutrones. Pero si la parte imaginaria es muy débil, el sitema puede penetrar hasta la parte interior de la barrera y salir rebotado hacia el exterior, sin quedar atrapado. Esto ocurre sólo cuando ambos núcleos son par-par y fuertemente ligados. Este fenomeno sólo se observa cuando ambos núcleos son ligeros y par-par con caps cerradas o configuraciones cercanas como por ejemplo ${}^{12}C + {}^{12}C, {}^{16}O + {}^{16}O, \alpha + {}^{16}O.$

Vamos a considerar sistemas en los que la parte del potencial imaginario en el interior de la barrera es importante. Podemos suponer que cuando los núcleos atraviesan la barrera sufren excitaciones inelásticas y reacciones de transferencia de nucleones que los hace quedar atrapados en el pozo de potencial. Este estado es sólo un estado metaestable, de un tiempo de vida de unos 10^{-19} s, pero durante este tiempo ocurren una serie de reacciones que conducen a la formación del núcleo com puesto, por lo que este estado metaestable (estado doorway) es una especie de puerta que conduce a la fusión. A partir del momento en que se alcanza este estado ocurren una serie de reacciones que conducen a la formación de un núcleo compuesto equilibrado. La sección eficaz será la coorespondiente a todas las ondas parciales con bolsillo de potencial. Si la onda parcial máxima que contribuye es l_{max} , su parámetro de impacto asociado clásicamente es $kb_{max} = l_{max}$, y la sección eficaz correspondiente en la aproximación clásica será

$$\sigma_{fus} = \pi b_{max}^2 = \pi \frac{l_{max}^2}{k^2}$$

Aunque la posición de la barrera varía con la onda parcial, esta variación es pequeña y en lo que sigue no la tendremos en cuenta. El valor de l_{max} se calcula de la condición de que en la posición de la barrera, R_B , la altura del potencial sea igual a la energía incidente en CM

$$E = V_N(R_B) + V_C(R_B) + \frac{l_{max}(l_{max} + 1)\hbar^2}{2\mu_{\alpha}R_B^2}$$

con lo qaue obtenemos

$$l_{max}(l_{max} + 1)\hbar^2 = 2\mu_{\alpha}R_B^2 \left(E - V_N(R_B) + V_C(R_B)\right)$$

Como para ondas parciales elevadas $l(l+1) = (l+\frac{1}{2})^2 + \frac{3}{4} \simeq l^2$, tenemos

$$b_{max}^{2} = \frac{l_{max}^{2}}{k^{2}} = \frac{l_{max}^{2}\hbar^{2}}{2\mu_{\alpha}E} \simeq \frac{R_{B}^{2}\left(E - V_{N}(R_{B}) + V_{C}(R_{B})\right)}{E}$$

con lo que la sección eficaz viene dada por

$$\sigma_{fus}(E) = \pi b_{max}^2 = \pi R_B^2 \left(1 - \frac{V(R_B)}{E} \right)$$
(3.1)

con $V(R_B) = V_N(R_B) + V_C(R_B)$. Si esta fórmula fuese válida para todas las energías, el valor asintótico de la sección eficaz de fusión sería πR_B^2 , aunque como veremos a continuación, este no es el caso.

Cuando la ecuación 3.1 se representa en funcion de $x = \frac{1}{E}$, se obtiene una relación lineal, con ordenada en el origen πR_B^2 y pendiente $\pi R_B^2 V(R_B)$. Los datos experimentales a energías cercanas a la barrera muestran de hecho este comportamiento lineal, con pendientes y ordenadas en el origen que coinciden con los



Figura 3.10: Datos experimentales en los que se observa la variación con la energía debida al momento angular crítico y a la saturación.

deducidos del radio de la barrera R_B y potencial de la barrera V_B obtenidos del modelo óptico.

El comportamiento anterior debería ser válido hasta la energía en la que l_{max} corresponde la onda parcial en la que el bolsillo del potencial desaparece, llamado momento angular crítico, l_{crit} . Este momento angular crítico es el momento angular a partir del cual el núcleo compuesto es inestable con respecto a la fisión. Se denomina energía crítica, E_{crit} , a la energía incidente a la que se alcanza la onda parcial crítica. A partir de esta energía no contribuiría ninguna nueva onda parcial, por lo que la sección eficaz sería

$$\sigma_{fus}(E) = \pi b_{crit}^2 = \pi \frac{l_{crit}^2 \hbar^2}{2\mu_{\alpha}E}$$
(3.2)

lo que produce una disminución de la sección eficaz inversamente proporcional a la energía, debido a que el parámetro de impacto correspondiente al momento angular crítico disminuye con la energía. Este comportamiento se observa para muchos sistemas, como se ilustra en la figura 3.10. Sin embargo, cuando la energía aumenta, se observa para muchos sistemas que, aunque el comportamiento en función de x sigue siendo lineal, a una energía determinada la pendiente y la ordenada en el origen disminuyen. Llamemos E_c , a la energía a la que ocurre este cambio de comportamiento. La comparación de datos experimentales para diversos sistemas con cálculos microscópicos han conducido a la conclusión de que la causa de este cambio de comportamiento es que, para las ondas parciales elevadas, la parte interior de la barrera de potencial está en valores muy externos del radio que impiden que la superposición de los núcleos sea lo suficientemente importante para que la producción del núcleo compuesto tenga lugar. A estas energías la condición que se debe de imponer a una onda parcial para que la fusión tenga lugar es que se alcance una distancia relativa crítica, R_{crit} , a la cual la superposición de ambos núcleos es suficiente para que la formación del núcleo compuesto tenga lugar. Para los sistemas en los que se observa este cambio de pendiente, el radio de retorno interior de la barera es superir a R_{crit} , por lo que a la energía de la barrera no se produce la superposición necesaria para que la serie de excitaciones que conducen a la formación del núcleo compuesto tenga lugar. Para la onda parcial máxima que contribuye a la fusión, exigimos no sólo que la energía incidente sea superior a la barrera de potencial, sino también mayor que el potencial efectivo a R_{crit} . El cambio de comportamiento ocurrirá a la energía incidente en CM igual a la barrera de potencial de la onda parcial l_c a la que $E_c = V_{l_c}(R_{crit}) = V_{l_c}(R_B)$. La onda parcial máxima que contribuye a la fusión a una energía incidente E viene dada por la condición

$$E = V_N(R_{crit}) + V_C(R_{crit}) + \frac{l_{max}(l_{max}+1)\hbar^2}{2\mu_\alpha R_{crit}^2}$$

El mismo razonamiento clásico empleado anteriormente conduce a la expresión para la sección eficaz de fusión

$$\sigma_{fus}(E) = \pi b_{max}^2 = \pi R_{crit}^2 \left(1 - \frac{V(R_{crit})}{E} \right)$$
(3.3)

para energías entre E_c y E_{crit} . Como el potencial óptico no es sensible a la parte interior del potencial, debido a que la parte imaginaria es muy importante y produce la anulación en la práctica de la función de onda, R_{crit} y V_{crit} no se pueden determinar a partir de dicho potencial óptico. Lo que se hace es determinar R_{crit} y V_{crit} de la pendiente y ordenada en el origen de los datos experimentales, y comparar estos resultados con los proporcionados por modelos microscópicos. Se obtiene en general un buen acuerdo entre los modelos microscópicos y los datos. Tenemos por lo tanto tres zonas características de la fusión sobre la barrera de Coulomb. Para $V_B < E < E_c$, la sección eficaz de fusión crece con la energía y viene dada por la Ec. 3.1. Entre E_c y E_{crit} , la sección eficaz de fusión viene dada por la ecuación 3.3, hasta alcanzar su valor máximo. A partir de E_{crit} , la sección eficaz de fusión disminuye según la ecuación 3.2, lo que se interpreta como que el número de ondas parciales que contribuyen permanece constante pero el parámetro de impacto asociado disminuye con la energía. Este comportamiento se ilustra en la figura 3.11. Para los sistemas en los que $E_c > E_{crit}$ la segunda zona no se observa. Limitaciones adicionales en momento angular pueden surgir debidas a efectos de estructura nuclear, como por ejemplo, el que no existan estados del núcleo compuesto a partir de una onda parcial determinada. Si el núcleo compuesto se forma a una energía de excitación E^* , habrá un momento angular máximo que el núcleo compuesto puede absorber a esta energía de excitación.



Figura 3.11: Datos experimentales de fusión en los que se observan las tres zonas características de variación con la energía.

Si este momento angular $l_{CN}(E^*)$ es menor que el momento angular crítico, l_{CN} será el momento angular que determine el parámetro de impacto máximo que contribuye a la fusión.

Cuando la energía aumenta, llega un momento en que el núcleo compuesto es inestable. Para ondas parciales elevadas, el núcleo compuesto empieza a ser inestable a la fisión para energías de excitación relativamente bajas. Para ondas parciales bajas, lo que equivale a colisiones centrales, el núcleo compuesto se puede formar a energías de excitación relativamente elevadas, que conducen a la formación de un núcleo compuesto caliente. No se ha observado la formación de núcleos compuestos con temperatura $kT > 10 {\rm MeV}$, lo que confirma cálculos teóricos que indican que la temperatura máxima que puede soportar la materia nuclear sin sufrir una explosión que conduce a la multifragmentación está alrededor de este valor. Por lo tanto la fusión se deja de observar cunado E* es superior a una energía interna en la que la temperatura correspondiente es superior a una temperatura crítica T_{crit} en la que la materia nuclear es inestable, produciéndose la multifragmentación.

3.9. Resonancias moleculares

Uno de los fenómenos más interesantes en colisiones nucleares a bajas energías es la aparición de las llamadas resonancias moleculares. Estas resonancias se observaron por primera vez en colisiones de ¹²C +¹²C en 1960 por Bromley y colaboradores. En la figura ?? se muestran datos de las funciónes de excitación de ¹²C +¹²C donde se observan resonancias en diversos canales.

Este fenómeno despertó gran interés, en parte porque en aquel entonces se pensaba que la fusión de iones pesados jugaba un papel más importante del que ahora se cree en la nucleosíntesis estelar. Estudios posteriores revelaron que estas resonancias aparecían en otros sistemas ligeros como ¹²C +¹⁶O, ¹⁶O +¹⁶O, siendo el sistema más pesado en el que este fenómeno se observa ²⁸Si+²⁸Si. Estudios de



Figura 3.12: Comparación de las funciones de excitación de reacciones induccidas en la colisión $^{12}\mathrm{C}$ + $^{12}\mathrm{C}$. En la figura superior se muestra la función de excitación elástica. En la figura intermedia la función de excitación para el rayo γ $^{16}\mathrm{O}(3^- \rightarrow 0^+)$. En la figura inferior se presentan las funciones de excitación integradas en el ángulo para la excitación inelástica simple y mutua al primer estado 2⁺y para la sección eficaz total de fusión.



