

Capítulo 3

Reacciones Nucleares a Energías Intermedias

3.1. Introducción

A bajas energías las colisiones entre nucleones estaban prohibidas por el Principio de Exclusión de Pauli. No hay estados finales a los que los núcleones colisionantes puedan ir. A energías intermedias, a las que la energía por nucleón es superior a la energía de Fermi, tanto los estados altamente excitados como los del continuo están disponibles. Los grados de libertad nucleónicos son irrelevantes y el único ente sobre el que podemos aprender es la materia nuclear en sí misma. Esto ha abierto un dominio de estudio particular, el de la materia nuclear, sus excitaciones y su ecuación de estado. La materia nuclear sólo tiene sentido como un ente ideal, materia nuclear infinita. Este ente no existe en la tierra pero pudiera existir en el espacio, en las llamadas estrellas de neutrones, en las que la materia atómica colapsa debido a la interacción gravitacional en una materia nuclear infinita (más de una decena de kilómetros de radio), a temperatura nula y con una fuerte asimetría (las estrellas de neutrones en principio tienen un porcentaje de protones, aunque relativamente bajo).

El estudio de la materia nuclear ha dado origen a que varios dominios del conocimiento se entrelacen entre sí: El estudio teórico de la materia nuclear,

los experimentos de reacciones nucleares realizados con núcleos finitos a fin de obtener las propiedades de la materia nuclear por extrapolación, la Astrofísica Nuclear en lo que concierne a los objetos compactos y las explosiones supernova y la Mecánica Estadística Cuántica Fuera del Equilibrio.

3.2. La Función de respuesta Nuclear

La función de respuesta nuclear es la función de excitación de la sección eficaz de interacción del núcleo en función de la energía de excitación. Esta función de respuesta es distinta para cada tipo de partícula: fotones, electrones, piones cargados, protones, partículas ligeras o iones pesados. Cuando se hicieron por primera vez estudios de dicha función de excitación con fotones y electrones se observó que se extendía más allá de 20 MeV, y que en esta zona de alta energía de excitación, la función de respuesta exhibía el comportamiento de una resonancia muy ancha y de gran intensidad. Se denominó a esta resonancia la resonancia dipolar gigante, puesto que pronto quedó de manifiesto que tenía $J = 1$ y paridad negativa. Estudios posteriores pusieron en evidencia que otras partículas que no podían producir estos números cuánticos también producían funciones de excitación a altas energías por lo que había distintos tipos de resonancias gigantes. Estas resonancias se pudieron medir no sólo a través de la energía perdida por el proyectil sino también midiendo los rayos γ de desintegración del núcleo excitado. En la figura se muestran espectros de emisión gamma de núcleos excitados con iones pesados.

3.3. Resonancias Gigantes

El hecho de que la resonancia gigante aparecía para distintos proyectiles y a distintas energías incidentes dejaba claro que era un efecto de estructura nuclear, es decir, correspondía a estados excitados nucleares. Pronto se encontró evidencia, debido a la gran intensidad de excitación del estado de que las resonancias gigantes era un estado colectivo que implicaba todos los nucleones del núcleo, y que no podía ser debido a las oscilaciones de superficie

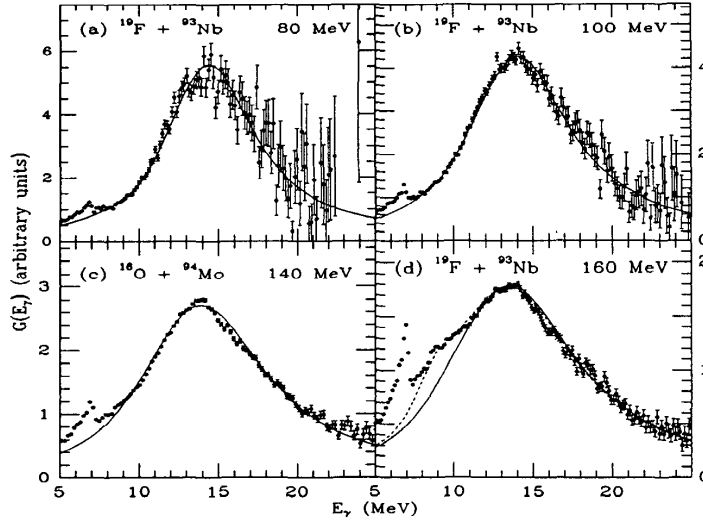


Figure 3 Measured GDR spectra from the decay of the GDR in $^{110,112}\text{Sn}$ isotopes at different excitation energies. The lines show statistical model calculations in which the GDR width was varied. Spectra and calculations are presented on a linear scale after division with a statistical model calculation using constant E1 matrix elements. From (23).

Figura 3.1:

por lo que se atribuyó estos estados a oscilaciones de densidad nuclear. Esta interpretación ha sido plenamente confirmada por los estudios posteriores. Las resonancias gigantes dan por lo tanto información acerca del comportamiento de la materia nuclear en núcleos finitos, y por lo tanto son de gran interés para el conocimiento de la Ecuación de estado de la materia nuclear.

En los últimos años se ha encontrado evidencia de que las resonancias gigantes corresponden a fonones de vibraciones de densidad y se han logrado medir estados de dos fonones. También se han medido resonancias gigantes en núcleos calientes, encontrando evidencia de que desaparecen cuando la temperatura aumenta. Vamos a exponer estos aspectos en los siguientes apartados.

Las resonancias gigantes se pueden describir microscópicamente como una superposición coherente de excitaciones partícula hueco por la acción de un operador electromagnético sobre el estado fundamental. Por ejemplo, para las

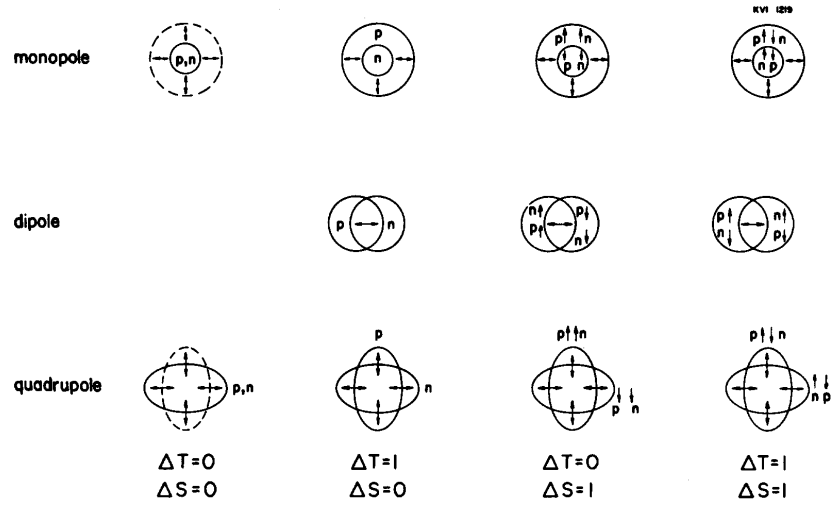


FIG 2. Qualitative picture of giant resonance modes of the nucleus.

Figura 3.2:

transiciones isoescales el operador es

$$O_{\mu}^{\lambda} = \frac{Z}{A} \sum_i r_i^{\lambda} Y_{\mu}^{\lambda}(\Omega)$$

donde la suma se realiza sobre los nucleones y λ es la multipolaridad de la transición.

3.3.1. Clasificación de las resonancias gigantes

Actualmente sabemos que las resonancias gigantes están caracterizadas por su isospín y su momento angular. Existen resonancias gigantes isoescales ($T=0$) e isovectoriales ($T=1$). En cuanto al momento angular, se han medido resonancias gigantes de $J=0$ (monopolares), $J=1$ (dipolares), $J=2$ (cuadripolares) y $J=3$ (octupolares). El hecho de que todas las resonancias gigantes tengan energías de excitación similares y grandes anchuras, y de que la intensidad de excitación disminuya con el momento angular, hace complicado el separar las resonancias gigantes de momento angular más elevado.

El principal problema experimental en el estudio de las resonancias gigantes es que los diversos modos se superponen en energía de excitación. La forma del espectro sigue una distribución lorentziana

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_m}{1 + (E^2 - E_m^2)^2 / E^2 \Gamma_m^2}$$

donde σ_m , E_m y Γ_m son la sección eficaz en el pico, la energía del centro de la resonancia y su anchura.

Existen de hecho varios modelos de las resonancias gigantes. En el modelo colectivo hidrodinámico el núcleo se describe como un fluido incompresible conteniendo dos líquidos distintos y con una superficie fija.

3.3.2. Reglas de suma

Si tenemos un núcleo con un espectro de energías dado por los estados $|n\rangle$, y un operador F , definimos la regla de suma pesada en energía S_k (que depende del núcleo en cuestión y del operador, como

$$S_k = \sum_n (E_n - E_0)^k |\langle n|F|0\rangle|^2$$

Esta regla de suma da el momento de orden k de la distribución de la energía de excitación producida por el operador F . El conjunto $|n\rangle$ es un conjunto completo de estados del Hamiltoniano H con energía E_n . Utilizando la relación de completitud podemos escribir

$$S_k = \langle 0|F(H - E_0)^k F|0\rangle$$

En algunos casos de interés esta expresión puede ser calculada de forma exacta con relativa sencillez. Por ejemplo, si F es un operador de excitación multipolar $F = r^\lambda Y_{\lambda 0}$, tenemos

$$S_1(r^\lambda Y_{\lambda 0}) = \frac{\hbar^2}{2m} A \langle 0|(\nabla r^\lambda Y_{\lambda 0})^2|0\rangle = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{(2\lambda + 1)\lambda}{4\pi} \cdot A \cdot \langle r^{2\lambda-2} \rangle$$

En el caso cuadrupolar, esta regla es proporcional al radio cuadrático medio. En el caso monopolar hay que utilizar $F = r^2$. Estas sumas se conocen como reglas de suma pesadas en energía. El valor de la suma es el máximo valor posible debido a todas las excitaciones del núcleo de multipolaridad λ . Si unos pocos estados dan un valor de la suma igual S_1 , no puede haber más estados de dicha multipolaridad que se exciten a partir del fundamental por el operador F . Decimos que dichos estados agotan la regla de suma. En el caso de vibraciones cuadrupolares tenemos

$$S_3(\lambda = 2) = \frac{1}{2} \left(\frac{2\hbar^2}{m} \right)^2 \frac{5}{16\pi} 8 \langle T \rangle$$

Las probabilidades reducidas de transición electromagnética $B(EL)$ vienen dadas por

$$B(EL; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i, M_f, M} \langle J_i M_i | e r^L Y_{LM} | J_f M_f \rangle^2$$

En términos de lo $B(EL)$ la regla de suma pesada en energía para $J_f = 0$ queda como

$$\sum_f B(EL; L_f \rightarrow 0)(E_f - E_i) = \frac{L(2L+1)\hbar^2}{8\pi m} \int d^3r r^{2L-2} \rho(r)$$

En el caso dipolar, $F = z$, por lo que $\nabla F = 1$. Tenemos para la regla de suma

$$\sum_n (E_n - E_0) |\langle n | z | 0 \rangle|^2 = \frac{\hbar^2 A}{2m}$$

que se conoce con el nombre de regla de suma de Thomas-Reiche-Kuhn (TRK).

3.3.3. Herramientas experimentales

Las principales herramientas utilizadas en el estudio de las resonancias isoescalares son la dispersión inelástica de partículas α y de protones. Tienen la ventaja de que son selectivas en la excitación de la resonancia isoescalar.

Las distribuciones angulares son características de la multipolaridad excitada. La dispersión de electrones tiene la desventaja de que no se puede distinguir entre excitaciones isoescalares e isovectoriales ni entre E2 y E0.

El estudio de las resonancias isovectoriales necesita una sonda que pueda discriminar entre protones y neutrones, lo cual implica una sonda electromagnética en el canal de entrada o una reacción de intercambio de carga. El conocimiento existente de la GDR se debe en su mayor parte a experimentos de absorción de rayos γ , debido al hecho de que es una herramienta muy exclusiva para excitar transiciones con $\Delta L = 1$ y $\Delta T = 1$. La dispersión de electrones ha sido también ampliamente empleada, pero a veces la interpretación de los experimentos no es obvia debido a que también se excitan resonancias isoescalares. Una herramienta reciente proporcionada por las factorías de mesones son las reacciones de intercambio de carga inducidas por piones.

3.3.4. Resonancia monopolar gigante

La resonancia monopolar isoescalar gigante tiene $J=0$ y $T=0$. Como es isoescalar no puede haber oscilación de protones contra neutrones. Sólo puede corresponder a fluctuaciones globales de la densidad, mediante la oscilación del volumen nuclear. Por esta razón se le llama a esta resonancia el modo respiratorio del núcleo. Estas resonancia se puede excitar con partículas isoescalares, como las partículas α . Se encuentra experimentalmente que tanto la anchura de esta resonancia como su centroide aumentan con la masa del núcleo.

Esta resonancia proporciona información acerca de la compresibilidad de la materia nuclear.

3.3.4.1. Compresibilidad Nuclear

El coeficiente de compresibilidad k se define para un material como

$$k = V \frac{dP}{dV} = \rho \frac{dP}{d\rho} = \rho \frac{d}{d\rho} \rho^2 \frac{d(E/A)}{d\rho}$$

donde hemos utilizado $V = A/\rho$ y en la última igualdad hemos usado la definición

$$P = \frac{dE}{dV} = -\rho^2 \frac{d(E/A)}{d\rho}$$

En el caso de sistemas excitados las derivadas hay que interpretarlas como derivadas parciales, con la entropía mantenida constante.

En Física Nuclear se utiliza el *módulo de compresibilidad nuclear* K , definido como

$$K = \frac{9k}{\rho} = 9 \frac{d}{d\rho} \rho^2 \frac{d(E/A)}{d\rho}$$

En equilibrio tenemos

$$K = 9\rho^2 \frac{d^2(E/A)}{d\rho^2}$$

K tiene dimensiones de energía (usualmente se expresa en MeV), a diferencia del coeficiente de compresibilidad ordinario, que tiene dimensiones de energía por unidad de volumen. K se puede expresar en función del radio nuclear. Tenemos $\rho = A/V = 3A/4\pi R^3$. Por lo tanto $d/d\rho = -4\pi R^4/9Ad/dR$ con lo que queda finalmente

$$K = R^2 \frac{d^2(E/A)}{dR^2}$$

3.3.4.2. Modelo de dos fluidos

Este modelo supone variaciones de la densidad de protones y neutrones de la forma

$$\rho_p(\mathbf{r}, t) = \rho_p(0) [1 + \eta(\mathbf{r}, t)]$$

$$\rho_n(\mathbf{r}, t) = \rho_n(0) \left[1 - \frac{Z}{N} \eta(\mathbf{r}, t) \right]$$

donde $\rho_{p,n}(\mathbf{r}, t)$ son las densidades de protones y neutrones en un instante arbitrario del tiempo, y

3.3.4.3. Características de la GMR

El modelo hidrodinámico relaciona de una forma simple la compresibilidad de un núcleo y la frecuencia de vibración de la GMR. La velocidad del sonido en materia nuclear viene dada por

$$v^2 = \frac{k}{m\rho} = \frac{K}{9m}$$

La condición de contorno del modelo hidrodinámico para $\lambda = 0$ es

$$\frac{d}{dr}j_0(kr) \big|_{r=R} = 0$$

lo que se cumple si $kR = n\pi$. Para , tenemos

$$k = \frac{\pi}{R}$$

o lo que es lo mismo

$$\hbar\omega = \frac{\pi v}{R} = \sqrt{\frac{\pi^2 K}{9mR^2}}$$

Tenemos aproximadamente por lo tanto, reemplazando R por el radio cuadrático medio

$$E_0 = \hbar\omega_0 = \hbar\sqrt{\frac{\pi^2 K_A}{9m \langle r_0^2 \rangle}}$$

donde m es la masa del nucleón y $\langle r_0^2 \rangle^{1/2}$ el radio cuadrático medio del núcleo.

