

# Estructura Nuclear: A la búsqueda de los límites

M<sup>a</sup> José G<sup>a</sup> Borge y Alfredo Poves

## 1. Introducción

En la imagen más simple, el núcleo atómico está formado de protones y neutrones que a su vez están compuestos por quarks y gluones. Aunque las fuerzas entre quarks dictan las interacciones entre nucleones, su presencia apenas se manifiesta en los núcleos. Pero son estas fuerzas las que gobiernan el comportamiento de la naturaleza a distancias del tamaño del nucleón (la escala del femtometro =  $10^{-15}$  m) y las que determinan qué combinaciones de protones  $Z$  y neutrones  $N$  hacen al núcleo estable. Para un número másico dado  $A = N+Z$ , la proporción de neutrones y protones correspondiente a la configuración más estable se determina por la acción combinada de diversos fenómenos que gobiernan el enlace nuclear. Los núcleos estables se sitúan en una línea en la carta de nucleidos (diagrama de Segré) en el que cada núcleo ligado se localiza mediante sus valores de  $N$  y  $Z$ . Su estructura es de capital importancia para poder entender el mundo a nuestro alrededor y comprender cómo el universo se ha ido desarrollando hasta su estado actual. La naturaleza a través del proceso de nucleosíntesis y más recientemente el Hombre mediante el uso de aceleradores de partículas puede producir núcleos inestables. La exploración de las propiedades de tales núcleos en nuestros laboratorios en condiciones extremas de masa (núcleos superpesados) o con una relación entre el número de protones y el de neutrones muy diferente a la de los núcleos que pueblan el valle de la estabilidad (núcleos exóticos, ricos en protones o ricos en neutrones) ha centrado la mayor parte de la actividad reciente de los experimentadores.

Los núcleos que no están muy lejos de la estabilidad se convierten en otros estables mediante la desintegración beta de neutrones en protones y viceversa. Es la interacción débil la que es responsable de esta transmutación, lo que explica que los tiempos típicos de los procesos beta ( $\beta$ ) sean muy largos, yendo desde unos pocos milisegundos en núcleos como el  $^{11}\text{Li}$  y el  $^{31}\text{Ar}$  hasta millones de años. Para núcleos muy pesados el camino hacia la estabilidad puede ser muy distinto al resultarles más favorable emitir partículas ligeras, generalmente  $^4\text{He}$  ( $\alpha$ ). También pueden fisionarse espontáneamente en dos núcleos de masas comparables. En los casos en que este proceso requiere atravesar una barrera de potencial, la vida media de los núcleos radioactivos es comparable a la de las desintegraciones beta.

De vuelta a la carta de nucleidos, surge la pregunta de cuáles son los límites de la estabilidad nuclear. Para un cierto número másico  $A$ , existe un número máximo de neutrones y otro de protones, más allá de los cuales el núcleo resultante no estaría ligado. Las dos líneas que dibujan esos números en el diagrama de Segré se denominan líneas de goteo (del inglés “drip line”) de neutrones y de protones, ya que si se añadieran nucleones adicionales, estos “gotearían” sin adherirse “permanentemente” al sistema. Existen diferentes convenciones que permiten definir cuándo un núcleo es ligado, la que se basa en argumentos más físicos es la que considera que un núcleo es ligado si existe durante un tiempo suficientemente largo para que los electrones puedan unirse a él formando un átomo. Ese tiempo es del orden de  $10^{-15}$  s. El límite experimental viene dado por el mínimo tiempo que puede transcurrir entre su producción y su detección, que se sitúa hoy en día en el microsegundo ( $\mu\text{s}$ ).

Los límites de la estabilidad nuclear son inciertos y sólo se conocen experimentalmente para los elementos más ligeros. La línea de goteo protónica está relativamente próxima al valle de estabilidad puesto que la repulsión coulombiana impide que los núcleos con gran exceso de protones sean ligados. Existe información experimental hasta elementos con  $Z=91$ . El proceso, bastante raro, de radioactividad de protones (emisión de uno ó dos protones desde el estado fundamental del núcleo) es la señal de que se ha cruzado la línea de goteo. La situación en el lado neutrónico es muy diferente, la línea de goteo es mucho más difícil de alcanzar. Excepto para los núcleos más ligeros ( $Z < 10$ ) la posición de la línea de goteo neutrónica se puede estimar tan solo a partir de modelos. Pero, si bien las diferentes fórmulas de masa reproducen correctamente los resultados experimentales, sus predicciones acerca de la línea de goteo neutrónica pueden divergir drásticamente. Saber cuantos neutrones puede llegar a ligar un núcleo pesado es una cuestión de gran interés relacionada también con la estructura y estabilidad de las estrellas de neutrones.



**Figura 1.** Diagrama de Segré o carta de nucleidos. Los cuadrados negros corresponden a los isótopos estables de los distintos elementos. La región en color arena corresponde a los núcleos que se han identificado hasta la fecha. Las líneas de color corresponden a sendas relevantes en astrofísica para la síntesis de los elementos químicos existentes en el Universo. Las líneas de goteo protónica y neutrónica marcan los límites de estabilidad.

De los casi 7000 núcleos que se espera estén ligados en su estado fundamental, se han observado hoy en día unos 3000. La identificación de nuevos núcleos da lugar a menudo a descubrimientos que abren nuevos campos de investigación, como son:

- Los núcleos con halo.
- La evolución del campo medio nuclear lejos del valle de la estabilidad.
- La existencia de nuevos tipos de superfluidez nuclear.
- La aparición de nuevas regiones de deformación.
- El estudio de nuevos modos de desintegración.

Los núcleos que protagonizan estos descubrimientos son frecuentemente o muy ricos en protones o en neutrones. Se denominan genéricamente “exóticos”, término acuñado en los sesenta y que nos recuerda lo difíciles que son de producir a la vez que el beneficio que se obtiene de su estudio.

El interés en los núcleos exóticos se centra en que presentan nuevas topologías y modos de excitación. Permiten comprender las interacciones nucleónicas mediante el estudio de su evolución estructural en un amplio rango de secuencias isotópicas (mismo  $Z$ ) o isotónicas (núcleos con el mismo número  $N$  de neutrones). Su conocimiento es crítico para responder a cuestiones astrofísicas como los mecanismos de generación de energía en estrellas, la naturaleza de los fenómenos explosivos más violentos del Universo, o la nucleosíntesis y el origen de los elementos. Además, los núcleos exóticos exhiben de una manera única la física de los sistemas cuánticos poco ligados gobernados por la interacción fuerte. Como la energía de enlace del último nucleón se reduce cuando nos alejamos del valle de estabilidad, la cercanía al continuo puede dar lugar a cambios importantes en las manifestaciones de las correlaciones nucleares. Un ejemplo clásico de correlación nuclear es la que induce la interacción de emparejamiento (pairing), que es responsable de que un sistema con un número par de neutrones y de protones tenga una energía de ligadura mayor que uno impar. (Entre los casi 300 núcleos entre estables y primordiales, originados en la formación de la Tierra y que todavía persisten ( $T_{1/2} > 10^9$  a), sólo cuatro tienen  $N = \text{impar}$  y  $Z = \text{impar}$  y menos de un 40% son impares bien en protones o en neutrones). Esta interacción de emparejamiento es también responsable de la superfluidez nuclear.