Figura 3.13: Función de excitación de la dispersión elástica $^{28}\mathrm{Si} + ^{28}\mathrm{Si}$

sistemas más pesados como ²⁸Si +³²S, ³²S +³²S y ⁴⁰Ca +⁴⁰Ca no revelan ningun indicio de la presencia de resonancias. Todos los sistemas que prese resonancias moleculares se caracterizan por tener un número par de protones y neutrones y con el mismo número de protones que de neutrones, por lo que se pueden suponer constituidos por partículas α . Estos sistemas se caracterizan por el hecho de que sus estados excitados están situados a una energía relativamente alta. En términos del potencial óptico, la parte imaginaria es mucho más débil que la real y con un radio menor, por lo que en la posición de la barrera del potencial apenas hay absorción. Cuando se el potencial óptico cumple esta propiedad se dice que existe transparencia superficial..

La estructura presente en la función de excitación se caracteriza por unas resonancias gruesas, de anchura $\Gamma \simeq 2$ MeV, en la que está superpuesta una estructura intermedia, de anchura $\Gamma \simeq 200$ keV. De la conocida relación entre el tiempo de vida y la anchura de una resonancia

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{\hbar c}{\Gamma c} = \frac{197,02}{3\Gamma({\rm MeV})} 10^{-23} \, {\rm s}$$

obtenemos que los tiempos de vida característicos del estado metaestable son



Figura 3.14: Ilustración esquemática del mecanismo de las resonancias moleculares. Un sistema incidente en el canal elástico con energía E_i se convierte en un sistema cuasiligado mediante excitación a un estado excitado de energía E^* .

 $\tau = 3 \cdot 10^{-22}$ s y $\tau = 3 \cdot 10^{-21}$ s para las estructuras gruesa e intermedia, respectivamente. Estos tiempos son aproximadamente uno y dos órdenes de magnitud más largos que el tiempo de colisión.

Vimos anteriormente que cuando la energía incidente coincide con la altura de la barrera del potencial efectivo para una onda parcial, la velocidad radial debe ser muy pequeña, mientras que la velocidad angular es prácticamente constante, determinada únicamente por el momento angular de esta onda parcial y el momento de inercia del sistema. Este fenómeno debe dar origen a una resonancia conocida como resonancia de órbitas (*orbiting*), también llamas resonancia de pico de la barrera (*barrier-top resonances*). Este fué el fenómeno al que se intentó asignar la naturaleza de la estructura gruesa en las funciones de excitación desde un principio. Para obtener una concordancia entre la teoría y el experimento hicieron falta avances en el cálculo del potencial óptico. Un aspecto fundamental es que incluso si la energía incidente es mayor que la barrera de la onda parcial, una excitación nuclear puede provocar una disminución de la energía cinética relativa, de forma que los núcleos queden atrapados en el potencial efectivo. Este fenómeno se ilustra en la figura ??.

Debido al parecido entre el potencial efectivo y el potencial de Morse que



Figura 3.15: Perfiles de densidad de $^{12}\mathrm{C}$ sobre $^{12}\mathrm{C}$ a E=64A·MeV ilustrando la formación de unamolécula nuclear. La unidad de tiempo es 1 fm/c = 3,3 × $10^{-24}\mathrm{s}$. Los cálculos fueron realizados por maruhn y Cusson mediante el método de Hartree-Fock.

liga las moléculas, se denomina a estas resonancias *resonancias moleculares*. Los cálculos microscópicos permiten visualizar espacialmente las resonancias moleculares como se indica en las figuras **??** y 3.16para las trayectorias radial y angular.

En la realidad, debido en este fenómeno pueden resonar varias ondas parciales para una energía incidente, produciendo resonancias correlacionadas en varios canales de salida distintos.

Se obtuvo un avance fundamental en la comprensión de la naturaleza de las resonancias moleculares mediante la interpretación de la dispersión mediante el método de canales acoplados (CC). En este método, la función de onda de ambos núcleos se desarrolla en términos de funciones de ondas radiales relativas y funciones de ondas angulares, formadas por el acoplamiendo de funciones internas



Figura 3.16: Líneas de contorno de densidad nuclear en la colisión ¹⁶O sobre ¹⁶O a $E_{lab} = 105$ MeV con un momento angular de $13\hbar$, que ilustra la formación de una molécula nuclear que rota y vibra. La unidad de tiempo es 10^{-22} s. Los cáculos fueron realizados mediante el método de Hartree-Fock por Flocard, Koonin y Weiss.

intrínsecas y una función relativa de momento angular (armónico esférico):.

$$\Psi^{JM}(\xi, \mathbf{r}) = \sum_{\alpha} \frac{1}{r} \psi(r)^{J}_{\alpha} \Phi^{JM}_{\alpha}(\xi, \hat{\mathbf{r}}, r)$$

donde α representa el conjunto de números cuánticos necesarios para especificar completamente la función de ondas, en particular el momento angular relativo L, los spines de cada uno de los núcleos I_1 , I_2 y las variables internas de sus funciones de ondas ξ_1 y ξ_2 .

La función de ondas $\Phi_{\alpha}^{JM}(\xi, \hat{\mathbf{r}}, r)$ viene dada por el acoplamiento de las funciones de ondas relativas y las intrínsecas:

$$\Phi_{\alpha}^{JM}(\xi, \hat{\mathbf{r}}, r) = [[\phi_1(\xi_1), \phi_2(\xi_2)]_I, Y_L(\hat{\mathbf{r}})]_{JM}$$

donde $\phi_1(\xi_1)$ y $\phi_2(\xi_2)$ son las funciones de ondas intrínsecas de ambos núcleos. Cuando esta función de ondas se inserta en la ecuación de Schrödinger

$$[H-E]\Psi^{JM}(\xi,\mathbf{r})=0$$

con Hamiltoniano

$$H = H_1(\xi_1) + H_2(\xi_2) + T + V(\xi, \mathbf{r})$$

obtenemos un conjunto de ecuaciones diferenciales acopladas para cada onda parcial:

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{L_i(L_i+1)}{r^2} + U_{ii}(r) - E_i\right\}\psi_i^J(r) = -\sum_{j\neq i}U_{ij}^J(r)\psi_j^J(r)$$

donde

$$U_{ij}^{J}(r) = \left\langle \Phi_{i}^{JM} \left| V(\xi, \mathbf{r}) \right| \Phi_{j}^{JM} \right\rangle$$

y E_i es la diferencia entre la energías total y las energías de excitación de cada núcleo.

$$E_i = E - \epsilon_{\xi_{1i}I_1}^1 - \epsilon_{\xi_{2i}I_2}^2$$

Vemos que el Hamiltoniano toma la forma de una matriz para cada onda parcial en esta representación. Cuando esta matriz se diagonaliza, tenemos los estados propios, que serán los estados en los que se encuentren las resonancias moleculares. Cuando estos estados quedan atrapados por el potencial efectivo observamos las resonancias moleculares.

Por ejemplo, en la figura ?? se muestra el potencial efectivo para ${}^{12}C + {}^{16}O$, en el que se muestra la energía incidente y varias ondas parciales.

En la figura ?? se muestran las funciones de excitación experimentales del sistema ${}^{12}C+{}^{16}O$, en las que se observan las resonancias predichas en la figura ??.



Figura 3.17: Parte real del potencial efectivo distorsionado $\kappa_0^J(r)$ para las ondas parciales más bajas del sistema ¹²C+ ¹⁶O. Los niveles de canales acoplados se indican por líneas a trazos.



Figura 3.18: Función de excitación inelástica

Las funciones de onda que diagonalizan la matriz del potencial son los estados propios suponiendo que la interacción es adiabática. Si consideramos el Hamiltoniano que incluye las partes intrínsecas, angular y el potencial de interacción

$$\mathcal{H} = H_1(\xi_1) + H_2(\xi_2) + \frac{\hbar^2 \mathbf{L}^2}{2\mu r^2} + V(\xi, \mathbf{r})$$

sus elementos de matriz serán

$$h_{ij}^{J} = \left\{ \epsilon_{\xi_{1i}I_{1}}^{1} + \epsilon_{\xi_{2i}I_{2}}^{2} + \frac{\hbar^{2}}{2\mu} \frac{L_{i}(L_{i}+1)}{r^{2}} \right\} \delta_{ij} + \left\langle \Phi_{i}^{JM} \left| V(\xi, \mathbf{r}) \right| \Phi_{j}^{JM} \right\rangle$$

Si lo diagonalizamos en la base formada por las funciones de ondas angulares

$$\mathcal{H}\Phi^{JM}_{\alpha}(\xi,\hat{\mathbf{r}}) = \kappa^{J}_{\alpha}(r)\Phi^{JM}_{\alpha}(\xi,\hat{\mathbf{r}})$$

tenemos que para cada valor del radio el valor propio del Hamiltoniano es

$$\mathcal{H}_{ij}^J(r) = \kappa_i^J(r)\delta_{ij}$$

con vectores propios

$$\Phi^{JM}_{\alpha}(\xi, \hat{\mathbf{r}}, r) = \sum_{\alpha} a_{\alpha j}(r) \Phi^{JM}_{j}(\xi, \hat{\mathbf{r}})$$

Estas funciones de onda son las funciones de onda propias adiabáticas, es decir, cuando el movimiento relativo entre ambos núcleos es infinitamente lento. Si estas funciones las introducimos en la ecuación de Schrödinger multiplicadas por sus respectivas funciones de onda radiales $u(r)^J_{\alpha}/r$, tenemos las funciones de onda totales

$$\Psi_{\alpha}^{JM}(\xi, \mathbf{r}) = \sum_{\alpha} \frac{u_{\alpha}^{J}}{r} \Phi_{\alpha}^{JM}(\xi, \hat{\mathbf{r}}, r)$$

Estas funciones están acopladas entre sí, y los coeficientes de acoplamiento son debidos a la energía cinética radial

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dr^2} + \epsilon^J_{\alpha}(r) - E\right\}u^J_{\alpha}(r) = -\sum_{\beta \neq \alpha} U^J_{\alpha\beta}(r)u^J_{\beta}(r)$$

donde

$$\epsilon^J_{\alpha}(r) = \kappa^J_{\alpha}(r) - \frac{\hbar^2}{2\mu} b^J_{\alpha\alpha}(r)$$

у

$$U^J_{\alpha\beta}(r) = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left\{ b^J_{\alpha\alpha}(r) + 2a^J_{\alpha\beta}(r)\frac{d}{dr} \right\}$$

donde los coeficientes $a^J_{\alpha\beta}$ y $b^J_{\alpha\beta}$ vienen dadios por

$$a_{\alpha\beta}^{J}(r) = \left\langle \Phi_{\alpha}^{JM}(\xi, \hat{\mathbf{r}}, r) \left| \frac{d}{dr} \right| \Phi_{\beta}^{JM}(\xi, \hat{\mathbf{r}}, r) \right\rangle$$

$$b_{\alpha\beta}^{J}(r) = \left\langle \Phi_{\alpha}^{JM}(\xi, \hat{\mathbf{r}}, r) \left| \frac{d^{2}}{dr^{2}} \right| \Phi_{\beta}^{JM}(\xi, \hat{\mathbf{r}}, r) \right\rangle$$

En la medida que el movimiento es adiabático, los coeficientes $a_{\alpha\beta}^{J}(r)$ y $b_{\alpha\beta}^{J}(r)$ son despreciables y las ecuaciones radiales se desacoplan. En la aproximación adiabática, el principal efecto del acoplamiento sobre el potencial efectivo en el canal elástico es la adición de una función radial $\Delta \kappa_0^{J}(r)$ dada por

$$\Delta \kappa_0^J(r) = \kappa_0^J(r) - U_{00}^J(r) - \left\{ \epsilon_{\xi_{1i}I_1}^1 + \epsilon_{\xi_{2i}I_2}^2 + \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{L_i(L_i+1)}{r^2} \right\}$$

A $\Delta \kappa_0^J(r)$ se le denomina el potencial de distorsión y no es otra cosa que el desplazamiento del potencial efectivo en el estado fundamental debido al acoplamiento. A $\kappa_0^J(r)$ se le denomina el potencial adiabático distorsionado. Los estados mostrados anteriormente en el potencial efectivo¹²C +¹⁶O, corresponden a los estados adiabáticos. El potencial distorsionado reproduce satisfactoriamente la posición de las resonancias de la estructura gruesa. Para que este potencial de distorsión tenga un efecto observable es necesaria la condición de transparencia superficial, es decir que la absorción (representada por la parte imaginaria del potencial óptico) no sea importante en la zona de la barrera del potencial modificada por el potencial de distorsión.