El coeficiente de incompresibilidad K_A se define por

$$K_A = R^2 \left. \frac{d^2(E/A)}{dR^2} \right|_{R=R_0} ; \quad R = \langle r_0^2 \rangle^{1/2}$$

En el caso del ^{208}Pb , $E_0 = 13,9$ MeV, por lo que tomando $R = 1,2A^{1/3} = 7,2$ fm, obtenemos

$$K_A \sim 13,9^2 \cdot 939 \cdot 7,2^2 / \pi^2 197^2 = 221 \text{ MeV}$$

que es una estima basatante razonable a lo que se encuentra experimental-

mente. Con este valor de K_A la dependencia del centroide con A es $E_0 = 83A^{-1/3}$. El método que se sigue para determinar K_A de los datos experimentales es el siguiente: De la fórmula semiempírica de masas se obtiene

$$K_A = K_V + K_SA^{-1/3} + K_\tau \left[\frac{N-Z}{A} \right]^2 + K_C Z^2 A^{-4/3}$$

donde K_V , K_S , K_τ y K_C son las segundas derivadas de los términos de volumen, superficie, simetría y Coulomb de la fórmula semiempírica con respecto al radio del núcleo.

Los datos experimentales de los centroides de la GMR de un gran número de núcleos se han ajustado mediante la ecuación anterior. La inclusión de los núcleos ligeros es esencial para determinar el término de superficie. Los valores obtenidos del ajuste de los datos experimentales son $K_V = 300 \pm 25$ MeV, $K_S = -750 \pm 86$ MeV y $K_\tau = -320 \pm 180$ MeV.

Desde el punto de vista teórico, los cálculos RPA se utilizan para determinar K_A que a su vez se ajustan por la ecuación anterior. El resultado promedio de distintas interacciones es $K_V = 210 \pm 30$ MeV, inferior a los valores experimentales, aunque algunos cálculos dan valores de $K_V = 270 \pm 13$ MeV.

Teniendo en cuenta la restricción de las masas de estrellas de neutrones observadas, los cálculos relativistas de campo medio dan $K_V = 335 \pm 65$ MeV.

La existencia de la GMR en núcleos medios y pesados está bien establecida. La energía del centroide de la GMR es próxima al valor $E_X = 80A^{-1/3}$ MeV predicha por el modelo hidrodinámico. La mayoría de los datos existentes se han obtenido mediante dispersión de partícula α y heliones a energías superiores a 100 MeV, con ciclotrones. Como las partículas α son dispersadas esencialmente hacia adelante, se separan del haz con espectrómetros magnéticos. La resonancia cuadrupolar gigante aparece también en este tipo de experimentos, a energías más bajas. El estudio de la GMR implica por lo tanto el separarla de la GQR y substraer el fondo, por lo que incertidumbres relativamente elevadas son inevitables. En la figura se muestran espectros de la GMR y GQR para diversos isótopos de estaño, obtenidos mediante el bombardeo de partículas α de 120 MeV.

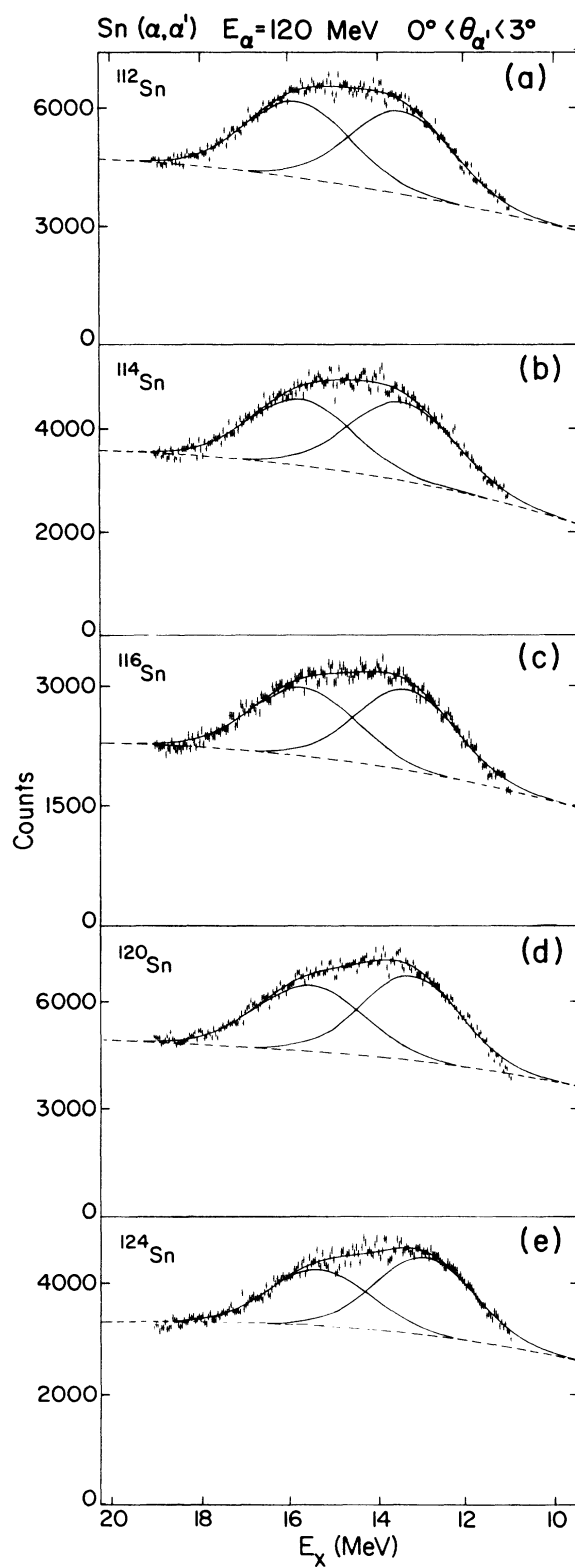


FIG. 3. The full-angle (0° – 3°) spectra for Sn isotopes. Each spectrum shows the GMR and the GQR components and the underlying continuum background.

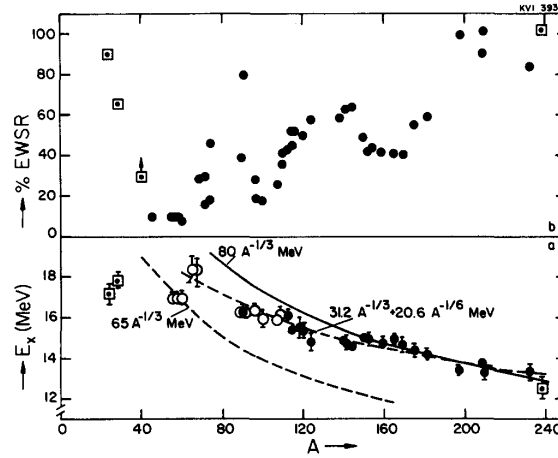


FIG 21. Systematics of the experimentally observed energy E_x (a) and fraction of the energy weighted sum rule (b) for the isoscalar giant monopole resonance. The data indicated by dots are taken from the summary of Buenerd, 1984, the data indicated by squares are from Brandenburg *et al.*, 1985; and Lui *et al.*, 1985. The full and open dots in 21a refer to nuclei for which more or less than 50% of the EWSR has been located respectively. The line indicated by $(31 A^{-1/3} + 20.6 A^{-1/6} \text{ MeV})$, valid for the GDR, shows that for nearly all A the GMR and GDR happen to coincide. The line indicated by $65 A^{-1/3} \text{ MeV}$ shows that around $A \sim 60$ the GQR and GMR happen to coincide.

Figura 3.4:

3.3.5. Resonancias dipolares gigantes

3.3.5.1. La resonancia isovectorial

La primera de las resonancias gigantes observadas fué la resonancia dipolar gigante isovectorial. Esta resonancia corresponde a una oscilación de protones contra neutrones. Se observa con gran intensidad en la dispersión de electrones y fotones por núcleos.

Los haces de fotones se obtienen mediante radiación de frenado de electrones, por lo que no son monoenergéticos. Sólo se puede limitar su energía en un intervalo dado.

Si el mecanismo de oscilación es armónico la frecuencia de oscilación es de la forma

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{M}}$$

donde K es el módulo d elasticidad y M es la masa del núcleo. La fuerza reastauradora debe de ser proporcionada por los nucleones desplazados, y

por lo tanto $K \propto R^2$. Como $M \propto R^3$ tenemos

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{M}} \propto \sqrt{\frac{R^2}{R^3}} = \frac{1}{\sqrt{R}} = A^{-1/6}$$

Otro mecanismo alternativo es que protones y neutrones se desplacen a lados opuestos del núcleo, con la densidad total inalterada. La constante restauradora será proporcional a la distancia que deben recorrer los nucleones, R . Por lo tanto, en este caso

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{M}} \propto \sqrt{\frac{R}{R^3}} = \frac{1}{R} = A^{-1/3}$$

La comparación con los resultados experimentales muestra que la dependencia de la energía de excitación con la masa nuclear se puede describir correctamente por una superposición de ambos mecanismos:

$$E = 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6} \text{ MeV}$$

Según esta fórmula la energía de excitación varía entre 25.5 y 13.5 MeV cuando la masa varía entre 16 y 250. Para núcleos pesados, la expresión

$$E = 78A^{-1/3} \text{ MeV}$$

se utiliza frecuentemente.

Un aspecto característico de la resonancia dipolar gigante es que agota casi el 100 % de la regla de suma pesada en energía. Cada núcleo tiene una intensidad máxima de excitación posible, de una multipolaridad dada. En el caso de la GDR tenemos

$$\int_0^{m_\pi c^2} \sigma_A(E') dE' = 60 \frac{NZ}{A} (1 + W) \text{ MeV} \cdot \text{mb}$$

donde σ_A es la sección eficaz de fotoabsorción y W es un factor de corrección dado por

$$W = 0,1 \frac{A^2}{NZ}$$

Figura 3.5: Sistemática de la GDR

La comparación de la regla de suma con las secciones eficaces de fotoabsorción muestra que la GDR agota la regla de suma para los núcleos de masas comprendidas entre 50 y 240.

La resonancia gigante tiene una estructura fina que se observa en experimentos de alta resolución. Aunque no existe una interpretación satisfactoria de la misma, la interpretación más simple son transiciones partícula hueco correspondientes a la captura de un cuanto E1.

3.3.5.2. La resonancia isoescalar dipolar gigante

La resonancia isoescalar gigante (ISGDR) se puede describir como una oscilación de la densidad hidrodinámica y puede visualizarse como una onda de compresión que va a un lado y otro del núcleo mientras que su volumen permanece constante. Su medida ha sido posible con espectrómetros de alta resolución (Davis, 1993) que han permitido obtener la distribución angular y hacer una separación en multipolos. Solo se ha medido para el ^{208}Pb . En la figura ?? se muestra el esquema del espectrómetro de RIKEN. Esta resonancia es un modo de compresión y su energía en el modelo hidrodinámico viene dada por

$$E_{ISGDR} = \hbar \sqrt{\frac{7}{3} \frac{K_A + \frac{27}{25} \epsilon_F}{m \langle r^2 \rangle}}$$

donde K_A es la compresibilidad del núcleo y ϵ_F es la energía de Fermi. Actualmente existe un problema con este modelo en el sentido de que la K_A medidas con la ISGDR son menores que con la GMR (para el ^{208}Pb se encuentra $K_A \sim 160$ MeV con la GMR y $K_A \sim 100$ MeV con la ISGDR).

En la figura 3.7 se muestra la descomposición de los espectros de diversos isótopos de Sn en las resonancias GMR y GQR. Las intensidades de los diversos multipolos medidos para el núcleo ^{24}Mg se dan en la figura 3.8.

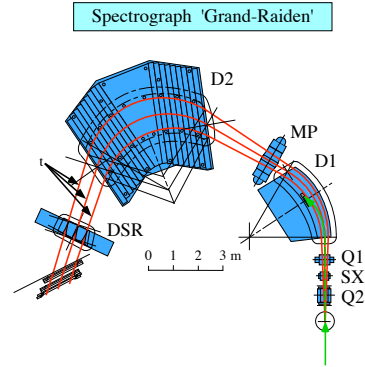


Fig. 2. Schematic layout of the Grand Raiden magnetic spectrograph with dipole (D1, D2), quadrupole (Q1, Q2) and higher order correction coils.

Figura 3.6: Spectrómetro de RIKEN

3.3.6. La resonancia isoescalar cuadrupolar Gigante (GQR)

Se descubrió en 1971 mediante dispersión de electrones. Se ha observado en dispersión inelástica de hadrones (incluyendo HI) y electrones. Para núcleos con $A > 40$ se ha observado un pico que agota 50-100 % de la EWSR E2 con el centroide localizado en $E_x = 65A^{-1/3}$ y con una anchura que disminuye con la masa, variando entre 4.5 MeV a $A=90$ a 2.5 MeV para el ^{208}Pb .

En los núcleos ligeros también se observa la GQR, pero fragmentada. Agota entre el 30 % y 60 % de la EWSR E2.

3.3.7. La Resonancia Isovectorial Monopolar Gigante (IVGMR)

Se descubrió en 1976 mediante reacciones (π^+, π^0) y (π^-, π^0) con haces de piones de 165 MeV. Existen datos para núcleos medios y pesados (^{40}Ca , ^{60}Ni , ^{120}Sn , ^{140}Ce y ^{208}Pb). De las tres componentes de isospín la más intensa es la $T = 1$. Con piones positivo la anchura es mayor. La posición de

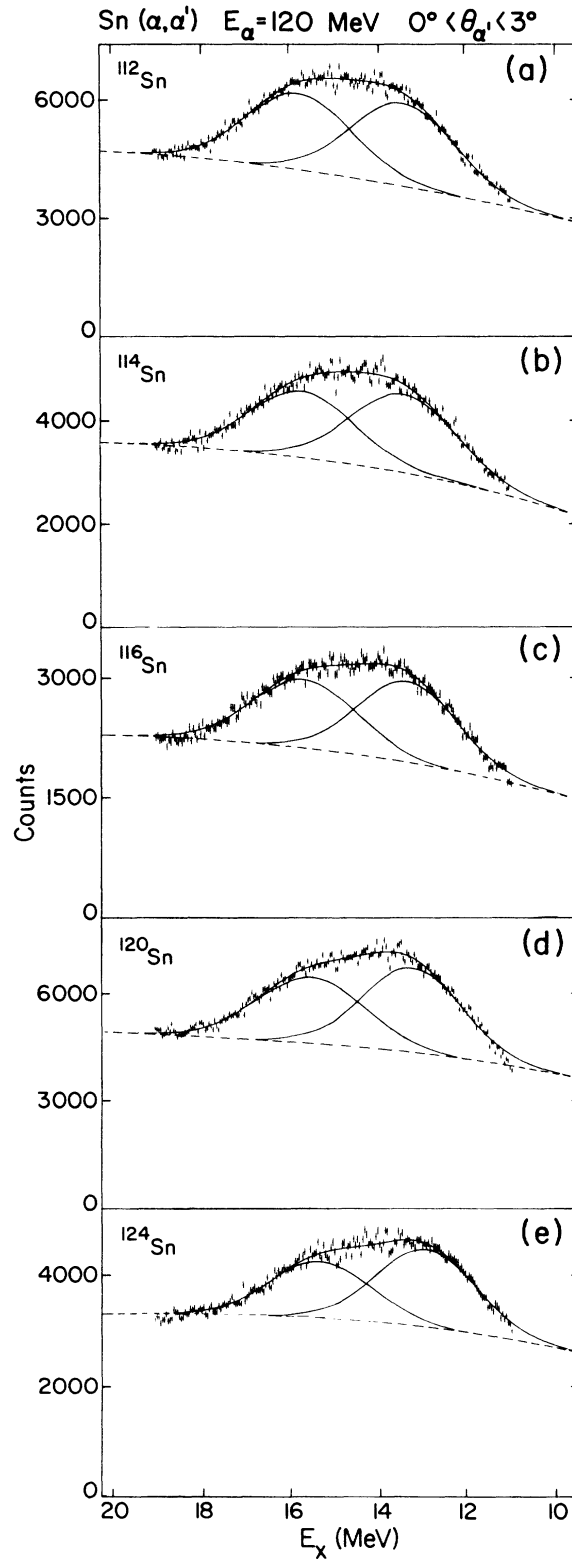


FIG. 3. The full-angle (0° – 3°) spectra for Sn isotopes. Each spectrum shows the GMR and the GQR components and the underlying continuum background.