El núcleo presenta a la vez características típicas de los sistemas cuánticos de pocos y muchos cuerpos. Sus manifestaciones microscópicas y mesoscópicas están gobernadas por fuerzas efectivas de 2 y 3 cuerpos muy complejas, que dependen, no sólo de la distancia entre los nucleones, sino también de sus momentos y espines. En sus comportamientos microscópicos el núcleo nos recuerda al átomo, en cuanto los ingredientes fundamentales son los orbitales y las interacciones de los nucleones individuales. Numerosos experimentos muestran que los núcleos con  $N$  ó  $Z$  igual a uno de los números mágicos 2, 8, 20, 28, 50, 82 y 126 son más estables que sus vecinos y apoyan la validez del modelo de capas nuclear. Lejos de la estabilidad se puede modificar la estructura de capas debido a que las interacciones neutrón-protón,

neutrón-neutrón y protón-protón tienen diferente peso relativo en la construcción del potencial autoligante nuclear.

Simultáneamente, se encuentran en el núcleo propiedades asimilables a las de una gota cuántica cargada y por lo tanto se introducen conceptos semiclásicos como energía de superficie, deformación, vibraciones, rotaciones, transiciones de forma, etc. Entender la emergencia de estos comportamientos semiclásicos, propios de los sistemas mesoscópicos, en términos de la dinámica cuántica de los componentes elementales del núcleo, protones y neutrones, es uno de los retos mayores de la física nuclear teórica de nuestros días.

En este trabajo partiremos del artículo “Avances Recientes en Estructura Nuclear” de A. Jungclauss y J.L. Egido escrito con motivo del Centenario de la RSEF (Revista Española de Física, V. 17, n° 3, pag. 55), para centrarnos en dos aspectos muy relevantes de los núcleos exóticos. Por un lado su carácter poco ligado que da lugar a fenómenos como los núcleos con halo o a la aparición de modos exóticos de desintegración. Por otro, el desequilibrio entre protones y neutrones (medido por el número cuántico de isospin, que para el estado fundamental de los núcleos coincide generalmente con la mitad de la diferencia entre el número de neutrones y el de protones) produce cambios en el potencial que describe el sistema nuclear provocando en ciertos casos la desaparición de los números mágicos habituales y dando lugar a nuevas combinaciones de protones y neutrones que presentan una mayor estabilidad.

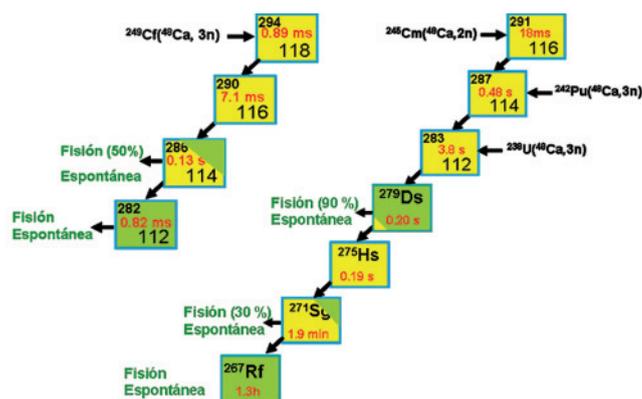
## 2. Límites de la Existencia Nuclear

### I. Elementos Superpesados

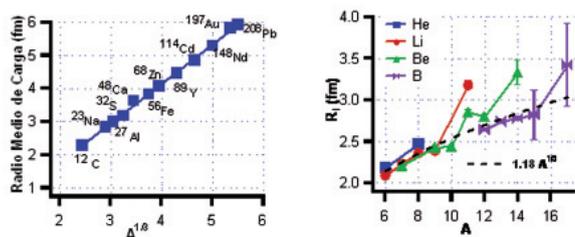
Una de las preguntas más simples y fundamentales que se nos plantean es: ¿Cuántos elementos químicos pueden existir? Desgraciadamente no tenemos una respuesta definitiva a esta pregunta. Hay tres fronteras en  $N$ ,  $Z$  y  $A$  que definen los límites de existencia nuclear. De entre ellas la más atractiva es la frontera en  $Z$ . Recordemos que nuestro conocimiento de los elementos químicos más pesados deriva enteramente de la Física Nuclear. Originalmente el modelo de la gota líquida predecía que el límite de estabilidad se encontraba en  $Z$  entre 100-106. A partir de estos valores de  $Z$  la repulsión coulombiana entre protones superaba la fuerza atractiva nuclear de corto alcance. Sin embargo, ciertos núcleos pueden obtener estabilidad extra debido a las correcciones microscópicas de capas. Se han dedicado ímprobos esfuerzos a obtener la mejor descripción y extrapolación del campo medio, que sólo está suficientemente comprobado para núcleos con  $Z \leq 92$ . Los modelos actuales de campo medio autoconsistente se dividen en relativistas y no relativistas. Los modelos no relativistas favorecen la isla de estabilidad de elementos superpesados (SHE) alrededor de  $Z = 124$  ó  $126$  y  $N = 184$ . Sin embargo los modelos relativistas favorecen una zona de estabilidad más extendida centrada alrededor de  $Z = 120$  y  $N = 172$ . Sólo la producción de estos núcleos nos dirá dónde se localiza la isla y por tanto qué modelo describe mejor los núcleos superpesados.

Desde un punto de vista experimental se han seguido dos vías de aproximación para intentar alcanzar la isla de estabilidad (SHE). La primera utiliza las llamadas reacciones de

“fusión fría” en ellas se utilizan haces estables sobre blancos estables. La energía del haz incidente se elige para que el núcleo compuesto formado esté “frío” y no evapore apenas partículas, formándose un nuevo núcleo de carga igual a la suma del proyectil y el blanco,  $Z = Z_p + Z_B$ . El núcleo formado sale del blanco delgado y atraviesa un filtro de velocidad de Wien que mediante campos eléctricos y magnéticos permite separar el nuevo núcleo del haz incidente. Una vez separado se implanta en un detector de Si de bandas y se correlaciona temporalmente el ión implantado con las sucesivas partículas alfa emitidas en el mismo pixel del detector. Midiendo las energías de las nuevas partículas alfa detectadas y la cadena que las conecta con desintegraciones alfa conocidas se han podido identificar nuevas especies. Mediante este procedimiento se han identificado en el GSI (Alemania) nuevos elementos hasta  $Z = 112$  [1].



4 muestra como los radios del  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$  y  $^{17}\text{B}$  se alejan del comportamiento  $R_0 A^{1/3}$ .



**Figura 4.** A la izquierda comportamiento del radio nuclear con  $A^{1/3}$  para núcleos estables. A la derecha el radio nuclear para los isótopos de los elementos ligeros con  $Z = 2-5$ .

Experimentos posteriores mostraron que el  $^{11}\text{Li}$  se rompe en  $^9\text{Li} + 2n$  en presencia de un campo nuclear o Coulombiano. Los resultados observados en el Li se pueden interpretar de la manera siguiente. Los isótopos ligeros del Litio presentan radios que se ajustan al comportamiento  $R \propto A^{1/3}$ , pero el isótopo  $^{11}\text{Li}$  ( $Z=3, N=8$ ) es distinto. Consta de un core de  $^9\text{Li}$  rodeado de dos neutrones bastante alejados lo que incrementa anormalmente el radio másico. Experimentos de interferometría realizados por M. Marqués et al. [4] han permitido determinar la distancia entre los dos neutrones, que es consistente con que el radio de sus órbitas sea tan grande como el del núcleo de  $^{208}\text{Pb}$ . La estructura deducida de los experimentos de reacciones requería una parte importante de onda s en la función de onda del  $^{11}\text{Li}$  ya que al no tener barrera centrífuga, permite que los neutrones estén muy alejados del core. Pero esto es contradictorio con el carácter semimágico del  $^{11}\text{Li}$  cuyos 8 neutrones, de acuerdo con el modelo nuclear de partículas independientes, deberían tener una configuración de capas cerradas, con los neutrones más externos situados en órbitas p,  $p_{3/2}$  y  $p_{1/2}$ .