La estructura fina se interpreta como debida a la fragmentación cde la estructura gruesa por los estados inelásticos y de acoplamiento de partículas.

3.9.1. Modelo del cruce de bandas

Un modelo que ayuda a interpretar la aparición de resonancias moleculares el el modelo del cruce de bandas. En este modelo, el sistema compuesto formado en la resonancia molecular tiene un movimiento rotacional de acuerdo con la relación entre la energía del sistema y el momento angular de rotación, dada por

$$E_J = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2(\mu r^2 + \mathcal{I}(r))}$$

donde el denominador es doble del momento de inercia total del sistema $\mathcal{I}(r) = \mu r^2 + \mathcal{I}_{in}$ y \mathcal{I}_{in} es el momento de inercia interno del sistema inducido durante la colisión. El modelo del cruce de bandas establece que aparecen resonancias en un canal inelástico, de transferencia de partículas o de reacción cuando las bandas rotacionales en dicho canal y en el canal elástico se cruzan.



Figura 3.19: Ilustración del modelo de cruce de bandas.

Se observa que un canal inelástico se acopla al canal elástico cuando el spin interno y el momento angular relativo del canal inelástico están alineados, es decir $I = I_1 + I_2$ y J = L + I. Si en el canal elástico ambos núcleos tienen spin nulo, en dicho canal J = L, mientras que en el canal inelástico L' = L - I = J - I. El valor de J para el que se produce esta resonancia viene dado por la igualdad entre las energías de la banda fundamental

$$E_J = E_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}J(J+1)$$

y de la banda inelástica

$$E'_{J} = E_{0} + \epsilon_{I_{1}} + \epsilon_{I_{2}} + \frac{\hbar^{2}}{2\mathcal{I}}(J - I)(J - I + 1)$$

Igualando E_J y E'_J obtenemos el valor de J para el cual aparece la resonancia.

$$J = \frac{\epsilon \mathcal{I}}{I\hbar^2} + \frac{I}{2} - \frac{1}{2}$$

donde $\epsilon = \epsilon_{I_1} + \epsilon_{I_2}$. Se encuentra que el momento de inercia obtenido de la energía de las resonancias moleculares viene dado con buena aproximación por el momento de inercia de dos masas separadas una distancia R

$$\mathcal{I} = \mu R^2$$

 con

$$R = r_0 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$$

y r_0 el radio reducido de la parte real del potencial óptico.

3.9.2. Moléculas Gigantes.

En el caso de núcleos ligeros la estabilidad nuclear proporcionada por la estructura en cúmulos α proporciona la transparencia superficial necesaria para la formación de mol´eculas nucleares. Se ha especulado mucho con la existencia de moléculas nucleares gigantes, formadas en colisiones de núcleos transuránidos: U+U, U+Th. Th+ Cf, etc. En este caso la repulsión coulombiana proporciona la transparencia superficial necesaria. Greiner y colaboradores han encontrado que el potencial entre núcleos transuránidos tiene bolsillos.

3.9.3. Dispersión anómala a grandes ángulos (ALAS)

Uno de los efectos producidos por las resonancias moleculares es que la sección eficaz elástica de los sistemas que presentan resonancias moleculares es anormalmente grandes ángulos grandes. Este efecto no es exclusivo de sistemas con resonancias moleculares. De hecho está presente en muchos sistemas ligeron con transparencia superficial. Por ejemplo, en el sistema $\alpha + {}^{40}Ca$ se observó un aumento anómalo de la sección eficaz a grandes ángulos a finales de los años 70 (Delbar et al. 1978). Se observan marcadas variaciones de un núcleo a otro, lo que está relacionado con la variación de la< absorción con la estructura nuclear. Otros sistemas ligeros que presentan la dispersión anómala a grandes ángulos (ALAS de Anomalous Large Angle Scattering) son $\alpha + {}^{16}$ O y 6 Li + 16 O. En estos sistemas el ALAS se ha interpretado como debido a la interferencia entre la onda reflejada en la parte externa de la barrera y la reflejada en la parte interna. En otros sistemas como ${}^{32}S + {}^{28}Si$, el ALAS se la interpretado como debido a la intergerencia entre la dispersión elástica y la la transferencia elástica de una partícula α , en la que el ³²dispersado hacia atrás es realmente el núcleo blanco de ²⁸Si que ha capturado una partícula α . La dispersión a grandes ángulos está dominada por la transferencia de una partícula α . Podemos escribir laq amplitud de dispersión como la suma coherente de la dispersión elástica y la transferencia de partículas:

$$f(\theta) = f_{El}(\theta) + f_{Tr}(\pi - \theta)$$

Tenemos los siguientes desarrollos en ondas parciales

$$f_{El}(\theta) = \sum_{l} (2l+1)(S_{El}-1)P_l(\cos\theta)$$
$$f_{Tr}(\theta) = \sum_{l} (2l+1)S_{Tr}P_l(\cos\theta)$$
$$f(\theta) = \sum_{l} (2l+1)(S_{El,l}+(-1)^lS_{Tr,l}-1)P_l(\cos\theta)$$

con lo que la inclusión del proceso de transferencia es equivalente a una matriz S que depende de la paridad.

La explicación de la interferencia entre la dispersión elástica y la transferencia elástica no explica el fenomeno ALAS en todos los casos. La presencia de oscilaciones a grandes ángulos implica la existencia de una interferencia entre al menos dos amplitudes distintas. Brink y Takigawa propusieron un modelo en el que la interferencia era debia a la onda reflejada en la parte externa de la barrera y la reflejada en la parte interna de la barrera.

Fuller propuso una interferencia entre la parte difundida por el lado lejano y el cercano.

3.10. Fusión subcoulombiana

Uno de los fenómenos que más sorpresa causaron fue la observación de fusión de núcleos pesados a energías por debajo de la barrera de Coulomb. A estas



Figura 3.20: Feómeno ALAS para el sistem
a $^{28}\mathrm{Si}{+}^{16}\mathrm{O}$.

energías, el único mecanismo posible es el efecto túnel. De hecho, para núcleos ligeros, las sección eficaz obtenida del modelo túnel unidimensional, predice correctamente la sección eficaz observada, como se muestra en la figura 3.21. Sin embargo, como veremos más adelante, este no es el caso para sistemas pesados.



Figura 3.21: Fusión de sistemas ligeros.

3.10.1. Medida experimental de la fusión subcoulombiana

Existen diversos procedimientos para la medida de la fusión. Para sistemas cuya masa total es inferior a 120, $A = A_1 + A_2 < 120$, se forman residuos de evaporación. Para sistemas con A > 240, el núcleo compuesto se desintegra por fisión una vez formado, por lo que hay que medir los fragmentos de fisión. Para sistemas ligeros hay diversos procedimientos de medida de los residuos de evaporación. Uno de los métodos es la medida de los residuos pesados de retroceso mediante un separador de fragmentos. Otras posibilidades incluyen la medida de rayos γ emitidos por los residuos de evaporación, la emisión de rayos X rápidos y la emisión de rayos X retardados. En la figura se muestra un esquema de los productos originados en la fusión subcoulombiana.



Figura 3.22: Representación esquemática de los productos de una reacción fusión.



Figura 3.23: Fusión medida por rayos X



Figura 3.24: Fusión medida por rayos gamma

3.10.1.1. Rayos X rápidos

Un método frecuentemente empleado en la detección de residuos de evaporación es medir los rayos X de la capa K, emitidos tras procesos de conversión interna. Estos rayos X son característicos del elemento producido como residuo de evaporación. La multiplicidad de rayos X depende de Z y A del residuo de evaporación y también de su estructura nuclear y de la población de estados excitados producidos por la reacción. Las multiplicidades típicas para la formación de tierras raras con núcleos ligeros como C y N varían entre 0.2 y 1.2 rayos X K por reacción. La multiplicidad varía con A como $A^{7,3}$.


Figura 3.25: Funciones de excitación de formación de residuos de evaporación.

3.10.1.2. Rayos X retardados

La medida de rayos X retardados producidos después de la captura electrónica del

3.10.1.3. Rayos γ

1. Los rayos γ son característicos de los estados nucleares producidos. Si se miden con suficiente resolución de energía pueden caracterizar un estado nuclear perteneciente a un núcleo dado, y por lo tanto proporcionan una evidencia de la formación de dicho núcleo.

3.10.1.4. Medida de residuos de evaporación mediante separadores de fragmentos y filtros de velocidad

3.10.1.5. Fragmentos de fisión

Para núcleos pesados, $A_1 + A_2 > 240$, la única forma de medir la fusión es midiendo los fragmentos de fisión.