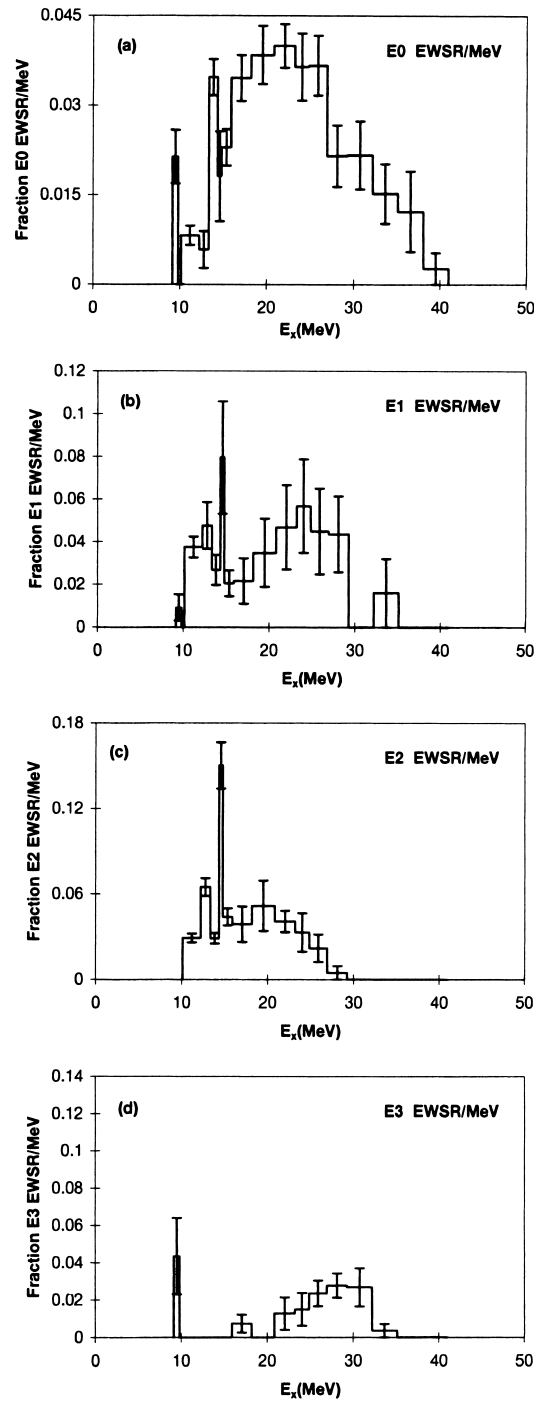


Fig. 7. The solid lines show the fractions of the isoscalar EWSR in ^{24}Mg obtained for the multipolarities indicated. The error bars represent the uncertainty due to the fitting of the angular distributions.

Figura 3.8:

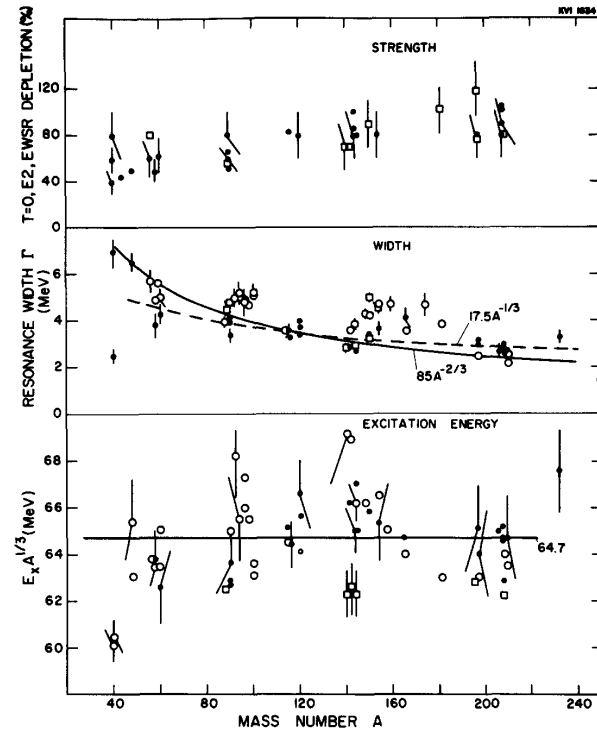


FIG 26. Systematics for the excitation energy E_x , width Γ and fraction S of the $T = 0$, E2 energy-weighted sum rule strength of the GQR as observed in nuclei with $A > 40$. The different symbols refer to different data sets—see text.

Figura 3.9:

esta resonancia se ajusta bien mediante

$$E_x = (59,2 \pm 2,6)A^{-1/6} \text{ MeV}$$

Este valor es muy distinto del de $E_X = 170A^{-1/3} \text{ MeV}$ predicho por el modelo hidrodinámico. En núcleos ligeros hay evidencia de esta resonancia en reacciones de intercambio de carga.

3.3.8. Resonancia cuadrupolar isovectorial Gigante (IVGQR)

Al igual que la GQR, se descubrió en 1971 mediante dispersión de electrones. Se han utilizado también reacciones de captura (n, γ) y de fotoexcitación (γ, n). Aparece en núcleos medios y pesados. Su energía de excitación sigue $E_x = 130A^{-1/3} \text{ MeV}$. Su anchura pasa de 10 MeV para $A \sim 60$ a 5 MeV para $A \sim 208$, agotando 50-100 % de la EWSR E2.

3.3.9. Resonancias octupolares

Mediante la dispersión inelástica de electrones y protones se observan dos picos de carácter octupolar ($L=3$) en muchos núcleos. Se descubrieron en 1978. El de baja energía (LEOR) está localizado en $E_x = 30A^{-1/3} \text{ MeV}$. Agota entre el 15 % y el 20 % de la EWSR octupolar. Corresponde a transiciones de partícula-hueco de una capa, El de alta energía (HEOR) se interpreta como correspondiente a transiciones partícula hueco de 3 capas ($3\hbar\omega$). Su posición se encuentra en $E_x = 110 - 130A^{-1/3}$ con una anchura de 6-8 MeV. También se han observado en dispersión de partículas α .

3.3.10. Efecto de la deformación en las resonancias gigantes

Hemos visto que la sistemática experimental indica una fuerza restauradora que depende del radio nuclear. En un núcleo deformado la longitud del eje de simetría es distinta de la longitud de los ejes perpendiculares al de

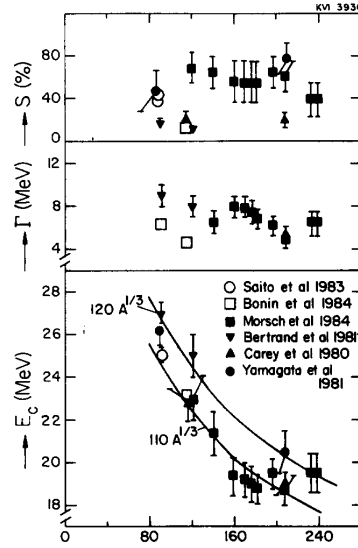


FIG 28. Systematics for (bottom to top) the excitation energy E_c , width Γ and fraction S of the $T=0$, E3 energy-weighted sum rule strength of the $3\hbar\omega$ isoscalar giant octupole resonance HEOR. The different symbols refer to the data sets as indicated.

Figura 3.10:

simetría. Si parametrizamos la forma nuclear como una deformación cuadrupolar de la forma esférica

$$\begin{aligned} x &\rightarrow x(1 - \epsilon) \\ y &\rightarrow y(1 - \epsilon) \\ z &\rightarrow z(1 + 2\epsilon) \end{aligned}$$

tenemos que la energía de la resonancia dipolar gigante en la dirección z varía como

$$E_{GDR}(z) = E_{GDR}(1 + 2\epsilon)$$

mientras que en los otros ejes varía como

$$E_{GDR}(x) = E_{GDR}(y) = E_{GDR}(1 - \epsilon)$$

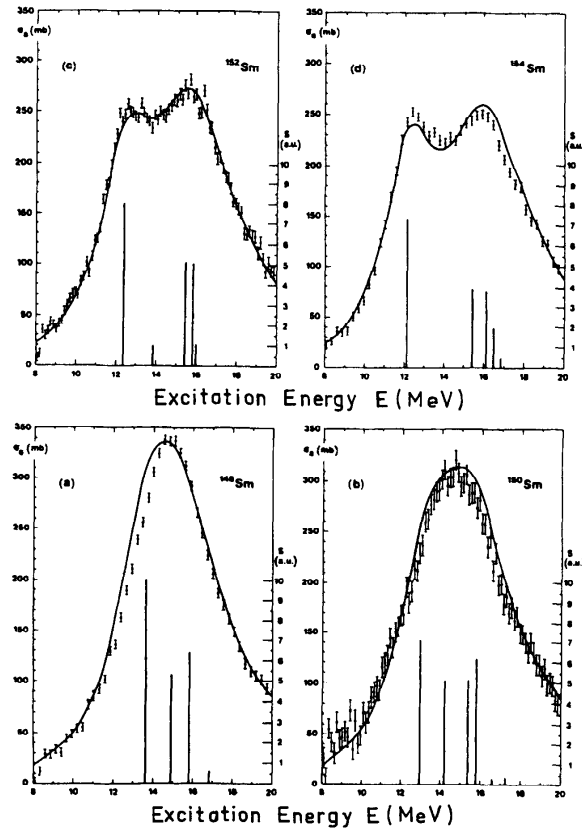


Fig. 1.2. Photoexcitation. Evolution of the GDR with deformation Total photo-neutron cross section for Sm isotopes showing the evolution of the giant dipole resonance in going from the spherical nucleus ^{148}Sm to the deformed nucleus ^{154}Sm (see Ref. [Ma84])

Figura 3.11: Desdoblamiento de la resonancia dipolar gigante en isótopos de Sm.

La frecuencia de las oscilaciones es menor en el eje elongado, y además debe de tener la mitad de intensidad que la vibración a lo largo de los otros dos ejes. Este fenómeno se observa experimentalmente, como se ilustra en la figura 3.11 para diversos isótopos del Sm.

3.3.11. Resonancias gigantes sobre estados excitados

En los últimos 20 años ha habido un considerable interés en el estudio de la GDR construida sobre estados excitados. La primera observación de una resonancia gigante formada sobre un estado excitado se realizó en 1964 en

reacciones (p, γ) realizadas sobre ^{11}B , donde se observó la resonancia gigante construida sobre el primer estado 2^+ . Muchos experimentos muestran que la GDR puede existir en núcleos en condiciones extremas de temperatura (energía de excitación) y momento angular. Esto está de acuerdo con la hipótesis de Axel Brink de 1955 enunciando que para cada estado nuclear debería de haber una resonancia gigante construida sobre el. El interés de estos experimentos es vario. En primer lugar hay un interés intrínseco de encontrar hasta que punto la hipótesis de Axel-Brink es válida. Suponiendo su validez, aparecen varias cuestiones adicionales, como cuales son los límites de temperatura y momento angular por encima de los cuales es imposible producir algún tipo de excitación colectiva en los núcleos. Otra cuestión es el modo en que la temperatura y el momento angular afectan las características de las resonancias, como su energía de excitación, anchura e intensidad. Como la forma de la distribución de intensidad de la GDR depende de la forma del núcleo en el caso de GDR construidas sobre el estado fundamental, el estudio de la GDR en estados excitados nos debería de proporcionar información acerca de la forma de los núcleos en dichos estados, es decir, debería de ser un modo bastante directo de estudiar los cambios de forma de los núcleos en función de la temperatura y el momento angular.

Estos aspectos se pueden estudiar de dos modos distintos, dependiendo de que se trate de núcleos ligeros o pesados. En núcleos ligeros, la captura radiativa de protones ha sido una herramienta ampliamente estudiada. En estos experimentos se mide para cada energía del protón el espectro de rayos γ de alta energía. Desde 1980, diversos experimentos de captura radiativa de protones (p, γ) a energías intermedias en núcleos ligeros ($12 < A < 40$) han proporcionado información sobre las propiedades de la GDR construida sobre diversos estados excitados del mismo núcleo. En estos estudios se observa desintegraciones γ que pueblan como estado final estados excitados. Un ejemplo de este comportamiento se puede ver en la figura 3.12.

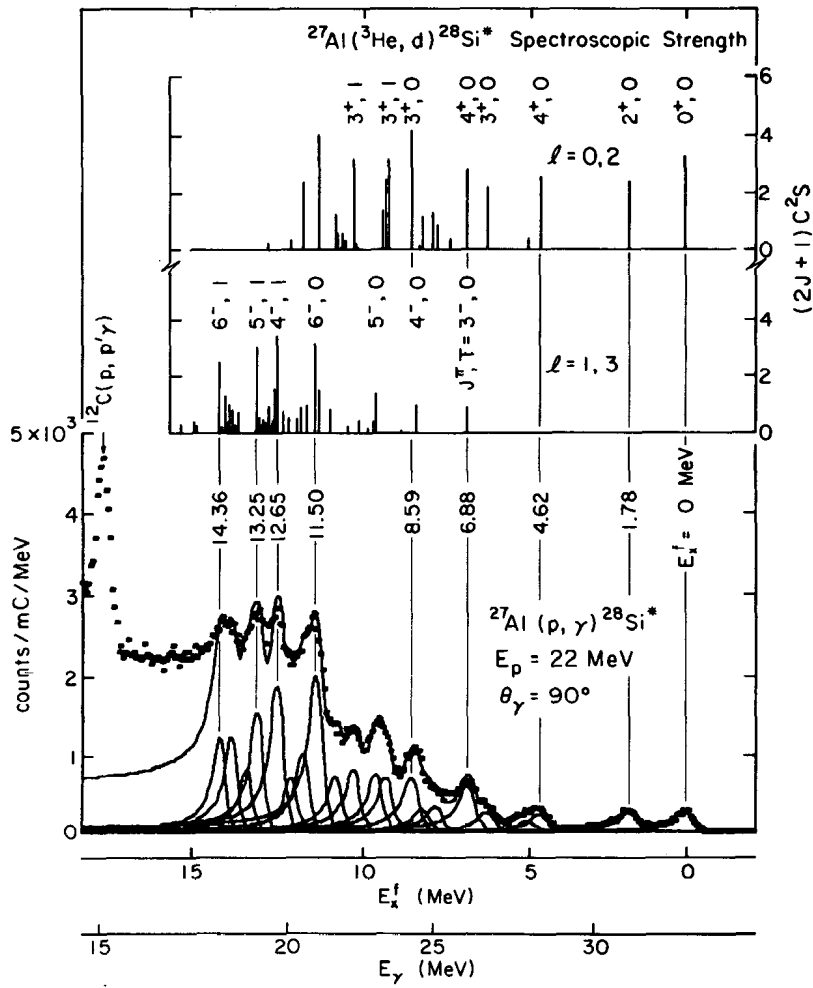


Figure 4 (Top) $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, d)^{28}\text{Si}^*$ single-proton spectroscopic factors $(2J+1)C^2S$. (Bottom) $^{27}\text{Al} + p \rightarrow ^{28}\text{Si}^* + \gamma$ spectrum with lineshape decomposition. Vertical lines indicate the correspondence of proton capture and proton stripping for some of the strong γ transitions (38).