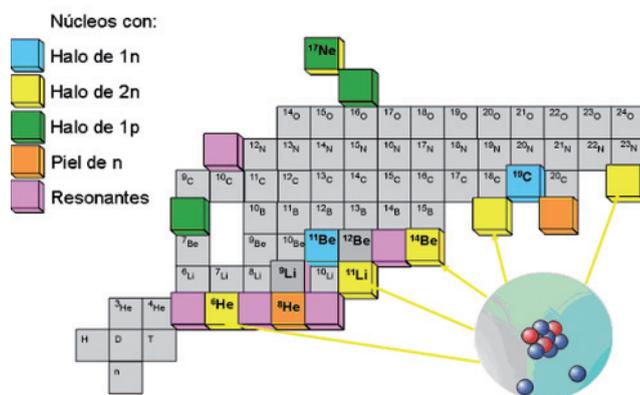
La primera evidencia de una fuerte contribución de onda s vino de la mano de los estudios de desintegración beta del  $^{11}\text{Li}$ . En experimentos realizados en ISOLDE [5], se hizo una determinación precisa de la alimentación beta al único estado ligado en el núcleo hijo,  $^{11}\text{Be}$ . Esta medida, junto con la semivida anómalamente larga del  $^{11}\text{Li}$ , permitió determinar con gran precisión la velocidad reducida de la transición,  $\log ft$ . El estudio en modelo de capas realizado por el grupo de la UAM incorporaba un 50% de onda s para poder reproducir el valor del  $\log ft$  [5]. Estos resultados se han confirmado en un experimento realizado en cinemática completa (en el que se mide la dirección y energía del núcleo incidente y de todos fragmentos de la reacción) en el GSI (Alemania) [6]. Se obtuvo que la componente  $(1s_{1/2})^2$  en la función de onda del  $^{11}\text{Li}$  era de  $45 \pm 10\%$ .

En sucesivos experimentos se han identificado otros núcleos que presentan esta estructura de halo formado por uno o dos neutrones. La estructura con halo se explica como un efecto umbral debido a la pequeña energía de enlace de los últimos nucleones y del acoplamiento al continuo. También se ha detectado la presencia de halos de protones en el  $^8\text{B}$  [7] y en algunos estados excitados del  $^{17}\text{F}$  [8]. La figura 5 resume los casos identificados hasta la fecha al igual que los núcleos resonantes estudiados con el objetivo de entender la formación del halo.

La existencia del halo neutrónico puede dar lugar a una desintegración beta periférica en la que uno de los neutrones del halo decae en un protón dando lugar a la emisión de un deuterón tras la desintegración beta. Este modo de desintegración  $\beta d$  ha sido observado en los núcleos con halo  $^6\text{He}$  y  $^{11}\text{Li}$ . El espectro observado de deuterones en ambas desintegraciones parece indicar que la emisión no ocurre a través de una resonancia intermedia del núcleo hijo sino que sucede directamente al continuo.

Los modelos teóricos capaces de reproducir en todo o en parte las características de estos sistemas tan exóticos tenían problemas para obtener el núcleo con halo ligado y su isótopo adyacente como una resonancia, en particular el que  $^{11}\text{Li}$  fuera ligado y el  $^{10}\text{Li}$  no. Uno de los primeros cálculos capaces de reproducir la energía de ligadura de todos los núcleos con dos neutrones en el halo fue realizado por una colaboración entre grupos de la Universidad de Salamanca y de la UAM [9].

Mencionemos finalmente que el sistema conocido más rico en neutrones es el núcleo resonante  $^7\text{H}$  identificado por el grupo de la Universidad de Santiago de Compostela [10] a partir de una serie de experimentos realizados en GANIL (Francia).



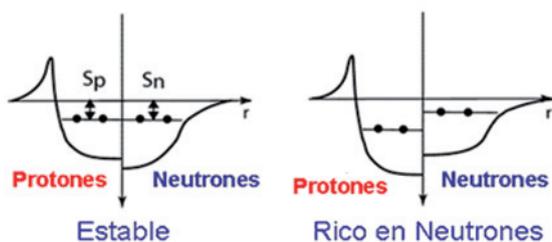
**Figura 5.** Vista parcial de la carta de nucleidos en la que se identifican mediante un código de colores los núcleos estudiados hasta la fecha que presentan estructuras de halo neutrónico, en azul (1n) y amarillo (2n), halo protónico en verde y piel neutrónica en naranja, así como los núcleos resonantes en malva, cuya caracterización permite entender como se forma el halo de dos neutrones.

### Ib. Núcleos Exóticos Ricos en Neutrones: El Declive de los Números Mágicos.

El modelo de partículas independientes fue introducido en física nuclear por María Goeppert-Mayer y Hans Jensen hace más de cincuenta años. Su idea básica fue suponer que, a orden cero, el resultado de las complicadas interacciones entre los protones y los neutrones era la creación de un potencial promedio autoligante, la “caja esférica” que los mantiene juntos. El potencial promedio que propusieron consistía en un oscilador armónico isótropo complementado con un término de interacción espín órbita muy atractivo. Su mayor éxito fué la explicación de los números mágicos del valle de la estabilidad, 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, que se habían observado experimentalmente en las energías de separación de un neutrón o de un protón, como máximos seguidos de una disminución brusca, algo que es reminiscente del comportamiento de las energías de ionización atómicas en torno

a los gases nobles. Los núcleos doblemente mágicos;  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{48}\text{Ca}$ ,  ${}^{56}\text{Ni}$ ,  ${}^{132}\text{Sn}$  y  ${}^{208}\text{Pb}$ , son desde entonces hitos en el paisaje nuclear.

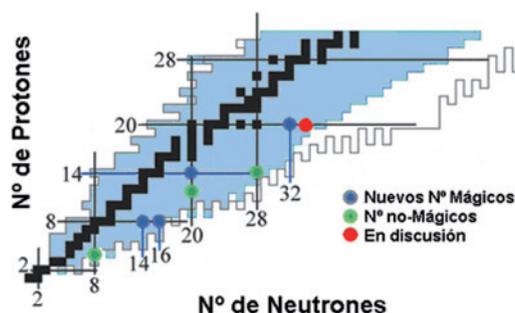
Existen números mágicos porque las órbitas del campo medio nuclear se agrupan en “capas” bien separadas entre ellas. La energía de separación entre dos capas recibe el nombre de brecha (gap en inglés). La estructura de capas y los gaps asociados evolucionan cuando la relación entre el número de neutrones y protones es muy diferente a la del valle de la estabilidad, ver figura 6. Este hecho se manifiesta de modo extremo en los núcleos exóticos muy ricos en neutrones. La evolución de la estructura de capas (también llamada deriva de las energías de partícula independiente) puede seguir diferentes patrones dependiendo de qué órbitas se vayan llenando o vaciando. En particular, cuando nos desplazamos hacia la línea de goteo de neutrones, los gaps pueden reducirse sistemáticamente. Se conocen varios ejemplos de este comportamiento. Si partimos del  ${}^{16}\text{O}$ , que es un núcleo estable y doblemente mágico y cuyo gap  $N=Z=8$  vale 11 MeV, y vamos reduciendo el número de protones, observamos que el gap de neutrones  $N=8$  disminuye rápidamente, de modo que en el  ${}^{11}\text{Li}$  apenas llega a los 3 MeV. Lo mismo ocurre con los gaps  $N=20$  y  $N=28$ . Al mismo tiempo, al alejarnos de la estabilidad pueden emerger nuevas combinaciones de  $N$  y  $Z$  que tienen carácter mágico, entre otras,  $N=16$  y  $Z=8$  en el  ${}^{24}\text{O}$ . El caso  $N=34$  y  $Z=20$  en el  ${}^{54}\text{Ca}$  está aún en discusión, en rojo en la figura 7. Una vindicación reciente del carácter doblemente mágico del  ${}^{42}\text{Si}$  ( $Z=14$ ,  $N=28$ ) se ha revelado errónea, ya que se trata más bien de un núcleo muy deformado de tipo lenticular, en verde en la figura 7.