3.10.2. Modelos teóricos de fusión subcoulombiana

3.10.2.1. Modelo túnel unidimensional

Este modelo se basa en suponer que la parte real el potencial efectivo entre ambos núcleos describe adecuadamente la interacción nuclear y que los grados de libertad correspondientes a los estados excitados no juegan un papel importante. Tenemos por lo tanto que la energía incidente corta a la barrera exterior del potencial efectivo en un punto exterior r_2 y un punto interior r_1 . La sección eficaz de fusión la podemos calcular como la suma de las secciones eficaces de fusión para cada una de las ondas parciales:

$$\sigma_F = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l} (2l+1)T_l^F$$

Aunque T_l se puede calcular resolviendo exactamente la ecuación de Schrödinger, se encuentra que las aproximaciones semiclásicas dan resultados muy próximos al resultado exacto. Una de las aproximaciones semiclásicas más frecuentemente empleadas el el método BKW (Brilluin-Kramers-Wentzel). El método BKW (Landau, Messiah, Galindo Pascual) define un momento local dado por

$$p(r) = \sqrt{2\mu(E - V(r))}$$

que permite obtener el coeficiente de penetración como una integral de este momento local entre los puntos de retorno clásicos interior y exterior:

$$T_{BKW} = \exp\left(-\frac{2}{\hbar}\int_{r_1}^{r_2} |p(r)| \, dr\right)$$

En el caso de una barrera parabólica $V_0 - \frac{1}{2}\mu\omega^2 r^2$ esta integral tiene una solución analítica sencilla:

$$T_{BKW} = \exp\left[-\frac{2\pi\left(V_0 - E\right)}{\hbar\omega}\right]$$

El cálculo exacto mecanocuántico da como resultado (Brink)

$$T_{QM} = \frac{T_{BKW}}{1 + T_{BKW}} = T_{BKW} \left(1 - T_{BKW} + T_{BKW}^2 - T_{BKW}^3 + \cdots \right)$$

cuya interpretación es que el cálculo exacto difiere del semicásico en que tiene en cuenta reflexiones múltiples.

Un potencial que presente una barrera en un radio R_0 de altura V_0 , se puede aproximar en segundo orden en serie de Taylor alrededor de esta barrera:

$$V(r) \simeq V(R_0) - \frac{1}{2}\mu\omega_0^2(r - R_0)^2$$

 \cos

$$\omega_0^2 = -\frac{1}{\mu} \frac{d^2 V(r)}{dr^2} \bigg|_{R_0}$$

En el caso de la fusión subcoulombiana, podemos aproximar con precisión razonable el potencial de la onda parcial l por

$$V_l(r) \simeq V(R_{Bl}) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_{Bl}^2} - \frac{1}{2}\mu \omega_{Bl}^2 (r - R_{Bl})^2$$

donde V_{Bl} y R_{Bl} son la altura de la barrera de Coulomb y su posición para dicha onda parcial y

$$\omega_{Bl}^{2} = \left. -\frac{1}{\mu} \frac{d^{2}}{dr^{2}} \left(V(r) + \frac{\hbar^{2} l(l+1)}{2\mu r^{2}} \right) \right|_{r=R_{Bl}}$$

Aunque el máximo de las ondas parciales se mueve hacia el interior ligeramente cuando l aumenta, es una aproximación razonable tomarlo fijo e igual al valor del radio correspondiente a la onda s, $R_{Bl} \simeq R_B$, $V_{Bl} \simeq V_B y$ tomar ω_{Bl} constante e igual al valor obtenido para la onda s, ω_B . Cuando utilizamos el coeficiente de transmisión dado por la aproximación parabólica, obtenemos la fórmula de Hill y Wheeler

$$T_{l}^{HW}(E) = \frac{1}{1 + \exp\left\{2\pi \left[V_{B} + \frac{\hbar^{2}l(l+1)}{2\mu R_{B}^{2}} - E\right]/\hbar\omega_{B}\right\}}$$

La sección eficaz de fusión viene dada por

$$\sigma_F(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l} (2l+1) T_l^{HW}(E)$$

Es útil el realizar la suma de esta serie de ondas parciales para obtener una forma analítica de la fusión . Si pasamos la variable discreta l a la variable continua λ mediante la transformación¹

$$\sum_{l} (2l+1) = 2 \sum_{l} \left(l + \frac{1}{2} \right) \longrightarrow 2 \int \lambda d\lambda$$

tenemos la expresión

$$\sigma_F(E) = \frac{2\pi}{k^2} \int_0^\infty \frac{\lambda d\lambda}{1 + \exp\left\{2\pi \left[V_B + \frac{\hbar^2 \lambda^2}{2\mu R_B^2} - E\right]/\hbar\omega_B\right\}}$$

 $^{^1{\}rm En}$ la integración numérica se aproxima la integral por una suma, aquí procedemos de forma contraria, reemplazamos la suma por una integral.

que se evalúa fácilmente utilizando la fórmula

$$\int_0^\infty \frac{dx}{1+a\exp(bx)} = \frac{1}{b}\ln\left(1+\frac{1}{a}\right)$$

con $a = \exp \left\{ 2\pi \left[V_B - E \right] / \hbar \omega_B \right\}$ y $b = \frac{\pi \hbar}{\mu R_B^2 \omega_B}$, obteniendo

$$\sigma_F(E) = \frac{\hbar\omega_B R_B^2}{2E} \ln\left\{1 + \exp\left[2\pi \left(E - V_B\right)/\hbar\omega_B\right]\right\}$$

 con

$$\hbar\omega_B = \hbar\sqrt{\frac{|V''(R_B)|}{\mu}}$$

Esta fórmula se conoce como fórmula de Wong y tiene como límite a energías por encima de la barrera de Coulomb la expresión obtenida anteriormente a estas energías

$$\sigma_F(E) \to \pi R_B^2 \left[1 - \frac{V_B}{E} \right] \quad E > V_B$$

mientras que a energías muy por debajo de la barrera tiene como límite la expresión BKW:

$$\sigma_F(E) \to \frac{\hbar\omega_B R_B^2}{2E} \exp\left[-2\pi \left(V_B - E\right)/\hbar\omega_B\right] \quad E \ll V_B$$

La fórmula de Wong funciona bien para sistemas ligeros, pero falla para los sistemas pesados, como se ve en la figura3.26 para diversos sistemas Ni+Ni.

La descripción como efecto túnel unidimensional falla especialmente para núcleos deformados, núcleos con niveles vibracionales bajos y núcleos ricos en neutrones. En el caso de núcleos deformados, vemos un ejemplo en la figura3.27 donde se muestra la sección eficaz de fusión entre ⁴⁰Ca (núcleo esférico) y ¹⁹⁴Pt (núcleo deformado prolato) y ¹⁹²Os (núcleo deformado oblato).

En los datos de ${}^{16}O+{}^{48,50,52,54}Sm$ mostrados en la figura 3.28vemos que la sección eficaz aumenta con el número de neutrones, lo que está relacionado con el número de canales abiertos para la transferencia de neutrones.

3.10.3. Inversión de barreras

Una de las sorpresas que se encontraron fue cuando se invirtieron datos experimentales de fusión subcoulombiana para encontrar la barrera unidimensional que los describía. Es posible obtener el grosor de la barrera a partir de los datos experimentales. Si la parte exterior esta fijada por el potencial Coulombiana, de esta manera determinamos el potencial interior. El resultado fué el mostrado en la figura 3.29. Mientras que para sistemas ligeros se encuentran barreras que



Figura 3.26: Sección eficaz de fusión entre diversos isótopos de Ni. Las curvas continuas son las pedicciones dadass por el modelo BKW.

coinciden con las obtenidas del potencial óptico, en el caso de sistemas pesados el resultado es claramente inconsistente, indicando la necesidad de introducir acoplamientos.



Figura 3.27: Sección eficaz de fusiónn de 40 Ca (núcleo esférico) sobre 194 Pt y 192 Os (núcleos deformados prolato y oblato, respectivamente). Las curvas continuas han sido obtenidas mediante canales acoplados (programa CCDEF)..



Figura 3.28: Sección eficaz de fusión de 16 O sobre 148,150,152,154 Sm. Se onserva que la sección eficaz aumenta con el número de neutrones.



Figura 3.29: Barreras unidimensionales obtenidas mediante inversión a partir de la sección eficaz.

3.10.4. Núcleos deformados

La idea básica en la interpretación de la sección eficaz de fusión subcoulombiana en el caso de núcleos deformados es la constatación de que la barrera es más baja cuando el proyectil incide en la dirección del eje de simetría para un núcleo prolato que cuando incide perpendicularmente a dicho eje. El radio de la densidad de materia nuclear se puede expresar en función de los parámetros de deformación como

$$R(\theta) = R_0(1 + \beta_\lambda Y_{\lambda 0}(\theta, 0))$$

La sección eficaz de fusión depende de la orientación. Si se calcula el potencial entre ambos núcleos en función de la orientación relativa, tenemos una penetrabilidad que depende del ángulo de orientación. En primer orden de aproximación podemos tomar

$$V(R(\theta)) = V(R_0) + R_0 \beta_2 Y_{20}(\theta, 0) \frac{dV}{dR} = V(R_0) + \beta_2 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} P_2(\cos\theta) \frac{dV}{dR}$$

con lo que tenemos una barrera cuya altura depende de la orientación. En unas orientaciones será más baja que la del núcleo esférico equivalente y en otras más alta. El coeficiente de penetrabilidad efectivo se calcula promediando sobre las orientaciones

$$T_l(E) = \int_0^1 d\cos\theta T_{0l} \left(E, V(R_0, r) + \frac{dV}{dR} R_0 \beta_2 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} P_2(\cos\theta) \right)$$

En caso de que ambos núcleos sean deformados hay que promediar sobre ambas deformaciones. Este procedimiento explica razonablemente bien la fusión de núcleos deformados, como se ilustra en la figura donde se muestran las secciones eficaces de fusión de $^{40}\mathrm{Ca}$ sobre $^{194}\mathrm{Pt}$ y $^{192}\mathrm{Os}$, ambos núcleos deformados. Las líneas indicadas por CCDEF son las prediciones del modelo de promediado sobre la orientación nuclear. Vemos que existe una distorsión de la barrera dependiendo de la deformación.

3.10.5. Núcleos vibracionales

En el caso de núcleos vibracionales, el radio nuclear depende de los operadotres de deformación como

$$R = R_0 (1 + \sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda \mu} Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi))$$

Los operadores $\alpha_{\lambda\mu}$ son osciladores armónicos que tienen vibraciones del punto cero. Estas vibraciones del punto cero causan distorsiones dinámicas de la barrera análogas a la producidas por núcleos deformados. Disminuyen la sección eficaz de

fusión cuando suben la barrera y la aumentan cuando la bajan. Al igual que en el caso de núcleos deformados podemos desarrollar el potencial nuclear en primer orden de los operadores de deformación:

$$V(R) = V(R_0) + R_0 \frac{dV}{dR} \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}$$

Las amplitudes de oscilador armónico se distribuyen de forma Gaussiana, y cada multipolaridad es independiente de las demás. Se demuestra que esto produce una disminucion neta de la altura de la barrera efectiva.