Figura 3.12: Resonancia dipolar gigante en Al construida sobre estados excitados

Table 4. Survey of giant resonances

Heavy nuclei $A \geq 90$							Light nuclei $A \leq 40$			
	ΔL	ΔL	Shell	Status	$E_x(\text{MeV})$	$S(\%)$ §	Deformed		Status	$S(\%)$
							Theory	Experiment		
E0	0	0	$2\hbar\omega$	‡	$\sim 80 A^{-1/3}$	50–100	✓	†	†	50–100
	0	1	$2\hbar\omega$	†	$\sim 59 A^{-1/6}$	50–100¶		—	—	
E1	1	0	$3\hbar\omega$	—	—	—			*	50–100
	1	1	$1\hbar\omega$	‡	$32 A^{-1/3} + 20.6 A^{-1/6}$	≥ 100	✓	‡	‡	50–100
E2	2	0	$2\hbar\omega$	‡	$65 A^{-1/3}$	50–100	✓	*	‡	40–80
	2	1	$2\hbar\omega$	*	$130 A^{-1/3}$	50–100		—	—	
E3	3	0	$1\hbar\omega$	‡	$\sim 30 A^{-1/3}$	10–20	✓	*	†	10–20
			$3\hbar\omega$	†	$(110-120) A^{-1/3}$	$\geq 50?$	✓	*	—	
	3	1	$1\hbar\omega$	—	—	—				
E4			$3\hbar\omega$	—	—	—				
	4	0	$2\hbar\omega$	*	$(60-80) A^{-1/3}$	~ 20			—	
			$4\hbar\omega$	—	—	—			—	
			$4\hbar\omega$	—	—	—			—	
	4	1	$2\hbar\omega$	—	—	—			—	
			$4\hbar\omega$	—	—	—			—	
			$4\hbar\omega$	—	—	—			—	

* Resonance/effect probably observed in some nuclei.

† Resonance/effect observed but information not yet complete.

‡ Resonance/effect well established.

§ Percentage of relevant energy weighted sum rule.

|| Obtained from interpolating the $(T \pm 1)$ components.

¶ Ratio between experimental and calculated cross section.

Figura 3.13:

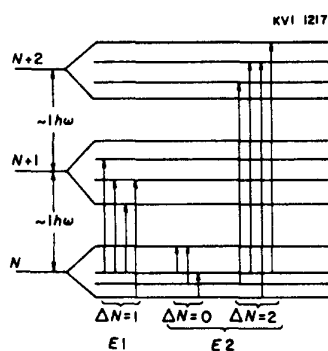


FIG 3. Schematic representation of E1 and E2 single particle transitions between shell model states.

Figura 3.14:

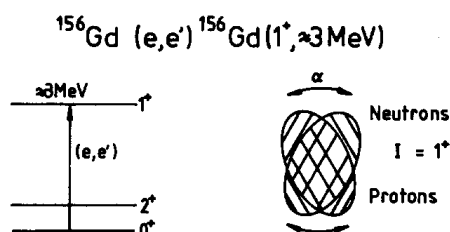


Fig. 4: Axially symmetric deformed proton and neutron shapes performing angle vibrations of scissor type with an amplitude 2α from the equilibrium position $\alpha=0$.

Figura 3.15:

3.3.12. Resonancias gigantes magnéticas

3.3.12.1. La resonancia de Gamow-Teller

En reacciones (p,n) se observan picos intensos de características $T = 1$ y $S = 1$. Dependiendo de la energía de excitación del núcleo se observan hasta tres picos distintos, con $L = 0$ y anchura relativamente estrecha el de más baja energía, y con $L = 1$ y $L = 2$ a más altas energías y con anchuras más elevadas. Este pico se excita por el mismo operador que la desintegración β , por lo que el estudio de esta resonancia proporciona información de interés para la comprensión de la desintegración β .

3.3.13. Otras resonancias gigantes

En los últimos años, el desarrollo de espectrómetros de alta resolución ha conducido a la observación de nuevos modos de vibración de la materia nuclear y a la posibilidad de observación de algunos modos predichos pero sin confirmación experimental.

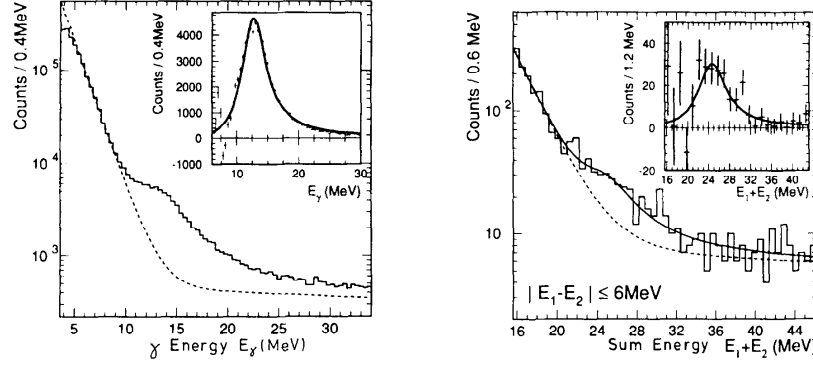


Fig. 2.31. Photon energy spectra measured for peripheral events from $^{209}\text{Bi} + ^{208}\text{Pb}$ reaction. The structure around 13 MeV corresponds to the γ decay of the Coulomb excited GDR in the ^{208}Pb target. The inset shows a Lorentz fit to the difference between the data and the background (see Ref. [Ri93]).

Fig. 2.32. Measured double photon spectra. Sum energy of coincident photon pairs with an energy difference less than 6 MeV for peripheral events. The structure around 26 MeV is assigned to the double γ decay of the GDR $\otimes$ GDR (see Ref. [Ri93]).

Figura 3.16:

3.3.14. Excitación de varios fonones de resonancias gigantes

El hecho de que las resonancias gigantes se interpreten como vibraciones de la densidad de la materia nuclear implica la posibilidad de observar estados correspondientes a dos o más fonones de excitación de las resonancias gigantes. Por otro lado, debido a la elevada energía de excitación de las resonancias gigantes,

Vemos, como conclusión, que las resonancias gigantes no solamente se comportan como vibraciones armónicas, sino que son excelentes vibraciones armónicas, con la energía de dos fonones igual al doble de la energía de excitación de un fonón y su anchura dada por la superposición cuadrática de las anchuras de cada uno de los fonones.

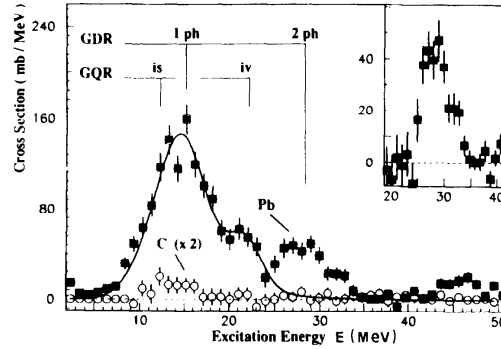


Fig. 2.33. Experimental inelastic spectra. Excitation energy spectrum obtained for ^{136}Xe projectile interacting with a ^{208}Pb target at 700 MeV/n (squares) and with a ^{12}C target (circles). The spectrum for the ^{12}C target is multiplied by a factor 2 for better representation. The expected resonance energies for the GQR, GDR, and multiphonon states are indicated. The solid curve is the result of a first order W.W. calculation (for more details see Ref. [La93]). The inset shows an expanded view of the two-phonon region after background subtraction.

Figura 3.17:

3.3.15. Variación con la temperatura de la anchura de la GDR

Una pregunta de interés es hasta que temperatura los núcleos pueden exhibir vibraciones de densidad, es decir, hasta que temperatura la materia nuclear es elástica. Podríamos pensar que las propiedades elásticas se van perdiendo con la temperatura, conduciendo a un amortiguamiento de las resonancias gigantes. La única resonancia gigante observada en núcleos calientes es la GDR, y de hecho se observa este amortiguamiento con la temperatura. También se observa en núcleos a alto espín con el momento angular.

La observación del desdoblamiento de la GDR en núcleos deformados calientes, puede dar información acerca de su forma. La observación de la resonancia monopolar gigante en núcleos calientes daría información sobre la compresibilidad de la materia nuclear a temperatura finita.

3.4. Núcleos calientes

Uno de las cuestiones de interés en Física Nuclear es el comportamiento de la materia nuclear con la energía de excitación. Esta energía de excitación se puede parametrizar como una temperatura. Los núcleos en el estado

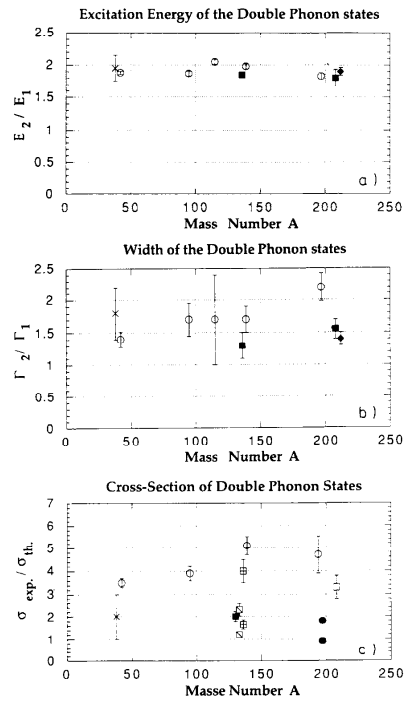


Fig. 2.44. Summary of the various results on the double phonon states. The open circles represent the results from (π^+, π^-) reactions while the crosses correspond to the double GQR excitation by the nuclear field. The results from Coulomb excitation of the double GDR are also displayed: the squares represent the LAND collaboration results, the diamonds the TAPS data and the black circles the activation measurements. The error bars correspond to experimental errors. (a) Double phonon excitation energy. (b) Double phonon width. (c) Double phonon cross section compared with theoretical estimates: CCIA calculations for the (π^+, π^-) reactions, semi-classical calculations for the GQR and perturbation theory for the Coulomb excitation. Black symbols (Folding methods) are from Refs. [Ll92,Em94a] for the Xe (black square) and [Au93] for the Au (black circles), the bare square for the Xe and the square with a point for the Pb come from Ref. [Ze93] and the square with a cross from Ref. [Po94]. The different values for the same calculation refer to different sets of parameters in the theory. (Partly adapted from Ref. [Em94a].)

Figura 3.18:

282

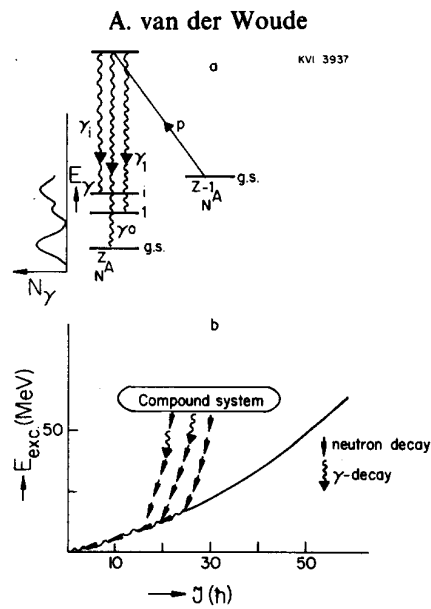


FIG 49. Schematic illustration of experimental methods to study the GDR built on excited states. (a) Through the (p, γ) reaction it is possible to study the GDR on a single excited state. (b) Through a complex-particle capture it is possible to study the properties of the GDR in an averaged way over many excited states.

Figura 3.19:

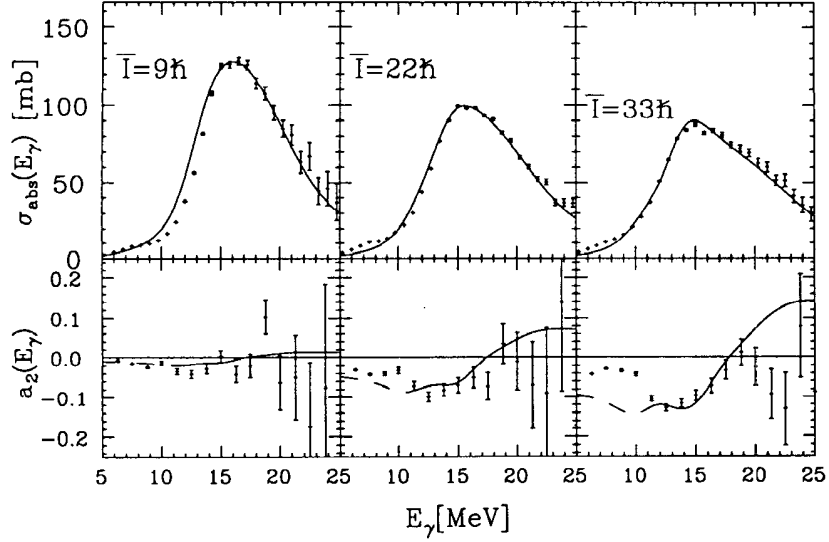


Figure 11 Measured GDR absorption cross sections and angular distribution coefficients, for excited Zr and Mo nuclei with $A = 90-92$. The average angular momentum increases as indicated. The data are compared to adiabatic calculations using the metric in Equation 11 and including the effect of orientation fluctuations. From (65).

Figura 3.20:

fundamental están a temperatura nula. Para un sistema de fermiones sin interacción esto significa que todos los niveles por debajo de la energía de Fermi están ocupados y por encima de la energías de Fermi están vacíos. El principio de incertidumbre de Heisemberg impone que cada celdilla en el espacio de fases tenga un volumen $\hbar^3$. Si suponemos materia nuclear simétrica, en cada celdilla nos cabrán 4 nucleones, dos protones y dos neutrones, con espines arriba y abajo para cada estado de isospin. Tendremos por lo tanto

$$\frac{A}{4} = \frac{V_{\mathbf{p}} V}{h^3} = \frac{\frac{4}{3}\pi p_F^3 V}{(2\pi)^3 \hbar^3} = \frac{V k_F^3}{6\pi^2}$$

con $k_F = p_F/\hbar$. De aquí obtenemos para la densidad

$$\rho = \frac{A}{V} = \frac{2}{3\pi^2} k_F^3$$

Cuando $T \neq 0$ la probabilidad de ocupación de niveles ya no es igual a la unidad hasta p_F , $\Theta(p_F - p)$ sino una función $n(p)$. El volumen en el espacio de

mentos queda remplazado por la integral de $n(k)$ en el espacio de momentos

$$\int_0^{\infty} n(k) k^2 dk d\Omega_k$$

Si $n(k)$ no depende de la dirección del momento tendremos para la densidad

$$\rho = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{\infty} n(k) k^2 dk$$

En el caso de los núcleos, como los nucleones son fermiones, la función $n(k)$ viene dada por la estadística de Fermi-Dirac

$$n(\varepsilon) = \frac{1}{1 + e^{(\varepsilon - \varepsilon_F)/kT}}$$

donde $k = 8,617343 \times 10^{-11} \text{MeV K}^{-1}$ es la constante de Boltzmann y T es la temperatura en K. Denominando m a la masa del nucleón, tenemos la relación entre k y ε

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$$d\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{m} k dk$$

Con este cambio de variables obtenemos para la densidad

$$\rho = \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\infty} n(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{1}{\pi^2} J_{1/2}(kT)$$

donde

$$J_{1/2}(\varepsilon_F/kT) = \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}{1 + e^{(\varepsilon - \varepsilon_F)/kT}}$$

es la integral de Fermi. En vez de la energía de Fermi se suele utilizar el potencial químico μ definido como la energía necesaria para cambiar el número de partículas del núcleo en una unidad. Si el potencial en el radio nuclear es

$V(R)$, el potencial químico viene dado por

$$\mu = \varepsilon_F + V(R)$$

Podemos aproximar la distribución de Fermi-Dirac por

$$n(\varepsilon) = e^{-(\varepsilon - \mu)/kT}$$

ya que el 1 es despreciable frente a la exponencial por encima del mar de Fermi. Tenemos por lo tanto

$$J_{1/2}(\mu/kT) \simeq \frac{\mu}{kT} \int_0^\infty e^{-\varepsilon} \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon$$

con lo que nos queda para la densidad cuando el radio es grande

$$\rho(R) \xrightarrow{R \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi^3}} \left(\frac{\hbar^2}{2m} \right)^{-3/2} e^{\mu/kT} T^{3/2}$$

3.4.1. Fluctuaciones

La primera cuestión a responder es hasta que punto está justificado utilizar una descripción termodinámica de un sistema de pocos cuerpos como un núcleo. Para responder a esta pregunta utilizamos la relación de la Mecánica Estadística que proporciona las fluctuaciones de energía en función del número de partícula A y de la temperatura T :

$$\frac{\sigma(E)}{\langle E \rangle} \simeq \frac{4}{\sqrt{AT}}$$

Para $T = 5\text{MeV}$, que es del orden de las máximas temperaturas alcanzables, tenemos que esta relación vale el 40 % para $A = 20$ y 13 % para $A = 200$. Por lo tanto el tratamiento termodinámico está justificado para sistemas pesados pero debe de tomarse con precaución para sistemas ligeros.