**Figura 6.** Ilustración de potenciales para núcleos estables y su variación para núcleos ricos en neutrones en los que la energía de enlace del último neutrón,  $S_n$ , se hace muy pequeña.

La persistencia de los cierres de capas asociados a los números mágicos depende del valor de los gaps; cuanto más grandes sean éstos, más robustos serán aquellos. Pero depende también de la estructura del campo medio alrededor del nivel de Fermi, porque ella determina la cantidad de energía de correlación que pueden acumular las configuraciones intrusas que se construyen promoviendo  $n$  partículas desde estados ocupados (debajo del nivel de Fermi) a estados desocupados (encima). Estas configuraciones se suelen conocer también como estados  $np$ - $nh$ , ( $n$ -partículas  $n$ -huecos). La energía de excitación de los estados  $np$ - $nh$  con respecto a la configuración de capas cerradas ( $0p$ - $0h$ ) resulta del balance entre la energía que cuesta promover  $n$  partículas a los estados vacantes, que depende del valor del gap, y la energía de correlación ganada gracias a la activación de los grandes correladores nucleares, como son la interacción de emparejamiento y la interacción cuadrupolo

cuadrupolo. A veces el balance favorece a los estados intrusos y a ese avatar le llamamos desvanecimiento del cierre de capa (vanishing of the shell closure, en inglés). Cuando los estados intrusos son deformados, se habla de transición de forma, de nuevas regiones de deformación, etc. Este fenómeno se detectó por primera vez en los isótonos  $N=20$   ${}^{31}\text{Na}$  y  ${}^{32}\text{Mg}$  que, contrariamente al carácter mágico esperado en el modelo de capas estándar, resultaron ser dos núcleos deformados. Sorprendentemente, si añadimos dos protones al  ${}^{32}\text{Mg}$  nos encontramos con un nuevo núcleo ¡doblemente mágico! el  ${}^{34}\text{Si}$ . ¿Cómo es posible entender esta transición tan abrupta? La explicación es simple, ya que en el  ${}^{34}\text{Si}$  el gap de protones  $Z=14$  es tan importante o más que el gap de neutrones  $N=20$  favoreciendo en este caso la configuración doblemente mágica.



**Figura 7.** Vista parcial del diagrama de Segré. En cuadrados negros los elementos estables de  $Z=1$ -30. Todos los isótopos conocidos rellenan la zona en azul. Las líneas verticales y horizontales en negro corresponden a los números mágicos, 2, 8, 20, 28 encontrados para los núcleos estables. Las líneas azules y los puntos del mismo color indican los nuevos números mágicos observados lejos de la estabilidad en núcleos ricos en neutrones. Los puntos verdes corresponden a núcleos que deberían ser mágicos, pero no lo son.

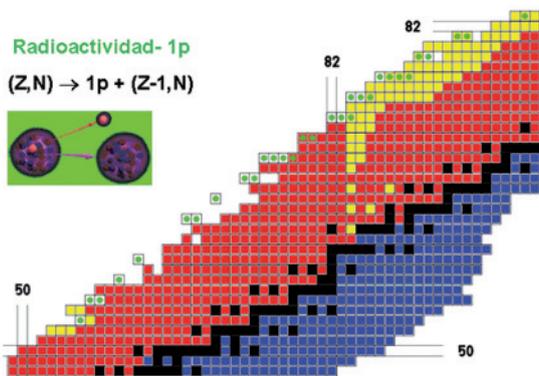
De un modo similar entendemos la desaparición del cierre de la capa  $N=8$  en el  ${}^{11}\text{Li}$ , sólo que en este caso la ganancia de energía de correlación de las configuraciones intrusas ( $2p$ - $2h$  de neutrones) es debida fundamentalmente a la interacción de emparejamiento. En el  ${}^{42}\text{Si}$  y  ${}^{40}\text{Mg}$ , el desvanecimiento del cierre  $N=28$ , borrado por las configuraciones intrusas  $2p$ - $2h$  de neutrones, es de nuevo debido a la interacción cuadrupolar que pilota una doble transición de forma que nos lleva desde los isótonos esféricos cercanos a la estabilidad hasta un rotor oblongo, el  ${}^{40}\text{Mg}$ , habiendo dejado en el camino a otro rotor, esta vez lenticular, el  ${}^{42}\text{Si}$ .

### 3. Estructura Nuclear al Límite de la Estabilidad de Protones. Radioactividad de uno y dos Protones.

La emisión de partículas alfa es una característica típica del núcleo atómico y esta ligada al nacimiento del campo allá por 1896. Sin embargo, la idea de la emisión de protones no se empezó a discutir en detalle hasta los años sesenta. La primera observación de emisión de protones se realizó en la desintegración beta de  ${}^{25}\text{Si}$ ,  $\beta_p$ . En este caso la emisión ocurre desde un estado excitado que sobrevive un tiempo del orden de  $10^{-6}$  s, demasiado corto para ser considerado radioactividad de protones. La desintegración beta ocurre más lentamente y la intensidad de los protones observados en función del tiempo nos permite deducir la semivida del

precursor. Hoy en día se han identificado más de doscientos precursores,  $\beta p$ , y el estudio de los espectros de protones ha permitido conocer e identificar la estructura nuclear de numerosos núcleos en una amplia ventana energética y con producciones tan bajas como una partícula por segundo [11].

La emisión protónica es muy atractiva desde el punto de vista teórico y relativamente simple ya que, a diferencia del proceso de radioactividad alfa, no necesita tener en cuenta su pre-formación en el núcleo. Si observamos emisión protónica sabemos claramente que la línea de goteo se ha traspasado. La anchura de la barrera mecanocuántica depende del momento angular del protón emitido y con ello la probabilidad de emisión y la vida media. La emisión del protón depende de la energía disponible,  $Q_p$ , y del momento angular mientras que el potencial nuclear usado juega un papel poco relevante. La determinación exacta de  $Q_p$  permite, en general, la determinación de la masa del emisor y la comprobación de los modelos de masa nuclear más allá de la línea de goteo. La radioactividad protónica ha demostrado ser una herramienta versátil y útil para estudiar la estructura nuclear más allá de la estabilidad.