3.10.6. Canales acoplados

En los párrafos anteriores hemos visto que los estados excitados producen un aumento de la fusión bajando la barrera efectiva, tanto en núcleos rotacionales como vibracionales. Una manera de tener ambos tipos de excitaciones y otras adicionales de una forma unificada es mediante las ecuaciones acopladas

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{L_i(L_i+1)}{r^2} + U_{ii}(r) - E_i\right\}\psi_i^J(r) = -\sum_{j\neq i}U_{ij}^J(r)\psi_j^J(r)$$

donde

$$H = H_1(\xi_1) + H_2(\xi_2) + T + V(\xi, \mathbf{r})$$

$$U_{ij}^{J}(r) = \left\langle \Phi_{i}^{JM} \left| V(\xi, \mathbf{r}) \right| \Phi_{j}^{JM} \right\rangle$$
$$E_{i} = E - \epsilon_{\xi_{1i}I_{1}}^{1} - \epsilon_{\xi_{2i}I_{2}}^{2}$$

Es conveniente estudiar las predicciones de los efectos de acoplamiento en el caso simple de un modelo unidimensional con dos canales acoplados. Tenemos las siguientes ecuaciones

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dx^2} + V_{ii}(x) - E + \epsilon_i\right\}\psi_i(r) = -\sum_{j\neq i}V_{ij}(x)\psi_j(x)$$

donde $V_{ij}(x)$ es el potencial de interacción y ϵ_i la energía de excitación. En el caso de dos canales tenemos

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dx^2} + V_{00}(x) - E + \epsilon_0\right\}\psi_0(x) = -V_{01}(x)\psi_1(x)$$
$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dx^2} + V_{11}(x) - E + \epsilon_1\right\}\psi_1(x) = -V_{10}(x)\psi_0(x)$$

Como el potencial de acoplamiento es simétrico, ponemos $V_{01} = V_{10} = F(x)$ y $\epsilon_0 = 0, \epsilon_1 = Q$. Tomamos además $V_{00}(x) = V_{11}(x) = V(x)$. Tenemos para las ecuaciones acopladas

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dx^2} + V(x) - E\right\}\psi_0(x) = -F(x)\psi_1(x)$$
$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dx^2} + V(x) - E - Q\right\}\psi_1(x) = -F(x)\psi_0(x)$$

Estas ecuaciones se pueden poner en forma matricial

$$\begin{bmatrix} -\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dx^2} + V(x) - E & 0\\ 0 & -\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dx^2} + V(x) - E \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_0(x)\\ \psi_1(x) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & F\\ F & -Q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_0(x)\\ \psi_1(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0\\ 0 \end{bmatrix}$$

Si diagonalizamos la matriz

$$M = \left[\begin{array}{cc} 0 & F \\ F & -Q \end{array} \right]$$

tenemos los valores propios

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \left(-Q \pm \sqrt{Q^2 + 4F^2} \right)$$

Vemos que el efecto es crear dos barreras, una mas alta que la inicial y otra más baja, como se representa en la figura 3.30.



Figura 3.30: Barreras de fusión obtenidas mediante canales acoplados.

Cuando se utilizan las ecuaciones acopladas exactas, los resultados son similares como se muestra en la figura para el potencial de O+Sm.



Figura 3.31

Tendremos como consecuencia del proceso de diagonalización que la barrera inicial se desdobla en dos barreras, una más alta y otra más baja que la inicial, que tendrán como penetrabilidades $T_{l\pm}(E) = T_l(E, V(x) + \lambda_{\pm})$. Si los vectores propios correspondientes a λ_{\pm} son (U_+, V_+) y (U_-, V_-) tendremos que la penetrabilidad total en el canal elástico será

$$T_{Fus}(E) = U_{+}^{2}T_{+} + U_{-}^{2}T_{-}$$

Se obtiene

$$U_{\pm}^2 = \frac{2F^2}{4F^2 + Q^2 \mp \sqrt{4F^2 + Q^2}}$$

En el caso límite de Q = 0 tenemos $\lambda_{\pm} = \pm F$ y $U_{\pm} = \pm \frac{1}{2}$. La penetrabilidad se representa en la figura en este caso y observamos un aumento a bajas energías.

El caso de muchos canales acoplados de distinta naturaleza y valores de Q diferentes es más complicado desde el punto de vista formal, pero los resultados son análogos. Se encuentra que los canales que producen más aumento de fusión son aquellos con Q positivo. Estos canales corresponde a transferencia de partículas, y en particular a neutrones. En las figuras se muestran resultados para diferentes sistemas.

Aunque no todos los aspectos de la fusión subcoulombiana se entiende bien, se acepta que la inclusión de todos los canales relevantes en canales acoplados debe de conducir al la explicación de la fusión subcoulombiana.



FIG. 11. Fusion cross section (upper panel) and the average angular momenta (lower panel) for the ${}^{64}\text{Ni}+{}^{96}\text{Zr}$ system. The data are from Stefanini *et al.* (1992), and the theoretical calculation is from Hagino, Takigawa, Dasgupta *et al.* (1997). The two-phonon states of the quadrupole surface vibration of both the projectile and the target are taken into account in the coupled-channels calculations. The dotted line is the result in the absence of channel coupling. The dot-dashed and dashed lines are the results when the nuclear potential is expanded up to the first- and the second-order terms in the deformation parameters, respectively. The solid line is the result of the coupled-channels calculations to all orders, obtained without expanding the nuclear potential.

Figura 3.32: Efectos de acoplamiento de canales en la fusión de Ni+Zr.



Figura 3.33: Efectos de acoplamiento de canales en la fusion de Ni+Ni.

3.10.7. Descripción de la fusión subcoulombiana en el modelo óptico

Es interesante la posibilidad de describir la fusión como un proceso de absorción originado por la parte imaginaria del potencial óptico. Dicha parte imaginaria tiene en cuenta todas las interacciones que eliminan flujo de partículas del canal elástico, desde las interacciones superficiales hasta la formación del núcleo compuesto. El interés radica en que esta interpretación ofrece la posibilidad de localizar espacialmente la zona de superposición entre ambos núcleos en la cual el destino de ambos núcleos es la formación del núcleo compuesto. Por otra parte ofrece una visión alternativa del proceso de fusión explicando desde otro punto de vista el aumento observado de la fusión subcoulombiana con respecto del efecto túnel unidimensional. De la ecuación de Schrödinger con un potencial complejo tenemos:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi + (V(r) + iW(r))\Psi = E\Psi$$
$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi^* + (V(r) - iW(r))\Psi^* = E\Psi^*$$

Multiplicando la primera ecuación por $\Psi^* a$ la izquierda y la segunda por Ψ y restándolas, tenemos

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\Psi^* \nabla^2 \Psi - \Psi \nabla^2 \Psi^*\right) + 2iW(r)\Psi^*\Psi = 0$$



Figura 3.34: Efectos de acoplamiento de canales en la fusión de S+Mg.



FIG. 13. Experimentally determined fusion cross sections by Bierman *et al.* (1996a) for prolate and oblate nuclei. The solid curve is the simplified coupled-channels calculation with the CCDEF code. The dashed curve is the result for a one-dimensional barrier ignoring all the couplings.

Figura 3.35: Efectos de acoplamiento de canales en la fusión de Ca+Pt.



Figure 12. Comparisons of calculated and measured cross sections for ⁴⁰Ar+¹²²Sn. The open circles denote the experimental results. The full, dotted, broken and chain lines represent results of calculations done using the wkB method, the adiabatic barrier model, exact coupled-channel methods and the constant-coupling model of Dasso *et al*, respectively. The insert shows the potential barriers generated by V(r) (full curve), $V(r) + \lambda_1(r)$ (dotted curve) and $V(r) + \lambda_1(r_5)$ (chain curve).

Figura 3.36: Efectos de acoplamiento de canales en la fusión de Ca+Sn.

que la podemos poner como

$$\nabla \cdot (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) = \frac{4mi}{\hbar^2} W(r) \Psi^* \Psi$$

Teniendo en cuenta que la corriente dfe probabilidad en Mecánica Cuántica viene dada por

$$\mathbf{j} == \frac{\hbar}{2im} (\Psi \cdot \bigtriangledown \Psi^* - \Psi^* \cdot \bigtriangledown \Psi) = -\frac{2}{\hbar} W(r) \Psi^* \Psi$$

El flujo emergente perdido debido al potencial imaginario es

$$\Phi_{out} = \int \bigtriangledown \cdot \mathbf{j}_{out} d^3 r = \int d^3 r \bigtriangledown \cdot \frac{\hbar}{2im} (\Psi \cdot \bigtriangledown \Psi^* - \Psi^* \cdot \bigtriangledown \Psi) = -\frac{2}{\hbar} \int W(r) \, |\Psi|^2 \, d^3 r$$

La sección eficaz es

$$\sigma = \frac{\Phi_{out}}{j_{in}}$$

donde el flujo incidente $\mathbf{j_{in}}$ viene dado por

$$\mathbf{j}_{in} = \frac{\hbar}{2im} (\Psi_{in} \cdot \nabla \Psi_{in}^* - \Psi_{in}^* \cdot \nabla \Psi_{in}) = \frac{2i\mathbf{k}\hbar}{2im} = \mathbf{v}$$

con lo que tenemos para la sección eficaz

$$\sigma = -\frac{2}{\hbar v} \int r^2 dr d\Omega W(r) \left|\Psi\right|^2$$

que es positiva para W(r) negativo. Si W(r) fuera positivo tendríamos que aparecen partículas en el haz incidente como consecuencia de la colisión. Escribiendo la función de ondas en su desarrollo en ondas parciales

$$\Psi(r,\theta) = \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)i^l u_l(r) P_l(\cos\theta)$$

y teniendo en cuenta la ortogonalidsad de los polinomios de Legendre

$$\int d\cos\theta P_l(\cos\theta) P_{l'}(\cos\theta) = \frac{2}{2l+1} \delta_{ll'}$$

podemos escribir finalmente para la sección eficaz

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left(-\frac{8}{\hbar v} \int_0^\infty dr \, |u_l(r)|^2 \, W(r) \right)$$

con lo que podemos identificar las penetrabilidades como

$$T_l = -\frac{8}{\hbar v} \int_0^\infty dr \, |u_l(r)|^2 \, W(r)$$

La ventaja de este tratamiento es que podemos tratar de identificar que partes del potencial imaginario corresponden a la fusión y a las reacciones directas, escribiendo la descomposición

$$W(r) = W^D(r) + W^F(r)$$

que da unas penetrabilidades de reacción directa y fusión como

$$T_l^D = -\frac{8}{\hbar v} \int_0^\infty dr \left| u_l(r) \right|^2 W^D(r)$$
$$T_l^F = -\frac{8}{\hbar v} \int_0^\infty dr \left| u_l(r) \right|^2 W^F(r)$$

con lo que tendremos para las secciones eficaces

$$\sigma_F(l) = \frac{\pi}{k^2} (2l+1) T_l^F$$
$$\sigma_F = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_F(l)$$

El modelo más sencillo de descomposición sería el del radio crítico, según el cual ocurre fusión siempre que la superposición de ambos núcleos es mayor que una



FIG. 13. Comparison of calculated and experimental fusion cross sections for the ⁵⁸Ni+^{58,64}Ni systems. The full, dashed, and dotted curves are the calculated $\sigma'_{\rm EF} + \sigma_{\rm DRF}$, $\sigma'_{\rm EF}$ only, and $\sigma_{\rm EF}$, respectively.