3.4.2. Métodos experimentales de formación de núcleos calientes

La mayor parte de los experimentos de formación de núcleos calientes se ha realizado en colisiones de iones pesados mediante dos tipos de procesos:

1. Fusión de iones pesados
2. Reacciones profundamente inelásticas

La forma más adecuada depende de la energía incidente y de la asimetría. A bajas energías, y cuando el resultado de la fusión es un núcleo de masa $A < 120$, la fusión es el método idóneo. A altas energías incidentes y proyectiles pesados, las reacciones profundamente inelásticas son el medio idóneo de transferir una gran energía de excitación al núcleo blanco.

Otros dos métodos adecuados de producción de núcleos calientes, aunque menos explorados que las colisiones de iones pesados son:

1. Reacciones inducidas por p a varios GeV. Los protones incidentes producen una cascada intranuclear que desarrolla en un tiempo de alrededor de 10^{-22} s un núcleo completamente equilibrado.
2. Reacciones inducidas por $\bar{p}$. La Aniquilación $\bar{p} + p$ libera cerca de 2 GeV de energía de los que 200-300 MeV se transfieren como energía de excitación al núcleo blanco.

3.4.3. Termómetros nucleares

Para que el concepto de temperatura nuclear sea aplicable, los nucleones deben de estar equilibrados dentro del núcleo. El equilibrio debe ser tanto térmico como químico. Un termómetro ampliamente empleado es la medida de la pendiente a altas energías de espectros de partículas evaporadas. La suposición básica es que el espectro de las partículas evaporadas satisface una distribución de Maxwell-Boltzmann:

$$N(E)dE \propto \frac{E - E_0}{T^2} e^{-\frac{E - E_0}{T}} dE$$

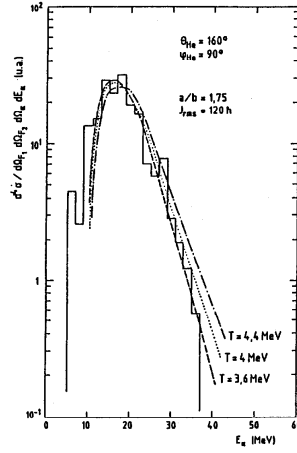


Fig. 2.7 :Comparison between measured and calculated alpha kinetic energy spectra for the system Ar + U at 27 MeV/u. The detection angle has selected evaporation from a fusion nucleus. The calculations include angular momentum and deformation effects. From (JA85).

Figura 3.21: Medida de la temperatura mediante la pendiente del espectro de partículas evaporadas.

Como neutrones y partículas ligeras son una pequeña parte del sistema que se enfría, la pendiente del espectro observado debe de proporcionar la temperatura. En el caso de partículas cargadas, hay que corregir la energía medida para tener en cuenta la ganancia de energía provocada por la repulsión coulombiana después de la emisión

Un termómetro de más precisión está basado en la medida de espectros de pares de isótopos, como $^3\text{He}/^4\text{He}$, $^6\text{Li}/^7\text{Li}$ y $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$. Este método se basa en el hecho de que la población relativa de estados en equilibrio viene dada por

$$R = \frac{P_1}{P_2} = e^{-(E_1^* - E_2^*)/kT}$$

donde E_1^* y E_2^* son las energías internas de cada estado.

3.4.4. Tiempo de vida y modos de desintegración de los núcleos calientes

En general, un núcleo caliente tiene varios canales de desintegración posibles: emisión de neutrones, emisión de partículas cargadas, desintegración electromagnética y fisión. Si tenemos varios modos de desintegración, el tiem-

po de vida del núcleo viene dado por

$$\frac{1}{\tau} = \sum_f \frac{1}{\tau_f} \equiv \sum_f \frac{\Gamma_f}{\hbar}$$

y la probabilidad tota de desintegración en un tiempo t viene dada por $P = 1 - e^{-t/\tau}$.

Los núcleos calientes tienen estados en el continuo poblados y por lo tanto son metaestables. Aunque los nucleones pueden poblar estados por encima del mar de Fermi con cierta probabilidad, hace falta un cierto tiempo para que este nivel sea efectivamente ocupado. Pero desde el momento en que está ocupado, se convierte en un canal de desintegración. Para energías de excitación por encima de 15 MeV, el tiempo de emisión de un neutrón es comparable al tiempo de formación del núcleo caliente. De las simulaciones mediante modelos microscópicos tipo BUU se obtiene que hacen falta un promedio de 5 colisiones por nucleón para aproximarse al equilibrio térmico. Para un recorrido libre medio de 4 fm y una velocidad de los nucleones de $0,2c$, tenemos un tiempo medio entre dos colisiones de unos 25 fm/c, lo que da un tiempo de equilibración para la formación del núcleo caliente de 100 fm/c ($1 \text{ fm/c} = 3 \cdot 10^{-24} \text{ s}$). Los estados inestables como las resonancias gigantes, tienen tiempos de formación del orden de

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi\hbar c}{Ec} = \frac{2\pi \times 197}{20} = 60 \text{ fm/c}$$

El tiempo de emisión de un neutrón se puede calcular en el marco de diversos modelos. Uno de los modelos más aceptados da

$$\tau_n \simeq \frac{h^3}{8\pi} \frac{1}{2m} \frac{1}{T^2} \frac{1}{\sigma} e^{-\mu_n/T}$$

donde $\sigma \simeq \pi R^2$ y $\mu_n \simeq -8 \text{ MeV}$. Tenemos por lo tanto

$$\tau_n \simeq \frac{197^3 8\pi^3}{8\pi} \frac{1}{2 \times 938} \frac{1}{\pi 1,2^2 A^{2/3}} \frac{1}{T^2} e^{8/T} = \frac{2,83\pi \times 10^3 A^{-2/3}}{T^2} e^{8/T} \text{ fm/c}$$

que es del orden de

$$\tau_n \simeq \frac{300}{T^2} e^{8/T} \text{ fm/c}$$

para núcleos pesados ($A \simeq 200$). Vemos que el tiempo de vida disminuye exponencialmente con la temperatura.

3.4.5. Propiedades de los núcleos calientes

Podemos describir las principales propiedades de los núcleos calientes en función de la temperatura:

1. $T \simeq 1$ MeV. Desaparecen los efectos de apareamiento.
2. $T \simeq 2$ MeV. Se observan transiciones de forma en los núcleos. Los núcleos pasan de deformación prolata a oblata y viceversa. Estas transiciones también se observan cuando el espín aumenta, por lo que la temperatura y el espín tienen efectos similares en la materia nuclear.
3. $T \simeq 2-3$ MeV. Los efectos de capas desaparecen. Todos los núcleos se vuelven esféricos. La fragmentación de la resonancia gigante desaparece.
4. $T \simeq 3-4$ MeV. Las barreras de fisión de los núcleos pesados desaparecen y fisionan espontáneamente. Las barreras de fisión se pueden describir en función de la temperatura como:

$$V_B(T) = V_B(0) (1 - x(T))^3$$

donde $x(T)$ es el parámetro de fisibilidad dependiente de la temperatura

$$x(T) = x(0) (1 + x_F T^2)$$

donde $x_F \simeq 7 \cdot 10^{-3} \text{ MeV}^{-2}$ y

$$x(0) = \frac{E_C(0)}{2E_S(0)} = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{crit}} \simeq \frac{Z^2/A}{50}$$

A estas temperaturas no es posible producir núcleos de alto espín.

5. $T \simeq 4$ MeV. Desaparecen las correlaciones entre los nucleones.
6. $T \simeq 5$ MeV. Se observa una amortiguación de la GDR. Esto se interpreta como que la materia nuclear pasa de elástica a plástica.
7. $T \simeq 5 - 10$ MeV. Los núcleos calientes se vuelven inestables. La tensión superficial disminuye, y ya no es capaz de evitar la desintegración por la repulsión Coulombiana. Se piensa que existe una temperatura límite T_{lim} , que es la máxima temperatura que puede soportar la materia nuclear. Los cálculos dan $T_{lim} \simeq 5 - 10$ MeV. Los núcleos ligeros tienen temperaturas límite más elevadas que los pesados, y los núcleos ricos en protones más elevadas que los ricos en neutrones. El valor de T_{lim} varía en 1-2 MeV, dependiendo de la interacción nuclear utilizada. Estos valores de T_{lim} se aplican a núcleos aislados. En las supernovas, los núcleos podrían resistir temperaturas más elevadas. Una vez superada T_{lim} , el núcleo se evapora o multifragmenta.

3.5. Multifragmentación

Cuando se alcanzan temperaturas superiores a la temperatura límite, se observa experimentalmente que, aparte de nucleones, se emiten fragmentos nucleares de masa media.

3.5.1. El detector INDRA

3.5.2. El detector ALADIN

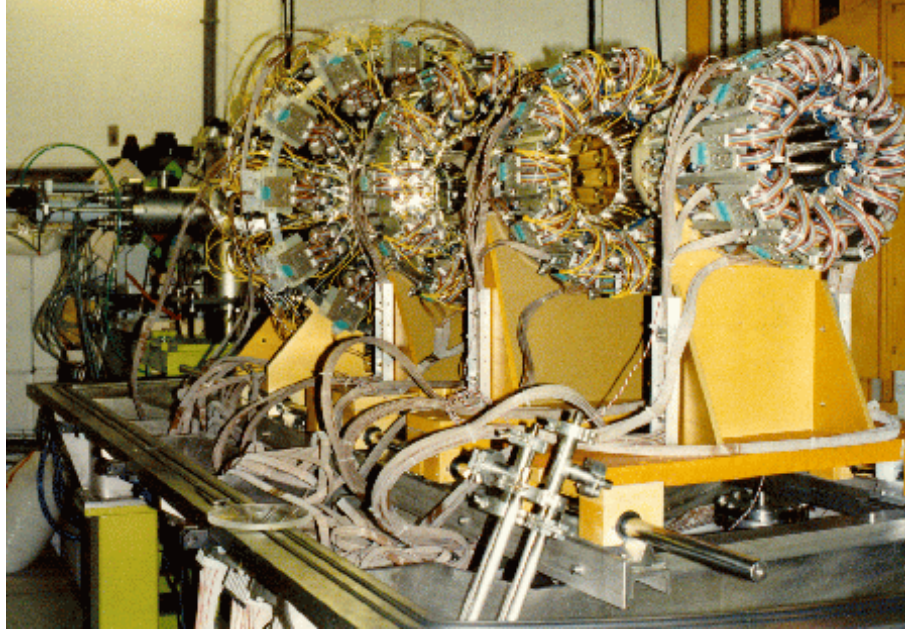


Figura 3.22: El detector INDRA

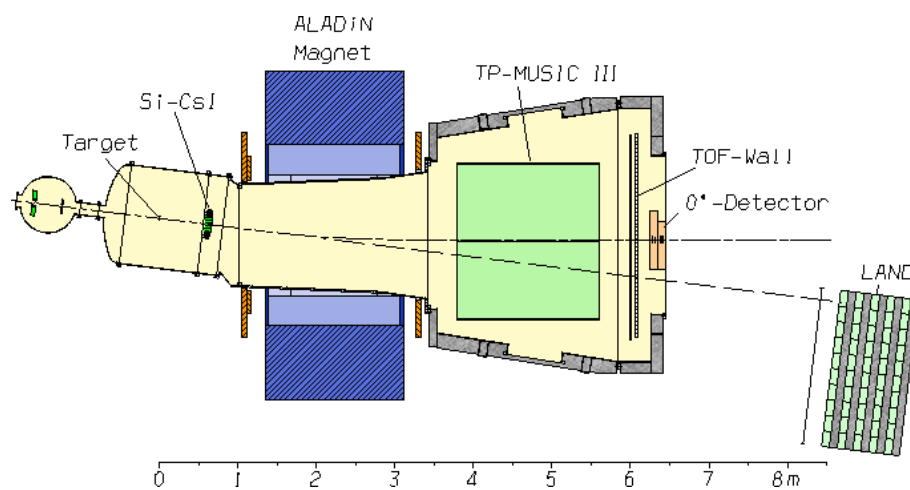


Figura 3.23: El detector ALADIN

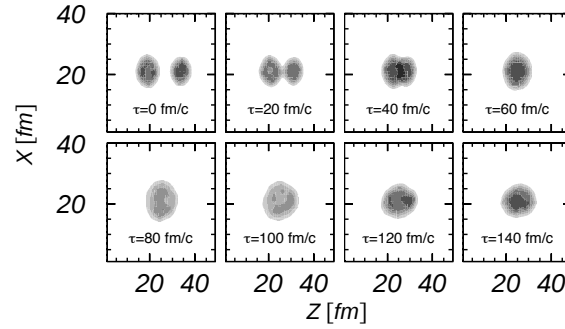


Figura 3.24: Colisión central a 30A MeV, según el modelo BUU

3.6. Modelo geométrico de la colisión a energías intermedias

A diferencia de las colisiones a bajas energías, los conceptos clásicos son parcialmente aplicables a las colisiones a energías intermedias, ya que la longitud de onda de las partículas es muy pequeña, y la aproximación clásica de la Mecánica Cuántica es parcialmente válida. Conceptos como el de parámetro de impacto y trayectoria están definidos con una aproximación de 1 fm. Por otro lado, los modelos microscópicos indican que mientras a bajas energías y hasta 30A MeV existe un cierto grado de equilibrio térmico, formándose un núcleo caliente, a mayores energías no todos los nucleones juegan el mismo papel en la colisión. A energías del orden de 100A MeV, los nucleones que se encuentran en la zona de superposición de ambos núcleos en la colisión, juegan un papel predominante, formando una zona de materia nuclear comprimida y caliente. A estos nucleones se les denomina *nucleones participantes*. Las primeras colisiones nucleón-nucleón entre nucleones de ambos núcleos son las responsables de los fenómenos de producción de partículas. Los nucleones fuera de la zona de nucleones participantes reciben el nombre de *nucleones espectadores*. Solo reciben energía de la colisión mediante procesos de equilibración térmica y química.

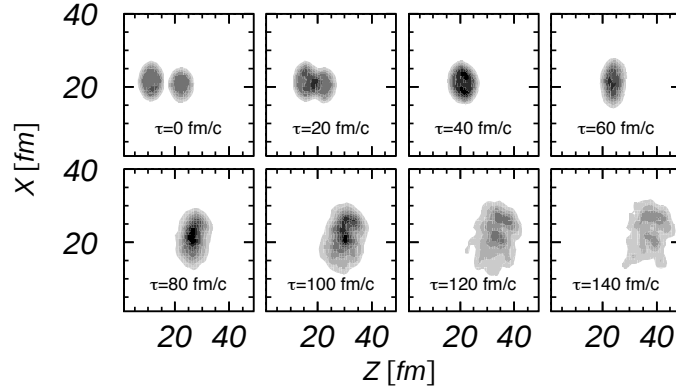


Figura 3.25: Colisión central a 100A MeV, según el modelo BUU

Este comportamiento permite elaborar métodos experimentales de medida del parámetro de impacto. Como la zona de participantes se evapora en forma nucleones o partículas ligeras, que debido a su elevada energía son emitidas preferentemente en la dirección hacia adelante, un método de medida del parámetro de impacto es la medida de multiplicidad de partículas ligeras. Cuando mayor es la multiplicidad, menor es el parámetro de impacto. Estas medidas se realizan con muros de detectores en la dirección hacia adelante, cubriendo un determinado ángulo sólido alrededor de la dirección del haz. Deben de ser detectores con alta granularidad y suficientemente rápidos para evitar apilamiento de sucesos. Por otro lado, la zona de espectadores del proyectil continua su movimiento en la dirección del haz con sólo pequeñas desviaciones de su dirección inicial y con pequeñas pérdidas de velocidad. La colisión tiene por efecto el producir una abrasión de la zona de participantes. Este comportamiento proporciona un segundo método de medida del parámetro de impacto, consistente en medir los fragmentos de espectadores provenientes del proyectil. Como estos fragmentos llevan la dirección del haz, la única forma de medirlos es mediante espectrómetros magnéticos, que permiten separar fragmentos en la dirección del haz que han perdido ligeramente parte de su velocidad inicial, y determinar su masa y su carga.