**Figura 8.** Carta de nucleidos en la región de emisores de protones,  $Z=51$  a  $83$ . Cabe destacar que se han observado isótopos emisores de protones (ilustrados con círculos verdes) en todos los núcleos de  $Z$  impar de esta región excepto en el Praseodimio,  $Z=61$ .

La primera evidencia experimental de emisión de protones desde el estado fundamental se obtuvo en el GSI en 1981, identificándose en el  $^{151}\text{Lu}$  y en el  $^{146}\text{Tm}$ . Estos núcleos son impares en protones y decaen a un núcleo  $(Z-1, N)$  par-par cuyo estado fundamental tiene momento angular total y paridad  $I^\pi = 0^+$ , de modo que el momento transferido en el proceso nos da información sobre el orbital emisor del protón. En los años noventa se realizó un enorme esfuerzo de identificación de emisores de protones en diversos laboratorios lo que ha permitido identificar 28 emisores desde el estado fundamental entre el  $^{109}\text{I}$  y el  $^{177}\text{Tl}$  todos ellos con  $51 < Z \leq 83$  y que se muestran en la figura 8 con círculos verdes. También se ha observado este proceso desde estados isoméricos de 20 núcleos distintos, (la lista completa aparece en [11]), y desde estados excitados de vida media muy corta en núcleos altamente deformados que se ha explicado como la única salida para la desexcitación de bandas de alto espín. La emisión de estos protones permite conectar las bandas de alto espín y deformación de un núcleo  $(Z, N)$  con una banda del núcleo hijo  $(Z-1, N)$  de deformación muy distinta. La medida de la energía del proton permite determinar la ener-

gía de excitación de dicha banda altamente deformada. En principio la radioactividad protónica debería poder observarse para núcleos con  $Z < 50$ , pero la ventana  $Q_p$  en la que la emisión de protones es más rápida que la desintegración beta pero suficientemente lenta para ser observada experimentalmente ( $T_{1/2} > 1 \mu\text{s}$ ) es pequeña y disminuye con  $Z$ .

Para los núcleos más ligeros se predijo en 1960 la radioactividad de dos protones como consecuencia de la fuerza de emparejamiento. Para ciertos núcleos lejos de la estabilidad con un número par de protones será más fácil emitir un par de protones que romper el par. La identificación de candidatos para un cierto proceso de desintegración requiere un buen conocimiento de la masa de los núcleos involucrados o, en su ausencia, tener predicciones fiables. Las fórmulas de masa válidas en todo el rango de la carta de nucleidos tienen una incertidumbre del orden de 1 MeV, que es excesiva para identificar a los potenciales emisores de  $2p$ . Sin embargo, existen fórmulas locales que permiten calcular la masa de los núcleos deficientes en neutrones con  $Z > N$  con un error de unos 200 keV.

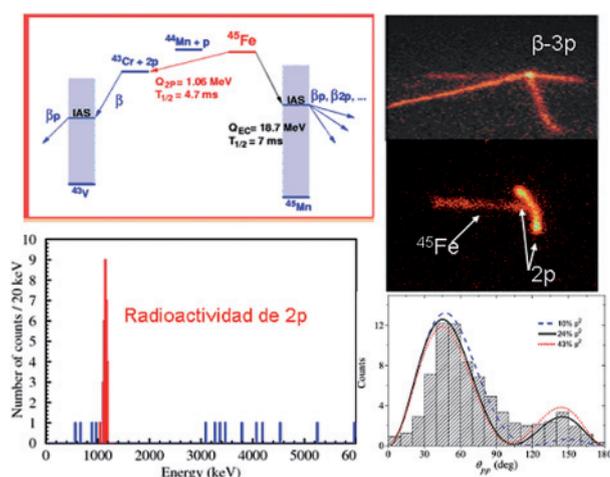
Este proceso, al igual que el proceso de radioactividad de un protón, depende de las barreras coulombiana y centrífuga que retrasan la emisión hasta escalas temporales que permiten su observación. La cuestión de las correlaciones en energía y momento entre los dos protones suscitó interés desde su postulación ya que permitiría conocer la interacción nucleón nucleón dentro del núcleo. Dos escenarios extremos son posibles: (1) Emisión sin correlación alguna en la que sólo debe cumplirse la conservación de energía, momento y momento angular, que se denomina desintegración a tres cuerpos y (2) Emisión correlacionada, en la que los dos protones, atraídos por la fuerza nuclear, forman una resonancia con  $l=0$ . Como el sistema protón-protón no está ligado la estructura resonante decaerá durante el paso por la barrera coulombiana observándose dos protones individuales, esta emisión se denomina de  ${}^3\text{He}$  o diprotón. En ambos mecanismos se espera que los dos protones tengan energías similares, aquellas que favorecen la penetración de la barrera ( $E_p \sim Q_{2p}/2$ ). La diferencia principal entre estos dos escenarios teóricos viene dada por las correlaciones angulares. En la ruptura a tres cuerpos, despreciando las interacciones del estado final, la distribución angular de los protones será isotrópica mientras en la emisión de diprotón habrá una fuerte correlación angular hacia adelante entre los dos protones.

La emisión de dos protones se observó por primera vez en 1984 en la desintegración beta del  $^{22}\text{Al}$ ,  $\beta 2p$ , fundamentalmente era emisión de dos protones desde el estado análogo en el isóbaro (IAS). Desde entonces se han identificado otros ocho emisores más de este proceso. Para los casos en que la estadística ha permitido determinar las energías individuales de los protones se ha podido saber experimentalmente que la emisión es secuencial a través de un estado intermedio. El primer emisor de  $2p$  observado fue el núcleo resonante  ${}^6\text{Be} \rightarrow \alpha + p + p$ . La energía y ángulo relativo de los fragmentos se podía explicar a partir del modelo “democrático” de tres cuerpos.

Combinando las predicciones de masa con cálculos de modelo de capas y teniendo en cuenta las limitaciones experimentales se identificaron seis candidatos con  $Q_{2p} \geq 1 \text{ MeV}$ ,  ${}^{43}\text{Fe}$ ,  ${}^{48}\text{Ni}$ ,  ${}^{54}\text{Zn}$ ,  ${}^{59}\text{Ge}$ ,  ${}^{83}\text{Se}$  y  ${}^{87}\text{Kr}$ . Se ha realizado una intensa

búsqueda de identificación y estudio de los núcleos próximos a estos candidatos en los últimos diez años, habiéndose obtenido las semividas, las razones de ramificación y el espectro de protones,  $\beta p$ , de más de cuarenta núcleos con  $10 < Z < 30$ . Finalmente la emisión de  $2p$  fue identificada en el  $^{45}\text{Fe}$ , primero en un experimento en GSI (Alemania) en 2000 y posteriormente en GANIL (Francia). La radioactividad de  $2p$  ha sido identificada hasta ahora en  $^{45}\text{Fe}$  y  $^{54}\text{Zn}$ .

Hasta hace unos meses los experimentos habían permitido tan sólo la determinación de  $E_{2p}$  y de las semividas del  $^{45}\text{Fe}$  y  $^{54}\text{Zn}$ . En ambos casos el proceso de desintegración beta compite con la emisión de 2 protones. Una vez identificados los candidatos se necesitaba conocer las correlaciones angulares entre los protones que permiten distinguir el mecanismo de emisión de los mismos, ya que los distintos modelos teóricos reproducían comparativamente bien las escasas propiedades medidas a pesar de ser sus contenidos físicos muy distintos.