Figura 3.37

distancia crítica $R_{crit},$ y ocurre reacción directa en caso contrario. Tenemos en este modelo

$$W^F(r) = \begin{cases} W(r) & r \le R_{crit} \\ 0 & r > R_{crit} \end{cases}$$

Incluso este modelo sencillo da resultados satisfactorios para las secciones eficaces de fusión y las distribuciones de spin

$$< l >= \frac{\sum_{l=0}^{\infty} \sigma_F(l)l}{\sigma_F}$$
$$< l^2 >= \frac{\sum_{l=0}^{\infty} \sigma_F(l)l^2}{\sigma_F}$$



Figura 3.38



FIG. 12. Partial fusion cross sections calculated for the ¹⁶O + ¹⁵²Sm system in comparison with the experimental data at $E_{\rm lab} = 60, 62.5, 65, 70, \text{ and } 80 \text{ MeV}$ [17].

Figura 3.39: Secciones eficaces en función de la onda parcial para el sistema ${}^{16}O+{}^{152}Sm$ comparadas con los valores predichos por el modelo óptico a diversas energías.

Bibliografía

- C. Baktash, B. Haas, W. Nazarewicz, Identical bands in deformed an superdeformed nuclei, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 45 (1995) 485-541
- [2] P. Braun-Munzinger, J. Barrette, Dynamical aspects of large angle heavy-ion scattering, Phys. Rep. 87 (1982) 209-258
- [3] O. Tanimura, T. Tazawa, Perturbed stationary state approach to heavy-ion collision, Phys. Rep. 61 (1980) 253-293
- [4] M. Beckerman, Subbarrier Fusion of Atomic Nuclei, Phys. Rep. 129 (1985) 145-223
- [5] M. Beckerman, Sub-barrier fusion of two nuclei, Rep. Prog. Phys (1988) 1047-1103
- [6] M. Dasgupta, D.J. Hinde, N.Rowley, A.M. Stefanini, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 48 (1998) 401-61
- [7] A. B. Balantekin, N. Takigawa, Quantum tunneling in nuclear fusion, Rev. Mod. Phys. 70 (1998) 77-100
- [8] S.G. Steadman, M.J. Rhoades-Brown, Sub-barrier fusion reactions, Ann. Rev. Nuc. Part. Sci. 36 (1986) 649-681
- [9] R. Vandenbosch, Angular momentum distributions in subbarrier fusion reactions, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 42 (1992) 447-481

4.10. 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 para el elemento

4.10.1. Períodos de síntesis de elementos pesados

La síntesis de elementos pesados mediante irradiación de neutrones permitió llegar hasta el elemento 96, el Curio. De hecho los elementos 95 y 96 (Americio y Curio) fueron sintetizados casi simultáneamente en diversos experimentos de irradiación con neutrones y con partículas α y químicamente aislados entre los años 1944 y 1947.

Los elementos más pesados se han sintetizado mediante aceleradores de partículas cargadas. La primera producción de nuevos elementos bombardeando núcleos pesados con partículas cargadas fué mediante el bombardeo de ²³⁹Pu con partículas α por Seaborg y su equipo en Berkeley. El bombardeo cobn partículas α se siguió empleando para sintetizar actínidos más pesados, hasta el Mendelevio.

4.10.1.1. Berkelio y Californio

El Berkelio y el Californio se sintetizaron en 1949 y 1950, respectivamente, mediante las reacciones

 ${}_{2}^{4}\text{He}+{}_{95}^{243}\text{Am}\longrightarrow{}_{97}^{243}\text{Bk}+2n$

 ${}^{4}_{2}\mathrm{He}{+}{}^{242}_{96}\mathrm{Cm}{\longrightarrow}{}^{245}_{98}\mathrm{Cf}{+}2\mathrm{n}$



Figura 4.32: Predicciones de modelo de capas para núcleos pesados.

4.10.1.2. Mendelevio

Mediante captura de partículas ligeras se formó hasta el Md en el período 1944-1955. El Mendelevio se sintetizó en 1955 mediante la reacción

$${}^{4}_{2}\text{He} + {}^{253}_{99}\text{Es} \longrightarrow {}^{256}_{101}\text{Md} + n$$

4.10.2. Síntesis mediante reacciones basadas en iones pesados

En el período 1957-1974 empezó una nueva técnica, en la que los isótopos de los actínidos de tiempo de vida más largo eran fusionados con isótopos de los elementos ligeros de B a O, proporcionados como haces de aceleradores de partículas. Como por este procedimiento el núcleo compuesto se calienta 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 Ca, 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 quese 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.

En la figura 4.33 se representan los diferentes períodos de síntesis de elementos pesados.

4.10.3. Síntesis mediante fusión caliente con actínidos

Este método se basa en bombardear los actínidos más pesados (²³⁸U, ²⁴⁴Pu, ^{245,248}Cm, ²⁴⁹Cf y ²⁵⁴Es) con iones pesados a energía a la barrera de Coulomb, y utilizar química rápida para la separación, o identificar el elemento mediante las energías y tiempos de retraso de la cadena de desintegración α . En los primeros tiempos se utilizaron iones relativamente ligeros (C, N, O) pero ahora se utilizan iones intermedios ricos en neutrones como el ⁴⁸Ca y ⁷⁰Zn.

4.10.3.1. Nobelio

El Nobelio se sintetizó por primera vez en Berkeley en 1958 por Ghiorso, Sikkeland, Walton y Seaborg mediante la reacción

$$^{12}_{6}C^{+246}_{96}Cm \longrightarrow ^{254}_{102}No + 4n$$

y fué identificado identificado por la desintegración

$$^{254}_{102}$$
No $\longrightarrow ^{100}_{97}$ Fm+ α

Ese mismo año, también se produjo este elemento por Flerov y colaboradores en Dubna, bombardeando $^{239}_{94}\mathrm{Pu}$ con $^{16}\mathrm{O}.$ Su tiempo de vida se midión en Dubna en 1966-67.

4.10.3.2. Lawrencio

La primera identificación del elemento 103 se realizó en Dubna mediante la reacción

$$^{18}_{8}\text{O} + {}^{243}_{95}\text{Am} \longrightarrow {}^{256}_{103}\text{Lr} + 5n$$

aunque el grupo de Berkeley ya había identificado la formación de un nuevo elemento a través de la energía de su desintegración α , bombardeando una mezcla de ^{249,250,251,252}Cf con haces de ^{10,11}B.

El Lawrencio ha resultado ser el último de los actínidos. Su vida media y características químicas no se determinaron hasta 1970.



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 4.33: Períodos de descubrimiento de elementos

4.10.3.3. Rutherfordio y Dubnio

El Rutherfordio se sintetizó por primera vez en Berkeley mediante las reacciones

$$^{12}_{6}C + ^{249}_{98}Cf \longrightarrow ^{257}_{104}Rf + 4n$$

 $^{13}_{6}C + ^{249}_{98}Cf \longrightarrow ^{259}_{104}Rf + 3n$

Los estudios de sus propiedades químicas confirmaron que este elemento pertenece al grupo IV de la tabla periódica,

Con respecto al elemento 105 hay una cierta controversia sobre su descubrimiento. Su primera evidencia fue proporcionada por Flerov y colaboradores de Dubna, mediante el bombardeo de $^{243}_{95}$ Cf con haces de 22 Ne. Sin embargo hay contradicciones entre las energías de las partículas α de desintegración medidas por ellos y los valores que actualmente se conocen. En 1970 se produjo el elemento 105 sin ambigüedad en Berkely, mediante la reacción

$$^{15}_{7}N^{+249}_{96}Cf^{-}_{105}Db^{+4n}$$

4.10.3.4. Seaborgio

El elemento 106 se produjo por primera vez en 1974, simultáneamente en Dubna y Berkeley. El grupo de Berkeley lo sintetizó mediante la reacción

$$^{16}_{8}O + ^{249}_{98}Cf \longrightarrow ^{263}_{106}Sg + 4n$$

mientras que el grupo de Dubna lo hizo mediante la reacción

$$^{54}_{24}\text{Cr} + ^{207}_{82}\text{Pb} \longrightarrow ^{260}_{106}\text{Sg} + 1n$$

con lo que comenzaron una nueva técnica de producción de elementos pesados: el bombardeo de Pb con ionnes pesados ricos en neutrones, descrita a continuación con más detalle. El último nuevo elemento descubierto sin ambigüedad mediante el bombardeo con actínidos es el Seaborgio (Sg). Los intentos de sintetizar sin ambigüedad elementos de masa mayor por este método han fallado. tanto en el LBL comoen el FNLR. Sin embargo este método ha servido para descubrir muchos isótopos nuevos y ha proporcionado fuertes evidencias de la formación de los elementos 113, 114, 115, 116 y 118, que no son definitivas debido al número limitado de partículas α detectadfas antes de la fisión espontánea sufrida por el isótopo al final de la cadena.

En 1992 se sintetizó el $^{263}\rm{Db}$ en la reacción $^{249}\rm{Bk}(^{18}\rm{O},4n)$ 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}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 S + 238 U en el canal de 5n. La sección eficaz de producción fue de 2.5 pb.

En el 1999 el isótopo $^{267}\rm{Bh}$ se encontró en el PSI (Suiza) en la reacción $^{249}\rm{Bk}(^{22}\rm{Ne},4n),$ 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.

4.10.4. Síntesis mediante reacciones basadas en Pb/Bi

Los elementos más pesados se han descubierto en reacciones en las que un haz de masa intermedia, rico en neutrones, se ha hecho incidir sobre un blanco de Pb o Bi. También se han sintetizado nuevos isótopos de elementos ya descubiertos previamente en reacciones con actínidos. Los primeros descubrimientos de importancia fueron los isótopos ^{253,254}Rf, ²⁵⁶Db, ²⁵⁸Sg. Posteriormente se descubrieron los elementos Bh, Hs y Mt, utilizando dosis del orden de 10¹⁸ 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.

4.10.4.1. Bohrio

El elemento 107 se produjo por primera vez en Darmstadt en 1981 mediante la reacción

$$^{54}_{24}\text{Cr} + ^{209}_{83}\text{Bi} \longrightarrow ^{262}_{107}\text{Bh} + 1\text{n}$$

En Dubna ya se había detectado en 1976 una actividad de fisión espontánea de un $t_{1/2} \simeq 2$ ms mediante esta reacción.

4.10.4.2. Hassio

El elemento 108 se sintetizó por primera vez en el GSI de Darmstadt en 1984, mediante las reacción

$$^{58}_{26}$$
Fe+ $^{208}_{82}$ Pb \longrightarrow $^{265}_{108}$ Hs+1n

a una energía del proyectil de 5.02 AMeV, lo que produce una energía de excitación de unos 18 MeVen el núcleo compuesto.