Los modelos que se utilizan para determinar la zona de participantes en función del parámetro de impacto son esencialmente modelos geométricos.

Estos modelos concuerdan asombrosamente bien con los datos experimentales para sistemas de masas y energías diferentes. Uno de los modelos más utilizados es el de Nifenecker y Bondorf. En este modelo, la zona de participantes viene dada por el volumen de superposición de ambos núcleos, conocido también como *fireball*. Si denominamos A_P y A_T el más ligero y el más pesado de los núcleos colisionantes, tenemos que para un parámetro de impacto b , el número de nucleones A_F de la fireball viene dado por

$$A_F(b) = \frac{1}{4}A_P(2 - 3\cos\theta_P + \cos^3\theta_P) + \frac{1}{4}A_T(2 - 3\cos\theta_T + \cos^3\theta_T)$$

donde

$$\cos\theta_{P,T} = \frac{b^2 + R_{P,T}^2 - R_{T,P}^2}{2bR_{P,T}}$$

Cuando promediamos $A_F(b)$ sobre el parámetro de impacto obtenemos

$$\langle A_F \rangle_b = A_P \frac{5A_T^{2/3} - A_P^{2/3}}{5(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2}$$

En la próxima sección necesitaremos el número N_{pn} de colisiones protón-neutrón en la zona de participantes, tanto para un parámetro de impacto dado como promediado sobre el parámetro de impacto. Estos vienen dados en el modelo de Nifenecker y Bondorf por:

$$N_{pn}(b) = \frac{A_F(b)}{A_P A_T} (Z_P N_T + Z_T N_P)$$

$$\langle N_{pn} \rangle_b = \frac{\langle A_F \rangle_b}{A_P A_T} (Z_P N_T + Z_T N_P)$$

A energías má elevadas los datos experimentales parecen favorecer una abrasión total del proyectil y del blanco. La zona de participantes viene dada por la intersección de un cilindro con el diámetro de la zona de participantes con ambas esferas en vez de sólo por la intersección de ambas esferas. Este modelo, conocido como modelo de Cugnon, da para el número de nucleones

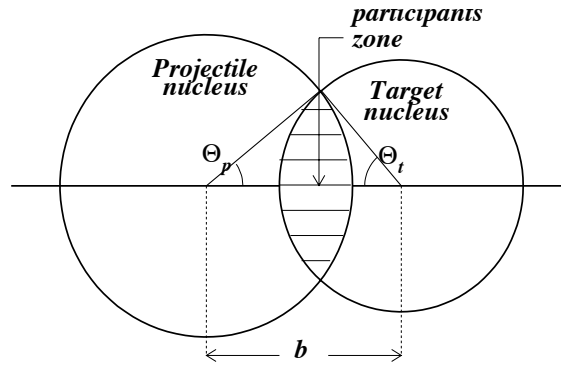


Figura 3.26: Modelo geométrico de la colisión

participantes

$$\langle A_F \rangle = \frac{A_P A_T^{2/3} + A_T A_P^{2/3}}{(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2}$$

3.7. Producción de fotones duros

En colisiones a energías intermedias, los nucleones pueden colisionar ya que los estados finales no están bloqueados y por lo tanto, el principio de exclusión de Pauli no juega un papel importante. En la colisión, los nucleones pueden ser emitidos de la zona de participantes y en la colisión nuclear pueden producirse otras partículas. A energías inferiores a $100A$ MeV, la probabilidad de producir piones es muy baja y las únicas partículas que pueden ser producidas con probabilidad apreciable son fotones y pares electrón-positrón.

3.7.1. Espectros de energía

Para $E_\gamma > 30$ MeV, los espectros de energía que se observan son esencialmente exponenciales

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = K_d e^{-E/E_0}$$

Cuando estos espectros se miden con alta resolución de energía y elevada estadística, se observa que se ajustan adecuadamente a la suma de dos ex-

ponenciales:

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = K_d e^{-E/E_0^d} + K_t e^{-E_\gamma/E_0^t}$$

A la segunda exponencial se le denomina la parte térmica. Esta parte no tiene ninguna relación con la resonancia dipolar gigante, aunque se pensó que era la responsable cuando se observó por primera vez.

3.7.2. Probabilidades de producción

Las secciones eficaces de producción están ligadas con la sección eficaz de reacción mediante la relación

$$\sigma_\gamma = \sigma_R < M_\gamma >$$

donde σ_R es la sección eficaz de reacción, a menudo estimada a partir del modelo geométrico:

$$\sigma_R = 10\pi \left[1,16 \left(A_p^{1/3} + A_T^{1/3} + 2,0 \right) \right] \left(1 - \frac{V_c}{E} \right)$$

Las multiplicidades de producción de fotones duros, definidas por esta relación se pueden parametrizar como el producto de la probabilidad de producir un fotón duro en una colisión protón neutrón multiplicada por el número de colisiones protón neutrón promediado sobre el parámetro de impacto:

$$< M_\gamma > = P_\gamma(E_L) < N_{pn} >_b$$

3.7.3. Medidas exclusivas y selección del parámetro de impacto

Hay dos formas de realizar una selección sobre una zona de parámetro de impactos:

1. Medir los fragmentos provenientes del proyectil mediante un espectrómetro magnético. El campo magnético se fija de forma que sólo entren

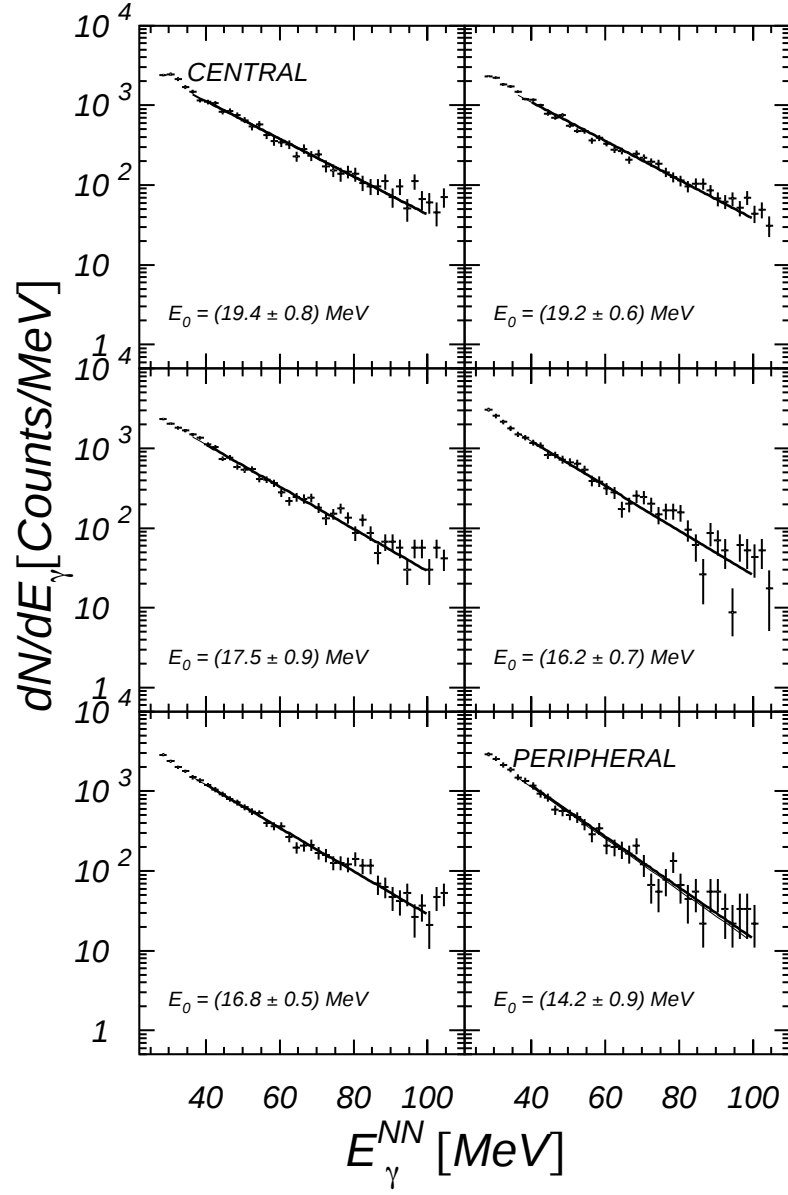


Figura 3.27: Espectros de fotones duros

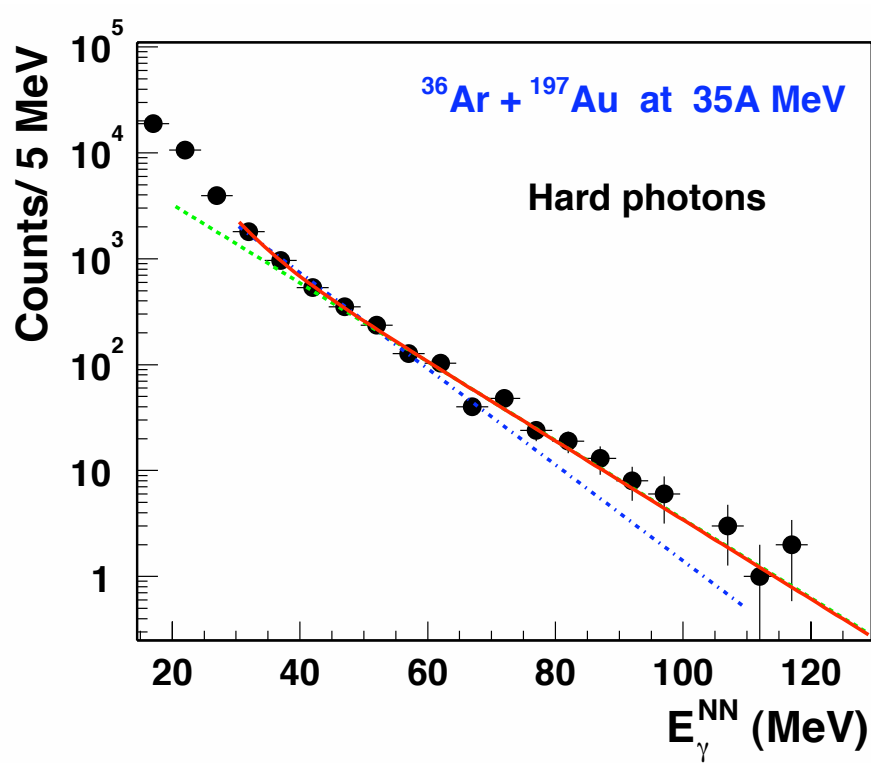


Figura 3.28: Espectro de fotones duros ajustado por dos exponenciales

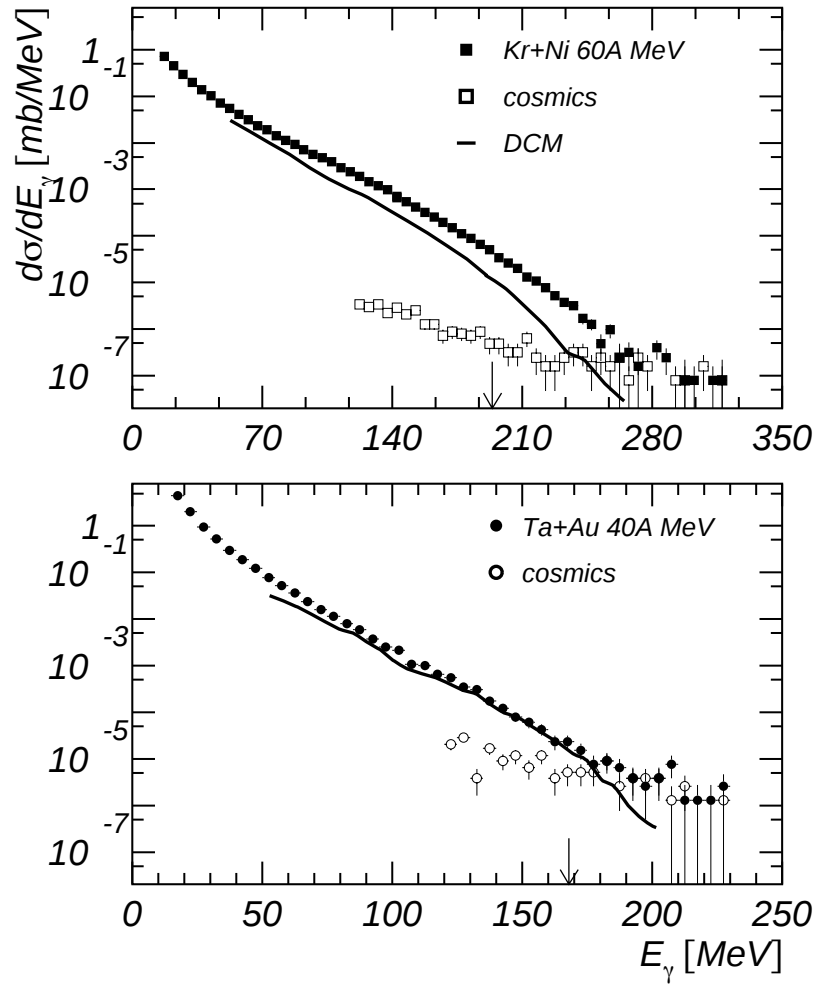


Figura 3.29: Superduros

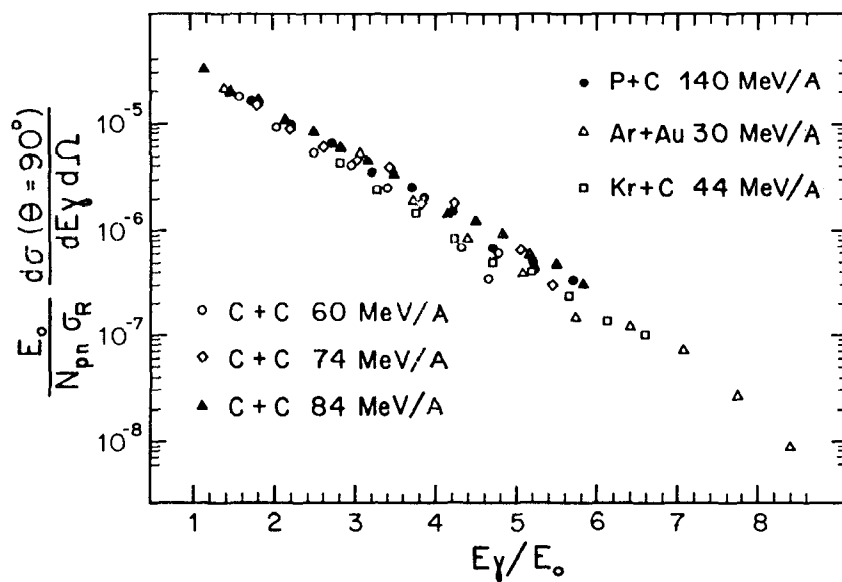


Figure 14 Plot of the invariant quantity $[d\sigma(\theta = 90^\circ)/dx]/(1/\sigma_R \langle N_{np} \rangle)$ as a function of $x = E_\gamma/E_0$ for different systems.