**Figura 9.** Esquema de desintegración del  $^{45}\text{Fe}$ , primer emisor de radioactividad  $2p$  observado. Arriba a la izquierda, esquema de desintegración de  $^{45}\text{Fe}$ . Abajo a la izquierda, el espectro observado de  $2p$  que constituye el 70 % de la desintegración [11]. A la derecha las trazas de los procesos  $\beta 3p$  y la observación, por vez primera, de las trazas individuales del proceso  $2p$  y sus correlaciones angulares,  $\theta_{pp}$ , en un experimento en MSU (EEUU) en 2007. Abajo a la derecha se muestra en un histograma el ángulo entre estos dos protones en un histograma. La distribución angular corresponde a una emisión democrática o emisión a tres cuerpos ( $^{43}\text{Cr-p-p}$ ) para valores de onda  $p^2$  próximos a 24 % (en negro) [12].

La mayor dificultad de estos estudios consiste en que los núcleos de interés se producen en instalaciones de fragmentación y por tanto se mueven a energías relativistas. Para detectar protones con energías de 500-600 keV y el ángulo relativo entre ellos no se pueden parar los iones radioactivos en un sólido ya que la dispersión en el proceso de frenado impide obtener la resolución energética necesaria. Para salvar esta deficiencia se han desarrollado dispositivos que permiten observar las trazas dejadas por los protones individuales al implantar el núcleo en una cámara de deriva y medir los electrones secundarios producidos en la ionización del gas por los protones. La figura 9 muestra los resultados obtenidos en 2007 para el  $^{45}\text{Fe}$ . Los iones de  $^{45}\text{Fe}$  se paran en una cámara de deriva. La ionización en el gas provocada por los protones emitidos se recoge en una cámara CCD [12]. La

figura 9 muestra en la parte derecha las trazas de protones de alta energía que escapan de la cámara indicando que se producen desde estados en el núcleo hijo,  $^{45}\text{Mn}$ , intensamente poblados en la desintegración beta y de alta energía de excitación. Se trata de un nuevo modo de desintegración  $\beta 3p$  observado en [12] por primera vez. Además se muestra en la misma figura 9 las trazas para el proceso de radioactividad de  $2p$ , también observadas individualmente en este experimento por primera vez. Las dos trazas de poca energía (corto recorrido de ionización en la cámara de deriva) corresponden a energías de unos 0.6 MeV. La parte inferior de la figura muestra la distribución angular medida de los dos protones y su comparación con las predicciones en el modelo de tres cuerpos para valores de onda  $p^2$  de 10 % en azul, de 24 % en negro y de 43 % en rojo [12].

#### 4. La Desintegración Beta y la Estructura Nuclear

El mecanismo de desintegración beta  $\beta^\pm$  consiste en que un núcleo  $A(Z, N)$  se convierte en su isóbaro ( $Z \mp 1, N \pm 1$ ) más próximo a la estabilidad emitiendo un positrón y un neutrino para el proceso  $\beta^+$  o sus antipartículas para el proceso  $\beta^-$ . Las transiciones de mayor probabilidad se llaman permitidas, ellas conectan el estado fundamental del núcleo padre con estados del núcleo hijo que difieren como máximo en una unidad de momento angular total. Su intensidad se da en función de su velocidad reducida o valor  $ft$  donde  $f$  es el factor de espacio de fases que incorpora la cinemática del electrón o positrón emitido y  $t$  es la semivida parcial de la transición a un estado en el núcleo hijo. La desintegraciones beta permitidas, es decir las más intensas, sólo involucran elementos de matriz sencillos donde intervienen únicamente los operadores de isospín y espín entre los estados nucleares del padre y el hijo. La determinación experimental de la intensidad beta nos da pues una información muy valiosa sobre las funciones de onda nucleares.

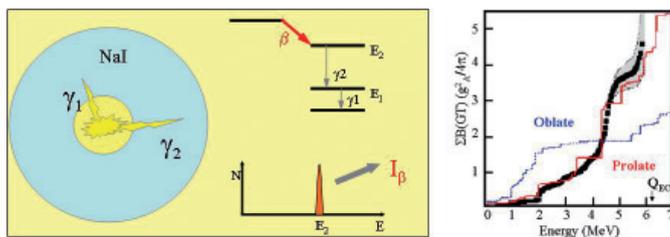
Para núcleos muy alejados de la estabilidad las diferencias de masa entre isóbaros crecen y la energía de enlace del último nucleón disminuye, de modo que la ventana energética  $Q_\beta$  permite explorar la estructura excitada de núcleo hijo más allá de los estados ligados. Para núcleos deficientes en neutrones con  $Z > N$  el estado isóbaro análogo en el núcleo hijo (IAS, con idénticos números cuánticos excepto la proyección de isospín,  $T_z$ ) es accesible a la desintegración. La intensidad de esta transición, llamada de Fermi, es independiente de la estructura nuclear, y se determina a partir del isospín,  $T$ , del padre y de su proyección  $T_z$ .

Cuando el IAS no se encuentra en la ventana  $Q_\beta$ , la desintegración se realiza mediante las transiciones Gamow-Teller (GT). Desgraciadamente la distribución de intensidad depende de los detalles de las funciones de onda nucleares involucradas y es mucho más difícil de predecir su comportamiento. Si las fuerzas nucleares fueran independientes del espín la intensidad se concentraría en una sola transición como ocurre en la transición de Fermi y coincidiría con la misma. El recuerdo de esta simetría rota constituye la resonancia gigante GT, GTGR, que es un conjunto de transiciones colectivas situadas cerca del IAS. La GTGR se ha observado en reacciones de intercambio de carga ( $p,n$ ) junto con las transiciones GT a niveles de baja energía de excita-

ción. Se encontró a principio de los ochenta que la intensidad GT,  $B(GT)$ , observada era un 50-65% de la esperada según la regla de la suma  $\Sigma B(GT)^- - \Sigma B(GT)^+ = 3(N-Z)$ .

Para aquellos núcleos deficientes en neutrones  $Z > N$  con el IAS en el centro de la ventana  $Q_\beta$  una gran parte de la intensidad GT, incluida la GTGR, es accesible. La reducción (quenching) de intensidad GT fue observada por primera vez por Wilkinson en un estudio sistemático de desintegraciones de núcleos ligeros (capas p y sd). Esta reducción se comprobó en los experimentos de reacciones (p,n) en núcleos pesados. Los trabajos de reacciones tienen la ventaja de que no están limitados por el valor de la ventana  $Q_\beta$  y por el factor de espacio de fases que inhibe las transiciones de (Q-E\*) bajo. En estas reacciones, si se restringe la cinemática a cero grados para asegurar una mínima transferencia de momento lineal y angular, la sección eficaz es proporcional a la intensidad GT. Por ello la distribución  $B(GT)$  obtenida por reacciones se puede comparar directamente con la regla de la suma, aunque la supresión del fondo (contribución a cero grados de otros canales de reacción) y la normalización son delicadas, lo que debilita las conclusiones obtenidas.