El isótopo $^{264}_{108}\mathrm{Hs}$ se sintetizó también el
el GSI de Darmstad en 1986 mediante la reacción

$$^{57}_{26}$$
Fe+ $^{208}_{82}$ Pb \longrightarrow $^{264}_{108}$ Hs+1n

Casi simultáneamente, el grupo de Dubna anunció el descubrimiento de $^{263,264,265}\mathrm{Hs}$ mediante las reacciones

TABLE 2	Actinide-based rea	actions $Z = 1$	104–108 (1985–1999	(6				
Atomic number	Reaction	Isotope	Decay mode	Half-life	Dose (10 ¹⁸)	α/ nb	Method	Reference
	²⁴⁸ Cm(¹⁸ O,4n)	²⁶² Rf	sf	53 ms		5 ± 1	wheel, sf	66
	$^{244}Pu(^{22}Ne,4n)$	²⁶² Rf	sf	50 ms		1 ± 1	wheel, sf	66
	²⁴⁸ Cm(²² Ne,4n)	²⁶² Rf	sf new	1.9 s		I	gasfilled sep. α -chain,	96
							chemistry α -chain	162
							gas-jet, α -chain	98
104	248 Cm(18 O,5n)	²⁶¹ Rf	α			5	gas-jet, α -chain	163
	244 Pu(22 Ne,5n)	261 Rf	α			$3.5^{+7}_{-2.3}$	gasfilled sep., α -chain	95
	²⁴⁴ Pu(²² Ne,5n)	261 Rf	α			$1.5 \pm \frac{1}{2.6}$	chemistry, α -chain	98
	$^{249}\text{Bk}(^{15}\text{N},4\text{n})$	260 Rf	sf			14 ± 2	wheel, sf	66
	248 Cm(16 O,4n)	260 Rf	sf			6 ± 1	wheel, sf	66
	²³⁸ U(²⁶ Mg,5n)	²⁵⁹ Rf	α		2	1.1	gasfilled sep., α -chain	95
	²⁴⁶ Cm(¹⁶ O,4n)	²⁵⁸ Rf	sf			10^{+}_{-3}	wheel, sf	66
105	$^{249}\mathrm{Bk}(^{18}\mathrm{O},4\mathrm{n})$	^{263}Db	α , sf (50%) new	27 s		10 ± 6	chemistry α -chain, sf	88
	$^{249}\text{Bk}(^{18}\text{O.5n})$	^{262}Db	α , sf			6 ± 3	chemistry α -chain, sf	88
	²⁴⁸ Cm(¹⁹ F,5n)	^{262}Db	α , sf			2	chemistry α -chain	164
	248 Cm(19 F,5n)	^{262}Db	α , sf			$0.26\substack{+0.15\\-0.09}$	gas-jet, α -chain	165
	²³⁶ U(²⁷ Al,5n)	^{258}Db	α , EC		2.7	0.45 ± 0.2	Vassilissa α -chain	93
	232 Th(31 P,5n)	^{258}Db	α , EC			0.12 ± 0.1	Vassilissa α -chain	92
106	²⁴⁸ Cm(²² Ne,4n)	²⁶⁶ Sg	α , sf new		10	$(60 \pm 20) 10^{-3}$	gasfilled sep., α -chain	96
	²⁴⁸ Cm(²² Ne,4n)	^{266}Sg		21 s		$(25 \pm 12) 10^{-3}$	chemistry α -chain	98
	²⁴⁸ Cm(²² Ne,4n)	^{266}Sg				$(54^{+26}_{-29}) 10^{-3}$	gas-jet, α -chain	166
	²⁴⁸ Cm(²² Ne,5n)	^{265}Sg	α new		60	$0.26\substack{+0.08\\-0.0.2}$	gas-filled sep., α -chain	96
	²⁴⁸ Cm(²² Ne,5n)	^{265}Sg	α	7.4 s		0.24 ± 0.12	chemistry α -chain	98
107	²⁴⁹ Bk(²² Ne,4n)	$^{267}\mathrm{Bh}$	α new	17 s		0.06	chemistry α -chain	89, 90
108	$^{238}{ m U}(^{34}{ m S},5{ m n})$	^{267}Hs	a new	90 ms	17	$(2.5^{+5}_{-2}) \ 10^{-3}$	gas-filled sep., α -chain	101

Figura 4.34: Síntesis mediante actínidos

$${}^{55}Mn + {}^{209}_{83}Bi \longrightarrow {}^{263}_{108}Hs + 1n$$

у

$${}^{58}_{26}\text{Fe} + {}^{207,208}_{82}\text{Pb} \longrightarrow {}^{264,265}_{108}\text{Hs} + 1\text{m}$$

a 5.5AMeVde energía incidente del proyectil. Sin embargo, la identificación de los productos de desintegración no se pudo realizar sin ambigüedades.

Otros isótopos han sidoss
intetizados posteriormente: En el año 1995 se sintetiz
ó $^{267}\mathrm{Hs}$ mediante la reacción $^{238}\mathrm{U}(^{34}\mathrm{S},5\mathrm{n})$, en el año 1996 el isótopo
 $^{269}\mathrm{Hs}$ mediante la reacción $^{208}\mathrm{Pb}(^{70}\mathrm{Zn},1\mathrm{n})$ y en el año 2000 el isótopo
 $^{266}\mathrm{Hs}$ mediante la reacción $^{207}\mathrm{Pb}(^{64}\mathrm{Ni},1\mathrm{n})$. Mediante fusión caliente se ha sintetizado en Dubna los años 2003 y 2004 los isótopos
 $^{270,271,275}\mathrm{Hs}$ en las reacciones $^{26}\mathrm{Mg}+^{248}\mathrm{Cm}$ en los canales de 3n y 4n y mediante la reacción $^{48}\mathrm{Ca}+^{242}\mathrm{Pu}$ en el canal de 3n.

4.10.4.3. Meitnerio

La primera observación del elemento 109 se realizó en el GSI de Darmstadt en 1982, con el espectrómetro SHIP. La reacción empleada fué

$$_{26}^{58}$$
Fe+ $_{83}^{209}$ Bi $\longrightarrow_{109}^{266}$ Mt+1n

con un tiempo de vida de 3.4 ms y una sección eficaz de 10^{+10}_{-6} pb.

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

Entre 1982 y 1994 no se produjo el descubrimiento de ningún nuevo elemento. Durante este período se desarrollaron sin embargo técnicas experimentales que permitieron aumentar la eficiencia y la resolución de energía de los dispositivos de medida. El principal problema es que las barreras de fisión de los elementos más pesados son muy estrechas y las funciones de excitación también, lo que implica la utilización de blancos finos y el control de la pérdida de energía. Las funciones de excitación tienen una anchura de unos pocos MeV para energías incidentes del orden de 300 MeV, lo que implica la necesidad de obtener una resolución del orden del 1 %. En 1994 el espectrómetro SHIP94 permitió descubrir los siguientes tres elementos mmediante la técnica de fusión fría basada en Pb/Bi.

tres elementos mmediante la técnica de fusión fría basada en Pb/Bi. Los elementos $^{269,271}_{110}$ Ds y $^{272}_{111}$ 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 Ni se hizo incidir sobre un blanco de 208 Pb.

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



Figura 4.35: Barrera de fisión del Seaborgio en comparación
con el \isotope[244] {Pu}



Figura 4.36: Funciones de excitación de producción de elementos pesados.



Figura 4.37: Cadenas de desintegración de los elementos 110 y 111

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

El elemento ²⁷²Rg (Z=111) se descubrió con un haz de ⁶⁴Ni en la reacción ²⁰⁹Bi(⁶⁴Ni, 1n) en el mismo experimento. La dosis empleada fue $2.2 \cdot 10^{18}$ iones y la seccion eficaz de producción fue $3.5^{+4.6}_{-2.3}$ pb. Se desintegra por emisión α con un tiempo de vida de 1.5 ms. En la cadena de desintegración se obtuvieron el ²⁶⁸Mt y el ²⁶⁴Bh.

El elemento ²⁷⁷112 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 ⁷⁰Zn se hicieron incidir sobre un blanco de ²⁰⁸Pb. El experimento se repitió en mayo del 2000 con una dosis de $4,7 \cdot 10^{18}$ iones. La sección eficaz de producción obtenida es $1,0^{+1,3}_{-0,7}$ 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 ²⁷³Ds y ²⁶⁹Hs

4.10.4.5. Otros isótopos del Rutherfordio

El isótopo ²⁵³Rf se produjo en la reacción ²⁰⁴Pb(⁵⁰Ti,1n) con una dosis de $2.2 \cdot 10^{17}$ iones, con una sección eficaz de producción de 0.19 nb. El ²⁵³Rf se desintegra por fisión espontánea con una vida media de 48 μ s. Comparado con el ²⁵⁵Rf con $T_{1/2} = 1.6$ s y un 52% de BR a fisión, la vida media en el canal de



Figura 4.38: Cadena de desintegración del elemento 112

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 ²⁵⁴Rf se produjo en la reacción ²⁰⁶Pb(⁵⁰Ti, 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 $23 \pm 3 \ \mu$ s. Su vida media disminuye en un factor 270 en comparación de ²⁵⁶Rf (de N=152 a N=154).

4.10.4.6. Otros isótopos del Dubnio

El isótopo ^{256}Db se produjo en la reacción $^{209}\text{Bi}(^{50}\text{Ti},3\text{n})$ con una sección eficaz de 190 nb. Se desintegra por emisión α de energías entre 9.02-9.2 MeV a ^{252}Lr , y también por conversión de electrones a ^{256}Rf . Su vida media es 1.9 s.

4.10.4.7. Otros isótopos del Seaborgio

El isótopo ²⁵⁸S
g se produjo en la reacción ²⁰⁹Bi(⁵¹V,2n) con una dosis de
1,4 · 10¹⁸ iones, con una sección eficaz de 38 ± 13 pb. Se desintegra por fisión con una vida media de 2,9 ms.

4.10.4.8. Otros isótopos Hessio

El isótopo ²⁶⁴Hs se produjo en la reacción ²⁰⁸Pb(⁵⁸Fe,2n). 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 ²⁶⁵Hs, con una sección eficaz de 70 ± 10 pb.

4.10.4.9. Otros isótopos del Bohrio

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

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

4.10.5. Síntesis del elemento 113 en Riken

El elemento 113 fue sintetizado en Riken (Japón) en el año 2004 mediante fusión fría, mediante la reacción

$$^{70}_{30}$$
Zn $+^{209}_{83}$ Bi \longrightarrow^{278} 113 $+$ 1n

4.10.6. Resultados en Dubna de fusión caliente con actínidos: 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 claras de la formación de los elementos 113, 114,115, 116 y 118.

4.10.6.1. Ununquadium

En 1998 se irradió un blanco de ²⁴⁴Pu con un haz de ⁴⁸Ca a 236 MeV, con una dosis de $5,2 \cdot 10^{18}$ proyectiles. En el canal (⁴⁸Ca,3n) se obtuvo un suceso de ²⁸⁹114. Con una dosis de $1,1 \cdot 10^{19}$ iones sobre un blanco de ²⁴²Pu se obtuvieron dos sucesos adicionales de ²⁸⁷114 en 1999. Las cadenas de desintegración se muestran en la figura 4.42. La sección eficaz de producción corresponde a 0.5 pb. Posteriormente se encontró el isótopo ²⁸⁷114 en la reacción

$$^{48}_{20}$$
Ca $+^{244}$ Pu $\longrightarrow^{287}_{114}$ 114 $+5$ n

a 257 MeV del proyectil, observándose una cadena de desintegraciones α que acaba en la fisión espontánea del Ds.