Figura 3.30: Universalidad

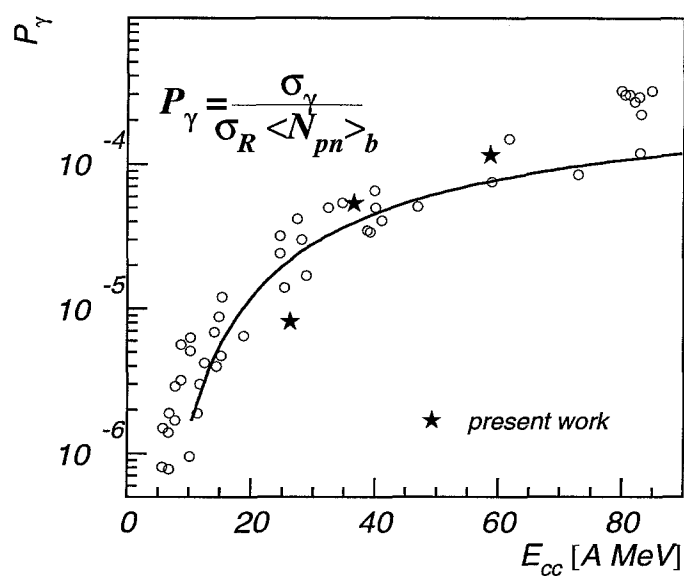


Figura 3.31: Sistemática

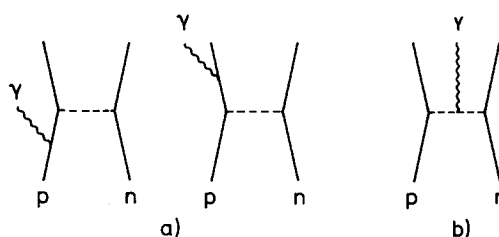


Fig. 4.2. Feynman diagrams for photon bremsstrahlung in pn scattering from (a) external lines and (b) internal charged-meson lines.

Figura 3.32: Mecanismos

en la aceptación del espectrómetro los fragmentos con una velocidad próxima a la velocidad del proyectil. Mediante medidas de tiempo de vuelo y de pérdida de energía se determina a su vez la masa y la carga de los fragmentos.

2. Medida de la multiplicidad de partículas ligeras emitidas hacia adelante. Esto se consigue mediante un detector tipo muro, con granularidad adecuada, colocado delante del blanco.

Si seleccionamos sucesos que corresponden a un parámetro de impacto b

$$M_{\gamma}(b) = P_{\gamma}(b)N_{pn}(b)$$

La probabilidad de producción de fotones se puede parametrizar como

$$P_{\gamma}(b) = P_0 e^{-E_{min}/E_0(b)}$$

donde E_{min} es el valor inferior de la energía a partir del cual se considera que los fotones son fotones duros. Usualmente $E_{min} = 30$ MeV. Para medidas inclusivas

$$P_0 \simeq 10^{-4}/sr$$

y es constante entre 20A y 100A MeV.

En el caso de medidas inclusivas, el parámetro E_0 se puede parametrizar como

$$E_0 = a (E_{cc}^L)^b$$

donde

$$E_{cc}^L = \frac{E_{Lab} - V_{CC}}{A_p}$$

con V_{CC} la energía de Coulomb en contacto. Mediante ajuste se obtiene para los parámetros $a \simeq 0,73 \pm 0,7$ y $b \simeq 0,81$. La probabilidad de producción de fotones cumple

$$P_\gamma^d = P_0^d e^{-30/E_0}$$

y $P_0^d = 4,00 \times 10^{-4}$.

3.7.4. Distribuciones angulares

Las distribuciones angulares permiten clarificar el mecanismo de producción de fotones duros. Se observa que las distribuciones angulares experimentales corresponden a fotones emitidos desde una fuente dipolar

$$\frac{d^2\sigma}{dE_s d\Omega} = \frac{K}{\Gamma} (1 - \alpha \cos^2 \theta_s) e^{-E_s/E_0}$$

En el sistema laboratorio la forma correspondiente es

$$\frac{d^2\sigma}{dE_L d\Omega} = \frac{K}{\Gamma} \left(1 - \alpha + \alpha \frac{\sin^2 \theta_L}{\Gamma^2} \right) e^{-\Gamma E_L/E_0}$$

donde $\Gamma = \gamma_s(1 - \beta_s \cos \theta_L)$ y $\beta_s = v_s/c$. Tanto β_s como α , E_0 y K se toman como parámetros del ajuste. Cuando se comparan los valores de β_s obtenidos para muchos sistemas se encuentra que el valor de β_s que ajusta los datos corresponde a la velocidad del centro de masas nucleón-nucleón, y no al centro de masas núcleo-núcleo.

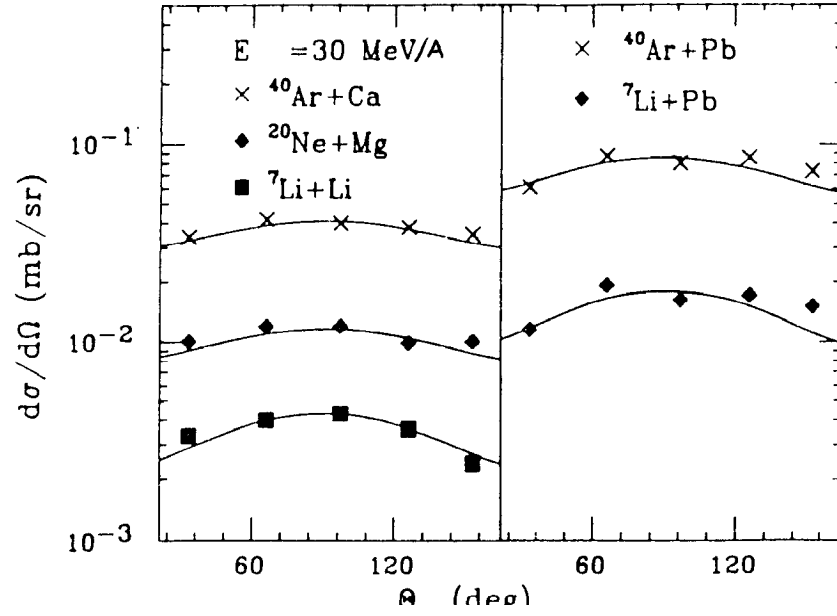


Figura 3.33: Distribuciones angulares

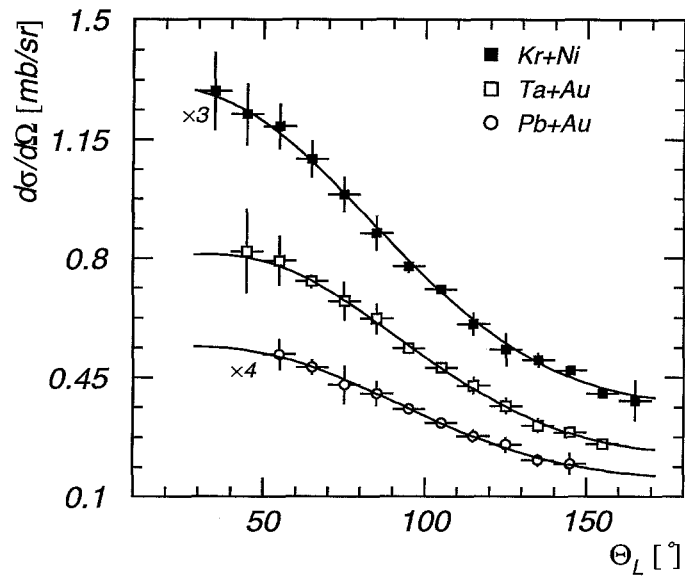


Figura 3.34: Distribuciones angulares KrNi

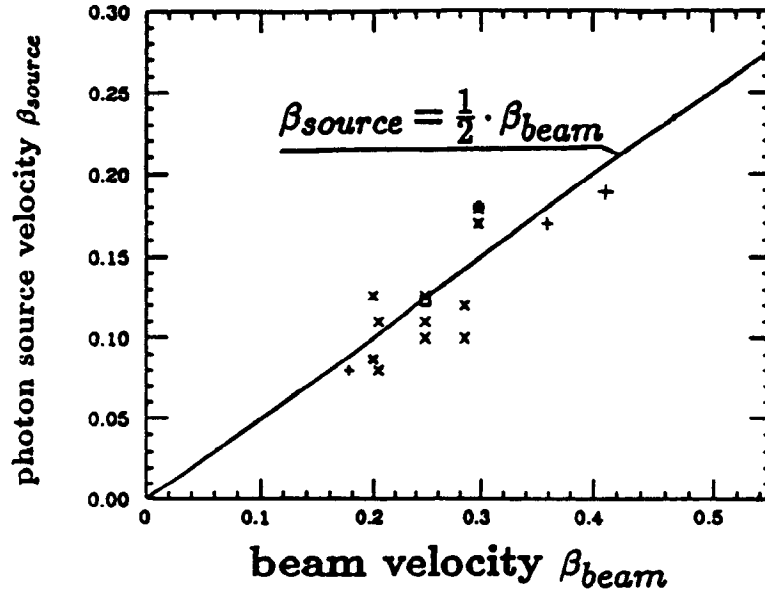


Figura 3.35: Velocidad de la fuente

3.7.5. Fotones térmicos

Para una serie de sistemas se ha logrado medir tanto los fotones directos como los fotones térmicos. Se encuentra que la pendiente del espectro térmico depende linealmente de la energía disponible en el sistema centro de masas núcleo-núcleo:

$$\varepsilon_{CC}^{AA} = \frac{\mu T_{CC}^{Lab}}{A_{Tot}} = \frac{A_{red}}{A_{tot}} T_{CC}^{Lab}$$

con $A_{red} = \frac{A_P A_T}{A_P + A_T}$. Esta dependencia lineal se muestra en la figura

3.8. Dispositivos experimentales

Los detectores que miden reacciones a energías intermedias y relativistas deben de poder medir partículas en un fondo hadrónico muy intenso. En colisiones de iones pesados a varios centenares de MeV por nucleón la multiplicidad de partículas por suceso puede superar ampliamente el centenar (en colisiones Pb+Pb). Para poder realizar estas medidas son necesarias dos

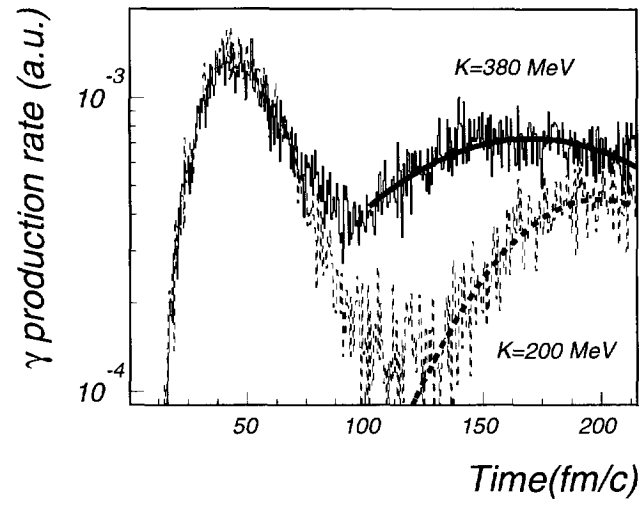


Figure 5. Production rate of bremsstrahlung photons calculated as a function of time assuming a soft $K_{\infty} = 200$ (discontinuous histogram) and a hard $K_{\infty} = 380$ (solid line histogram) equation of state.

Figura 3.36: Fotones térmicos

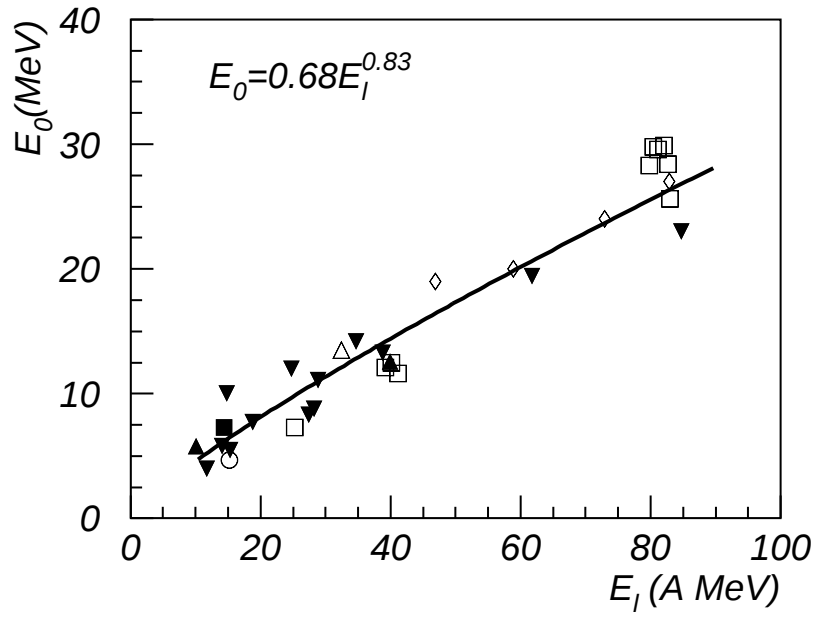


Figura 3.37: Pendiente térmicos

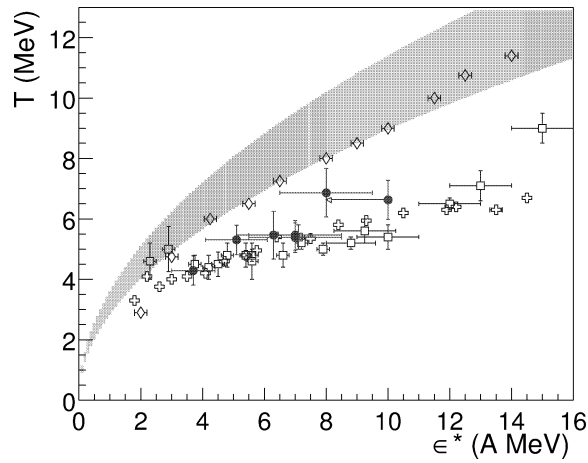


Fig. 3. Caloric curve constructed with the photon slope thermometer (dots) compared to ALADIN (squares) and EOS (crosses) curves (isotopic T 's), and to INDRA (rhombi) curve (kinetic T 's). The dark area corresponds to the Fermi relation $\epsilon^* = aT^2$ with $a = A/8 - A/13 \text{ MeV}^{-1}$.

Figura 3.38: Dependencia de la pendiente del espectro térmico

condiciones

1. Disponer de un trigger eficiente, que seleccione sólo los sucesos de interés con elevada eficiencia. Debe de ser eficiente en dos aspectos: que acepte una parte lo mayor posible de los sucesos buenos y que entre los sucesos aceptados la mayor parte posible sean buenos. El primer aspecto es importante para no desperdiciar tiempo de haz, y el segundo para no tener un tiempo muerto excesivo y no tener que almacenar y analizar sucesos sin valor para nuestro experimento.
2. Disponer de métodos de discriminación de partículas. Las condiciones sobre los sucesos que disparan el trigger se suelen poner sobre el tipo de partículas conocidas. Es por lo tanto necesario el poder discriminar partículas cargadas y neutras. También es imprescindible poder separar fotones de neutrones entre las partículas neutras, y electrones de protones entre las cargadas.

A energías intermedias o moderadamente relativistas, el método más eficiente de separar partículas ligeras o de masa nula (fotones, electrones) de partículas pesadas (nucleones, fragmentos nucleares) es mediante la discriminación por tiempo de vuelo. Los pásticos centelleadores proporcionan medidas de tiempo de vuelo del orden de 100 ps y los detectores Resistive Plate Chambers (RPC) pueden proporcionar resoluciones inferiores a 70 ps, y además es una tecnología en rápido avance. Los detectores de diamante se utilizan para proporcionar una señal de tiempo de vuelo del haz, lo que consiguen con resoluciones de alrededor de 25 ps. En ciclotrones, la resolución de la señal de radiofrecuencia del haz puede tener una resolución de tiempo de vuelo de unos 500 ps. La discriminación de partículas neutras de partículas cargadas se realiza mediante la superposición de dos o más detectores (se denomina a veces telescopio a este tipo de configuración). Uno de los detectores es delgado y da una señal sólo cuando es atravesado por partículas cargadas. Este detector se puede cablear en modo veto de forma que no se midan las partículas cargadas, o puede proporcionar sólo una señal que se utiliza para separar sucesos durante el análisis.