Hasta ahora se han invocado dos mecanismos diferentes para explicar esta reducción: (1) el acoplo con las excitaciones del nucleón, en particular con la resonancia  $\Delta(1232)$  que movería la intensidad GT a varios cientos de MeV por encima de la ventana  $Q_\beta$  y (2) la mezcla de configuraciones con estados a alta energía de excitación, debida a la repulsión de corto alcance de la interacción nucleón-nucleón, que también desplazaría parte de la intensidad GT a energías más altas. Como esta parte de la intensidad GT estaría además muy fragmentada, su extracción experimental del ruido de fondo es extremadamente difícil. Recientemente el estudio de las reacciones (p, n) y (n, p) sobre  $^{90}\text{Zr}$  a energías hasta 70 MeV han permitido determinar la intensidad GT más allá del continuo de la resonancia gigante GTGR, con el objetivo de discriminar entre los dos mecanismos de reducción de intensidad GT. En este trabajo cuando se incluye el continuo se observa que el factor de reducción se aproxima a la unidad. Por tanto, concluyen que el mecanismo de reducción de la intensidad GT está dominado por la mezcla con configuraciones a alta energía de excitación.



**Figura 10.** A la izquierda vista esquemática del método de medida de absorción total de radiación gamma que da directamente la alimentación beta a cada nivel a base de detectar la cascada de radiación gamma hasta el estado fundamental. A la derecha su aplicación al caso del  $^{76}\text{Sr}$  que ha permitido determinar la intensidad GT,  $B(GT)$ , en toda la ventana  $Q_\beta$  y su comparación con los cálculos de campo medio realizados por el Grupo del IEM de Madrid para deformación oblonga (prolate) y lenticular (oblate). La comparación de los resultados teóricos y experimentales permite deducir que la deformación del estado fundamental del  $^{76}\text{Sr}$  es sin duda oblonga [13].

La forma del núcleo atómico es uno de los conceptos macroscópicos más fáciles de visualizar, sin embargo es experimentalmente muy difícil de determinar. La distribución de fuerza GT ha permitido dilucidar, en la zona de fuertes transiciones de forma cercana al  $^{80}\text{Zr}$ , el signo de la deformación. La forma de la distribución GT y la fracción de la regla de la suma observada son muy sensibles a la estructura microscópica de los estados iniciales y finales involucrados en la desintegración. Para realizar este estudio en toda la ventana energética  $Q_\beta$  y poder recoger toda la radiación gamma emitida desde estados de alta energía de excitación se construyó un espectrómetro de absorción total. Su principio de funcionamiento se muestra esquemáticamente en la figura 10 junto con los resultados para el  $^{76}\text{Sr}$  obtenidos en ISOLDE (CERN), en una colaboración de los grupos de física nuclear experimental del IFIC (Valencia) y los grupos experimental y teórico del IEM (Madrid) [13].

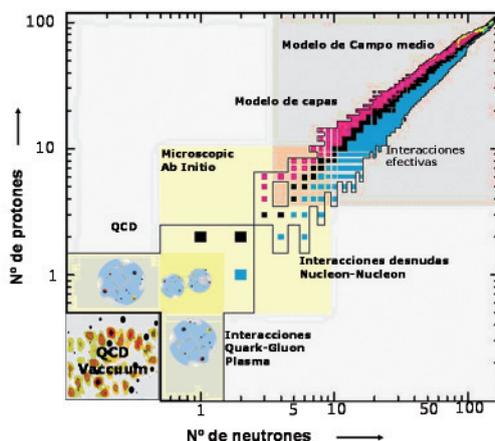
## 5. Estructura Nuclear Teórica; El Estado de la Cuestión.

Nuestro conocimiento de la estructura nuclear está basado principalmente en el estudio de los núcleos próximos al valle de estabilidad beta cuyas propiedades están razonablemente bien descritas por diversos modelos. Dependiendo del número másico  $A$ , del balance entre neutrones y protones y de la cercanía de alguno de estos dos números a los cierres de capa del potencial nuclear promedio (números mágicos), nuestra capacidad de descripción teórica será mayor o menor y los modelos aplicables estarán más o menos cerca de la solución exacta del problema nuclear de muchos cuerpos. Sólo para núcleos muy ligeros, ( $A \leq 12$ ), se ha sido capaz de describir sus propiedades partiendo de la interacción nucleón-nucleón libre, sea utilizando funciones de ondas correlacionadas y resolviendo el problema de muchos cuerpos mediante métodos variacionales avanzados (Green Function Monte Carlo, GFMC), que requieren una potencia computacional gigantesca, sea utilizando una descripción de partículas independientes con todos los nucleones activos, en espacios de valencia lo suficientemente extensos para poder regularizar la interacción nucleón-nucleón desnuda (No Core Shell Model, NCSM). La gran novedad de estos cálculos es que demuestran que para describir correctamente las propiedades básicas de estos núcleos (energías de ligadura, espectros, radios, probabilidades de transición, etc.) es imprescindible la inclusión explícita de interacciones a tres cuerpos en el hamiltoniano nuclear. Esto supone una vuelta de tuerca más a la ya grande complejidad del problema, aunque hay indicios de que estas interacciones a tres cuerpos podrían tener formas suficientemente sencillas para ser tratables más allá de los núcleos ligeros.

Para números másicos superiores, las descripciones más frecuentes se basan en el modelo de partículas independientes y emplean interacciones efectivas, que se obtienen a partir de la interacción nucleón-nucleón libre mediante diversos procedimientos de regularización. Dichas interacciones se presentan de dos formas: bien como un potencial en el espacio de configuración; con términos dependientes de la densidad y dependencias radiales tipo delta (interacciones de Skyrme), o tipo gaussiano (interacción de Gogny)

o bien sus contrapartidas relativistas. Éstas son las que se utilizan normalmente en los cálculos basados en la aproximación de Hartree-Fock y sus extensiones, aproximación que permite abordar todos los núcleos, independientemente de su número de neutrones o de protones. A veces se utiliza la expresión “funcionales de la energía” para referirse a ellas. O bien como un conjunto de operadores a uno y dos cuerpos que actúan sobre los estados del campo medio autoligante nuclear. Dicho campo medio se puede interpretar como un “funcional de los números de ocupación”. Estas interacciones son las preferidas en los cálculos del modelo de capas con mezcla de configuraciones (ISM, Interacting Shell Model). Las regiones de aplicabilidad de los distintos métodos se ilustran en el diagrama de Segré de la figura 11. El papel de las simetrías en Física Nuclear ha sido tratado recientemente por C. E. Alonso en el artículo “Núcleos y Simetrías” de esta misma revista (Revista Española de Física, V. 20, n° 2, pag. 14).

El estudio de los núcleos exóticos es crucial para conocer la evolución del campo medio nuclear cuando la relación entre protones y neutrones difiere radicalmente de la que encontramos en el valle de la estabilidad. De hecho, diferentes parametrizaciones de estos funcionales, que se comportan razonablemente bien cerca de la estabilidad, divergen en sus predicciones lejos de ella. Asimismo, en aquellas situaciones en las que los nucleones de valencia están muy poco ligados, se pueden producir modificaciones importantes en la acción de las correlaciones nucleares dominantes (cuadrupolares y de emparejamiento) debidas a la influencia de los estados del continuo. Además, podemos esperar diferentes deformaciones para neutrones y protones, que combinadas con la aparición de halos o pieles de neutrones resulten en importantes cambios en la morfología de los núcleos.