Atomic	Pb/B1-based react	1011S, L = 104-	112 at SHIF (198	(6661-08					
number	Reaction	Isotope (channel)	Decay mode	Half-life	E ^x /MeV	Dose (10 ¹⁸)	σ/nb	Number of chains	Reference
104	²⁰⁸ Pb(⁵⁰ Ti,xn)	²⁵⁷ Rf(1n) ²⁵⁶ Rf(2n) ²⁵⁵ Rf(3n)	α sf, α sf. α		10-33	1.4	$\begin{array}{c} 10 \pm 0.5 \\ 12 \pm 0.5 \\ 0.7 \pm 0.5 \end{array}$		6
	²⁰⁷ Pb(⁵⁰ Ti,2n) ²⁰⁶ Pb(⁵⁰ Ti,2n) ²⁰⁴ Pb(⁵⁰ Ti,1n)	255Rf 254Rf 253br	α , sf (52%) sf new	1.6 s 23 μs 48 μs	21–24 22 16	0.22. 0.27	~ 10 2.4 ± 0.2		105 105
105	²⁰⁹ Bi(⁵⁰ Ti,xn) ²⁰⁸ Pb(⁵¹ V,xn)	258Db(1n) 257Db(2n) 258Db(1n)	a, EC a	ed 0 1	53 19	1.0	$\begin{array}{c} 0.15 \pm 0.04 \\ 4.3 \pm 0.4 \\ 2.4 \pm 0.3 \\ 0.25 \end{array}$		106
	²⁰⁹ Bi(⁵⁰ Ti,xn)	²⁵⁷ Db (2n) ²⁵⁶ Db(3n) ²⁵² Lr	α, EC (35%) new α new	1.9 s 0.36 s	19–25 29	0.35	$0.31 \\ 0.19 \pm 0.04$		105 106
106 107	²⁰⁹ Bi(⁵¹ V,2n) ²⁰⁹ Bi(⁵⁴ Cr,xn)	²⁵⁸ Sg ²⁶² Bh (1n) ²⁶¹ Bh (2n)	sf new α α	2.9 ms	16–25 19–28	1.4 1.0	$\begin{array}{l} (38 \pm 13) \ 10^{-3} \\ (163 \pm 34) \ 10^{-3} \\ \left(36^{+22}_{-14}\right) \ 10^{-3} \end{array}$	38	105 80
108	²⁰⁸ Pb(⁵⁸ Fe,xn) ²⁰⁷ Pb(⁵⁸ Fe,1n)	²⁶⁵ Hs(1n) ²⁶⁴ Hs(2n) ²⁶⁴ Hs	α α , sf (50%)		11–20 19 19	5.5 1.2	$(70 \pm 10) \ 10^{-3}$ $< 10^{-2}$ $(3\pm\frac{5}{2}) \ 10^{-3}$	111 3 1	9 22
109	²⁰⁹ Bi(⁵⁸ Fe,1n)	²⁶⁶ Mt	ø		23 13–17	0.9 4.8	$\begin{pmatrix} 9+11\\ -6\\ 7.4+3.3 \end{pmatrix} 10^{-3}$	2 12	80 114
111	²⁰⁸ Pb(⁶² Ni,1n) ²⁰⁸ Pb(⁶⁴ Ni,1n) ²⁰⁹ Bi(⁶⁴ Ni,1n)	²⁶⁹ 110 ²⁷¹ 110 ²⁷² 111	α new α new α new	0.17 ms 56 ms 1.5 ms	12 9–12 9.4-	22 21. 22	$ \begin{array}{c} (3.3 \pm 5.2 \\ (3.3 \pm 5.2 \\ (15 \pm 6) \\ (15 \pm 6) \\ (3 5 \pm 3.6 \\ (10^{-3} \\ (3 5 \pm 3.6 \\ (10^{-3} \\ (10^{-$	4 0 c	9 102 10
112	²⁰⁸ Pb(⁷⁰ Zn, 1n)	268 Mt 264 Bh 277 112 273 110 273 110 269 Hs	α new α new α new α new α new	70 ms 0.44 s 0.24 ms 0.12 ms 9.3 s	12.5	3.4	$\left(1\pm 0.3\right)$ 10 ⁻³	5 6	: =

Figura 4.39: Elementos sintetizados en el GSI de Darmstadt mediante la técnica de $\rm Pb/Bi$


Figura 4.40: Tabla periódica de los elemtos pesados descubiertos

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

Figura 4.41: Tabla experimentos 114

4.10.6.2. Ununhexium

Existen indicios de la formación del elemento 116 obtenidos de cadenas de desintegración obtenidas mediante el bombardeo de ²⁴⁸Cm con ⁴⁸Ca en el año 2000. Las cadenas se muestran en la figura 4.43. Se observó el isótopo ²⁹²116 en el canal 4n. En 2001 se observó el isótopo ²⁹³116 en el canal 3n en la misma reacción. También en 2001, con el bombardeo de ²⁴⁵Cm con ⁴⁸Ca, se han observado los isótopos ^{290,291}116 en los canales 2n y 3n, respectivamente. En estas desintegraciones tambén se observó el isótopo ²⁸⁶114.



Figura 4.42: Cadenas de desintegración del 114.

4.10.7. Ununtrium y Ununpentium

Se ha obtenido la primera evidencia de la existencia del elemento 115 en 2003 en Dubna mediante el bombardeo de $^{243}\mathrm{Am}$ mediante $^{48}\mathrm{Ca}$ a 248 y 253 MeVen Dubna, con una dosis de $4,3\times10^{18}$ iones. Se obtuvieron cuatro cadenas de desintegración mostradas en la figura 4.44, atribuidas a los isótopos $^{288}115$ y $^{287}115$, producidos en los canales 3n y 4n. En las desintegraciones se observaron también los isótopos $^{284,283}113$.

Se ha obtenido evidencia adicional de la existencia del elemento 113 en Dubna en elaño 2006 mediante la reacción

$$^{48}_{20}$$
Ca+ 237 Np \longrightarrow 282 113+3n

Se obtuvieron las cadenas de desintegración mostradas en la figura 4.45, con una dosis de $1,1 \times 10^{19}$ iones de ⁴⁸Ca a 244 MeV. El elemento 113 se desintegra emitiendo una partícula α de energía $E_{\alpha} = 10,63 \pm 0,08$ MeV, con un tiempo de vida $t_{1/2} = 73^{+134}_{-29}$ ms y con una sección eficaz de $0,9^{+1,6}_{-0,6}$ pb.

En la tabla 4.46 se muestran las principales propiedades de los elementos 113 y 115.







Figura 4.44: Cadenas de desintegración del elemento 115.



Figura 4.45: Cadenas del elemento 113.

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 Mt	α	$0.72^{+0.87}_{-0.25}$ s	9.71 ± 0.06	9.85 ± 0.06	
²⁷² Bh	α	$9.8^{+11.7}_{-3.5}$ s	9.02 ± 0.06	9.15±0.06	
²⁶⁸ Db	$SF(\alpha/EC)$	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 Mt	α	$9.7^{+46}_{-4.4}$ ms	10.33 ± 0.09	10.48 ± 0.09	
²⁷¹ Bh	α				
²⁶⁷ Db	SF	73^{+350}_{-33} min			

Figura 4.46: Propiedades 113 y 115.

4.10.7.1. Ununoctiun

Se han encontrado indicaciones de la producción del elemento 118 mediante el bombardeo con ⁴⁸Ca de ²⁴⁹Cf realizado en Dubna en 2006, en el canal 3n. La dosis empleada fué 4×10^{19} iones. En este experimento se formó también el elemento 116. Las cadenas de desintegración obtenidas se muestran en la figura 4.47. En la tabla 4.48 se dan las propiedades de los elementos 114, 116 y 118. En la tabla 4.49 se muestran los elementos sintetizados en Dubna mediante fusión

Z	Α	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	$10.74 {\pm} 0.07$	$10.89 {\pm} 0.07$
	290	10(10/10)	α	7.1 ^{+3.2} _{-1.7} ms	10 ms	$10.84{\pm}0.08$	$11.00 {\pm} 0.08$
114	287	16(16/16)	α	$0.48^{+0.16}_{-0.09} \mathrm{s}$	0.5 s	10.02 ± 0.06	$10.16 {\pm} 0.06$
	286	24(19/12/7)	α:50 SF:50	$0.13^{+0.04}_{-0.02}\ s$	0.2 s	10.19±0.06 222°	10.33±0.06
112	283	22(19/19)	α : 100 SF: \leq 10	3.8 ^{+1.2} _{-0.7} s	3 s	9.54±0.06	9.67±0.06
	282	12(12/-/5)	SF	$0.82^{+0.30}_{-0.18}~{ m ms}$		231°	≤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°	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	$1.9^{+2.4}_{-0.6} \mathrm{min}$	0.7 min	8.54±0.08 248°	8.67±0.08
104	267	2 (2/-/1)	SF	$1.3^{+2.3}_{-0.5}$ h		260°	≤8.21

Figura 4.48: Propiedades 114, 116 y 118

^aNumber of observed decays and number of events used for calculations of half-lives / α-particle energies / TKE, respectively ⁶Branching ratio is not shown if only one decay mode was observed. ⁶Error 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 $E_{\text{TOT}}(\pm 5 \text{ MeV})+20 \text{ MeV}$.

caliente con actínidos.



Figura 4.47: Cadenas de desintegración de los elementos 116 y 118.

4.10.8. **Dispositivos experimentales**

Para fusionar dos núcleos a energías de la barrera de Coulomb para producir los elementos más pesados, son cecesarias 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.



Figura 4.49: Elementos descubiertos en Dubna mediante fusión caliente con actínidos.

Para detectar nucleos 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 MgV. 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 b 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.

Neutron number

4.10.8.1. 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 dcefinida $v = A_P v_P / (A_P + A_T)$. 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 del orden de 10^8 .

Entre loos 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



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 4.50: El separador de fragmentos SHIP del GSI

FLNR de Dubna y el filtro A/q FMS en Agonne 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 5mm de ancha y 80 mm de larga. Tienen una resolución espacial de 0.5 mm para partículas α emitidas de los productos de evaporación y una resolucion de energía de la α de 15 keV, y mide las partículas α y los productos de fisión con una aceptancia de 80 % de 2 π . Con una probabilidad del 90 % las señales de una cadena entera de desintegración se encuentrtan en 0.8 mm, lo cual da 700 pixeles efectivos.

4.10.8.2. 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 H₂se utiliza en el FLNR de Dubna. La idea 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.



Figure 10 The LBL gas-filled separator BGS (Q_v, D_h, D) with its detector systems (53). Figura 4.51: Separador relleno de gas de Berkeley



Figure 9 The FLNR H_2 -filled separator (DQ_h, Q_v) with its detector system (52, 95).

Figura 4.52: Separador relleno de gas de Dubna