Cuando se dedsean discriminar diferentes estados de carga, se utiliza el método de discriminacion $E - \Delta E$. Este método consiste en superponer dos detectores uno delgado que mide una fracción de la energía cinética ΔE y otro grueso que mide el resto de la energía cinética.

3.8.1. El detector MEDEA

3.8.2. El detector TAPS

3.9. Producción de mesones bajo el umbral

Las evidencias que tenemos de la producción de partículas es que estas se producen en el sistema

3.10. Modelos de ecuaciones de transporte

3.11. La ecuación de estado de la materia nuclear

3.12. Producción de partículas a energías relativistas

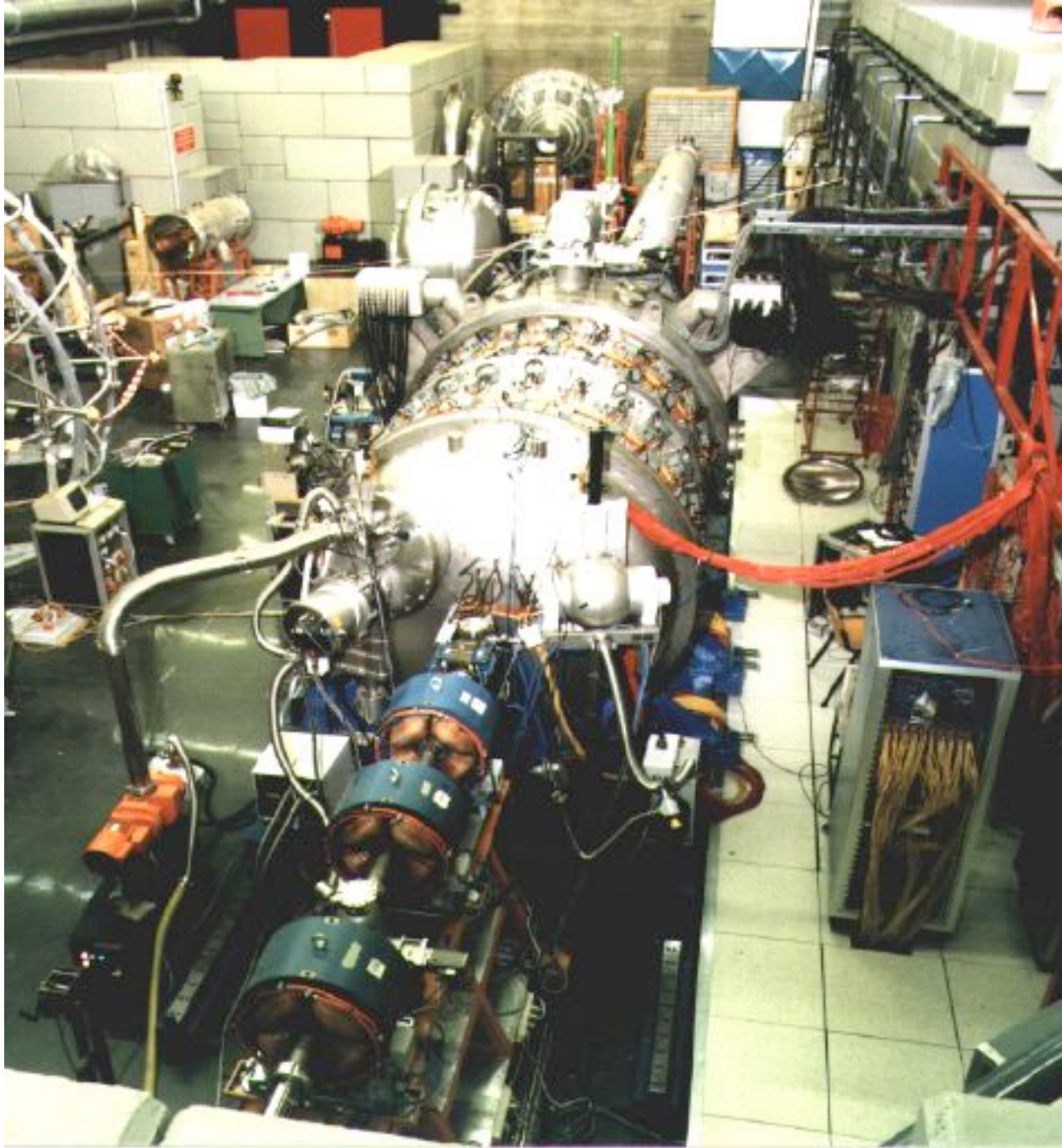


Figura 3.39: Detector Medea

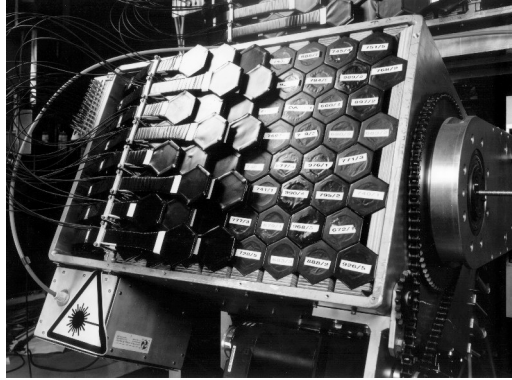


Figura 3.40: Bloque del detector TAPS

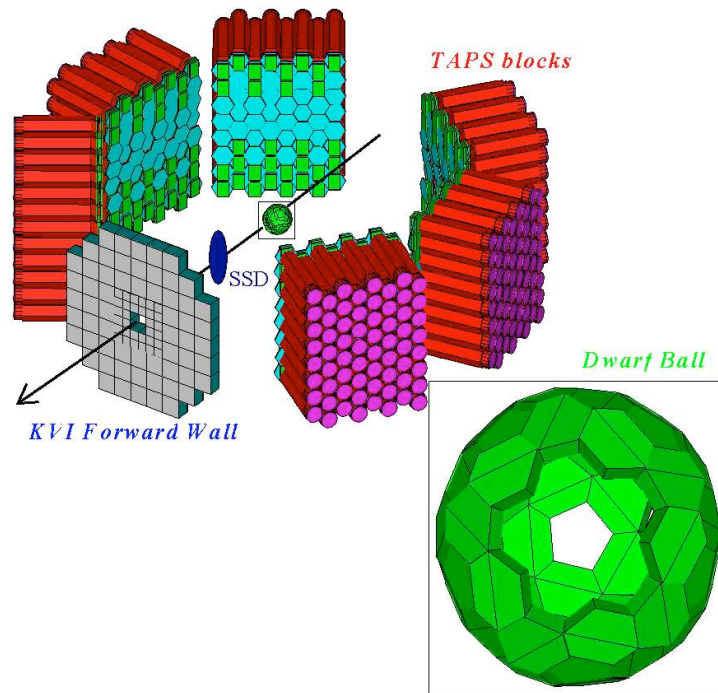


Fig. 1. General layout of the experimental setup used to study the reaction $^{129}\text{Xe} + ^{nat}\text{Sn}$ at 50 A MeV at GANIL. The detection system consists of the Silicon Strip Detector (SSD), the Washington University Dwarf Ball (DB), the TAPS electromagnetic calorimeter and the KVI Forward Wall (FW).

Figura 3.41: TAPS en el KVI

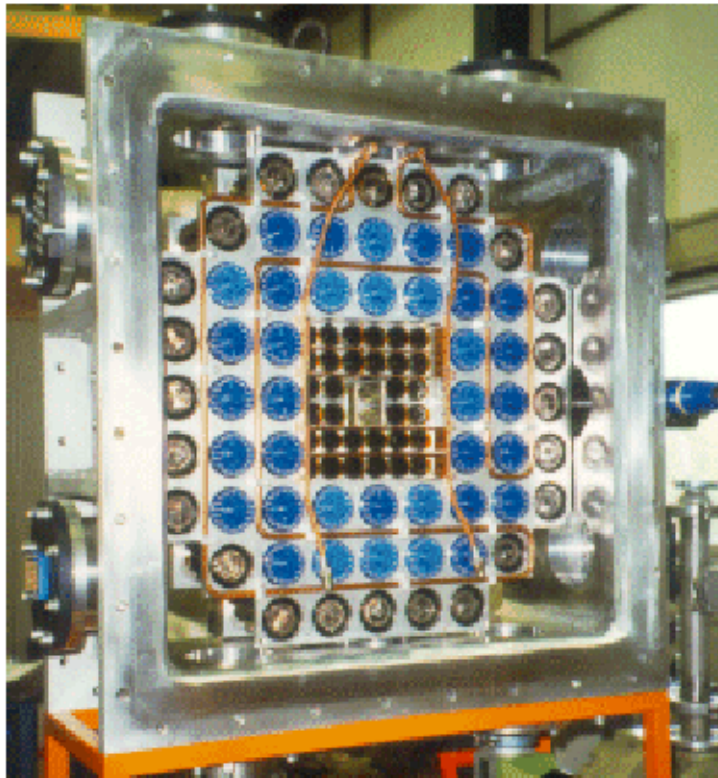


Figura 3.42: Forward Wall

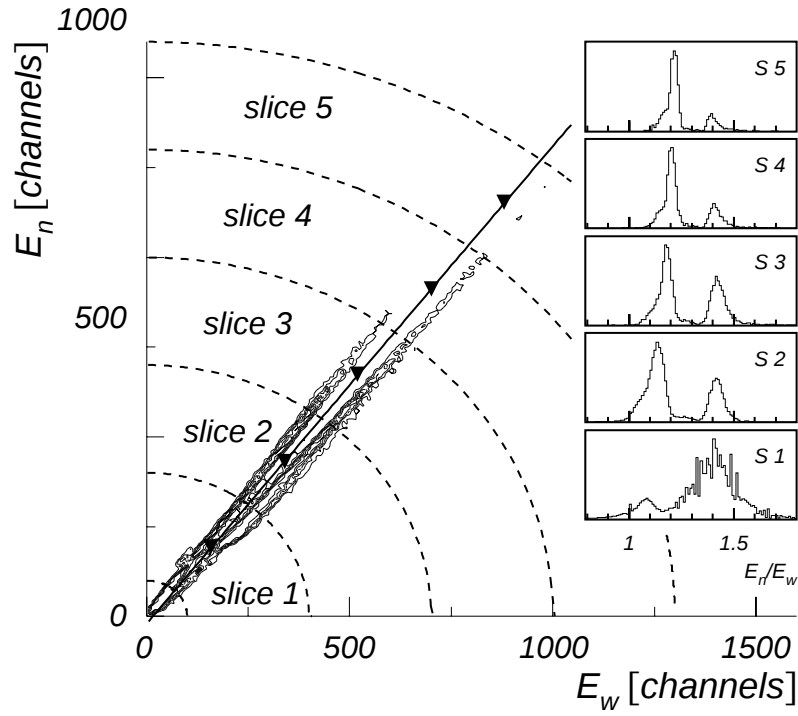


Figura 3.43: Discriminacion impulso

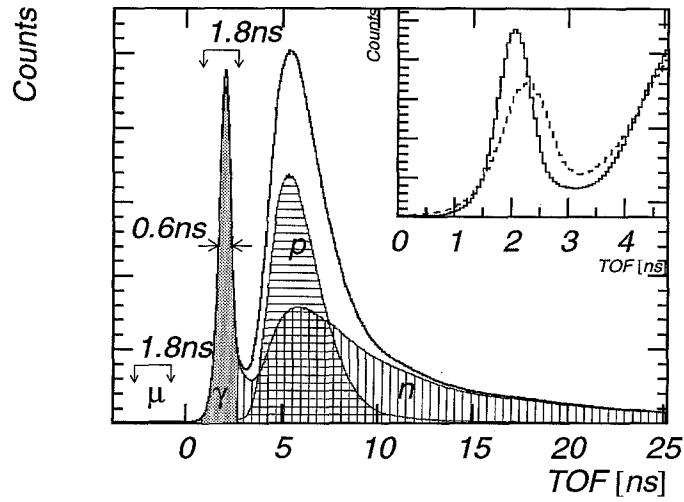


Fig. 9. Time-of-flight spectrum obtained in the reaction $^{86}\text{Kr} + ^{\text{nat}}\text{Ni}$ at 60A MeV. The 320 individual time-of-flight spectra have been aligned with respect to a fixed reference and corrected as described in the text. The inset shows the spectrum before (dashed line) and after (continuous line) the corrections.

Figura 3.44: Tiempo de vuelo

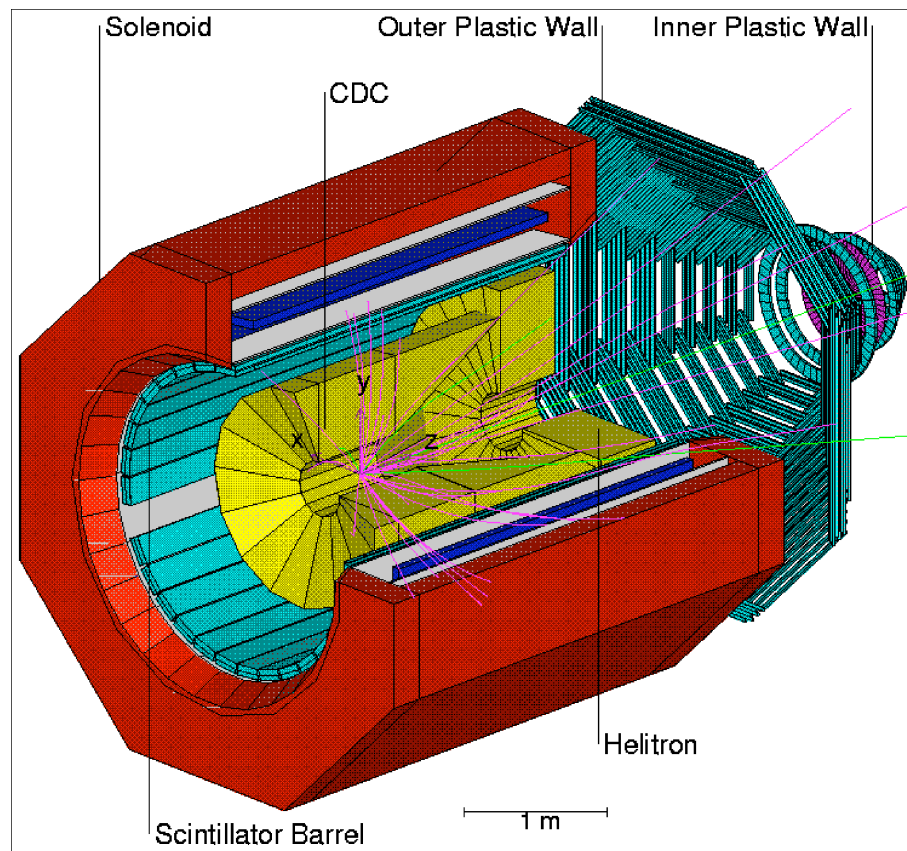


Figura 3.45: Detector FOPI

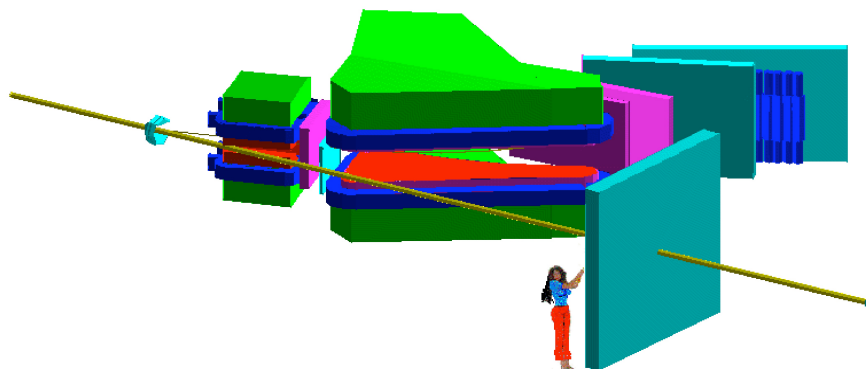


Figura 3.46: Detector Kaos