**Figura 11.** Ilustración de los métodos teóricos aplicables en las distintas zonas de la carta de nucleidos.

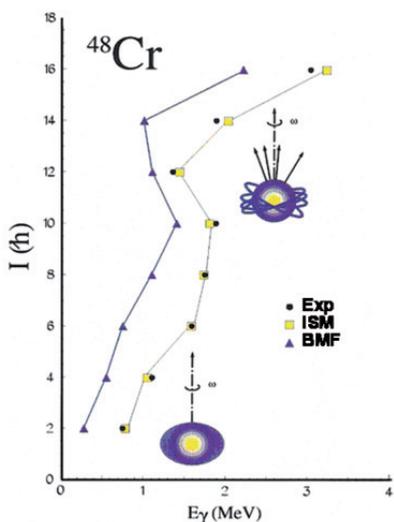
En las aproximaciones de tipo Hartree-Fock, las correlaciones nucleares se tienen en cuenta por medio de la ruptura de ciertas simetrías a nivel del campo medio. Por ejemplo, la invariancia rotacional para tener en cuenta la interacción cuadrupolar, responsable de la existencia de núcleos deformados, o la conservación del número de protones y de neutrones para incorporar las correlaciones de emparejamiento que dan lugar a la superfluidez nuclear. No obstante, en la mayoría de las situaciones, esta aproximación debe ser com-

plementada con la restauración, antes o después del procedimiento variacional, de las simetrías rotas e incluso con la mezcla de diversas soluciones de campo medio a través del método de la coordenada generatriz (GCM). Este conjunto de mejoras de la aproximación de campo medio se denominan genéricamente BMF (Beyond Mean Field) y representan una de las fronteras de nuestro conocimiento teórico del núcleo. Las descripciones BMF pueden basarse en aproximaciones de campo medio relativistas o no-relativistas y se han aplicado con éxito en multitud de núcleos y para diferentes propiedades, desde el estudio de las transiciones de forma en núcleos ligeros muy ricos en neutrones, hasta la descripción microscópica de las bandas rotacionales de elementos transuránicos como el Nobelio,  $Z=102$  [14].

En los cálculos basados en el modelo de capas esférico, las correlaciones nucleares se incorporan a través de la mezcla de muchas funciones de onda de partículas independientes. El número de determinantes de Slater necesario para describir correctamente las propiedades de un cierto núcleo, depende de qué propiedad se trate y de sus valores de  $N$  y  $Z$ . Para núcleos ligeros y de masa intermedia, (aproximadamente hasta  $A=100$ ) es, hoy en día, posible conseguir una descripción extremadamente precisa de una pléyade de propiedades nucleares. Sin embargo sólo es posible tratar aquellos núcleos pesados cuyos números de protones o de neutrones están cerca de un número mágico. Lo que excluye, por ejemplo, las regiones de núcleos deformados en los lantánidos y los actínidos. Los algoritmos y códigos de la colaboración IPHC (Estrasburgo) UAM (Madrid) permiten abordar problemas que necesitan bases de hasta  $10^{11}$  determinantes de Slater. Uno de los grandes avances que se han producido en los últimos tiempos en los cálculos de modelo de capas ISM (Interacting Shell Model) ha sido precisamente la posibilidad de describir núcleos deformados en el sistema de laboratorio, lo que a su vez ha permitido una comparación muy enriquecedora con las descripciones tipo BMF. El ejemplo de referencia es el  $^{48}\text{Cr}$  del que presentamos en la figura 12 las energías de los fotones gamma emitidos en la desexcitación de su banda yrast (aquella de menor energía de excitación para cada momento angular), frente al momento angular total del correspondiente estado. Se observa la ruptura del comportamiento en  $J(J+1)$  de las energías de excitación de los estados de la banda a partir de  $J=10$ , debido al alineamiento de los espines de un par de nucleones con el eje de rotación del núcleo, un fenómeno conocido como back-bending, típico de rotores más pesados y que tanto los cálculos ISM como los BMF describen adecuadamente. Otro aspecto de interés que podemos extraer de la figura 12 es la incapacidad de la descripción BMF para reproducir el momento de inercia experimental de la banda. Gracias a la comparación con el cálculo ISM, que sí lo hace, se ha podido concluir que la razón del desacuerdo es que en el tratamiento BMF no se incluye el emparejamiento neutrón-protón, que resulta ser fundamental en núcleos  $N=Z$  como el que nos ocupa. Posteriormente ha sido posible extender la comparación a casos de superdeformación nuclear (núcleos muy elongados con una relación de eje mayor a menor de 2:1).

El estudio de los comportamientos colectivos en núcleos exóticos es un campo relativamente virgen, que será fundamental en un futuro cercano, con la puesta en servicio de

las nuevas instalaciones dedicadas a la experimentación con haces de iones radioactivos (FAIR, Spiral2, ver el artículo sobre instalaciones nucleares en este mismo número). Los desafíos teóricos son muy importantes ya que es de esperar que aparezcan comportamientos novedosos, resultantes de la combinación de diferentes tendencias dinámicas y estructurales. Así, el estudio de núcleos muy ricos en protones a lo largo de la línea  $N = Z$  abre una ventana a la exploración de las correlaciones de emparejamiento neutrón-protón, tanto de carácter isovectorial como isoescalar. Éstas últimas, aunque bastante elusivas, podrían, según algunas especulaciones teóricas, dar lugar a una fase de condensación de pares deuterónicos. Del lado de los núcleos muy ricos en neutrones esperamos, además de un reforzamiento general del papel de las correlaciones debido al estrechamiento de las brechas energéticas entre capas, muchas novedades interesantes. Por ejemplo, la intrigante combinación de halo neutrónico y deformación que podría tener lugar en el núcleo  $^{40}\text{Mg}$ , quizá el último Magnesio ligado. Ya hemos mencionado el desafío que supone entender las correlaciones de emparejamiento en núcleos cuyas energías de separación de dos neutrones son prácticamente cero. ¿Se desacoplan las deformaciones de neutrones y protones en núcleos con halo o piel de neutrones? Además, sólo nuevos y mejores datos experimentales sobre núcleos exóticos nos permitirán validar las propuestas teóricas sobre la ecuación de estado de la materia nuclear, en particular de la materia muy rica en neutrones, necesaria en la modelización de un sinfín de procesos astrofísicos.



**Figura 12.** Energías de los rayos gamma emitidos en la desexcitación de la banda yrast del  $^{48}\text{Cr}$ . Se comparan los resultados experimentales con los cálculos ISM y los cálculos BMF. Obsérvese el “backbending” (retroceso) en  $I = 10$  debido al alineamiento de nucleones con el eje de rotación colectiva.

## 6. Conclusiones

En este trabajo se presentan los resultados más recientes y novedosos obtenidos en los estudios de la estructura de los núcleos cercanos a los límites de estabilidad. En los núcleos ricos en neutrones, cabe destacar la existencia de nuevas

topologías como, por ejemplo, los núcleos con halo de neutrones, así como la desaparición de los números mágicos convencionales y la aparición de otros nuevos como consecuencia de la evolución de la estructura de capas lejos de la estabilidad, unida al efecto de las correlaciones nucleares. En las cercanías de la línea de goteo de protones, conocida hasta  $Z = 91$ , se ilustran los fenómenos de radiactividad de un protón, que permite verificar la validez de los modelos teóricos más allá de las líneas de estabilidad y el fenómeno de radiactividad de dos protones recientemente descubierto.

En general, los resultados obtenidos hasta ahora modifican sustancialmente nuestra imagen del núcleo atómico. Con el advenimiento de nuevas instalaciones como FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) al comienzo de la próxima década, con intensidades mil veces superiores a las actuales, se podrá acceder a la así llamada “Terra Incognita” (ver figura 1) de núcleos ricos en neutrones, lo que puede dar lugar a descubrimientos hoy en día inimaginables. La comunidad nacional de Físicos Nucleares a la par con la comunidad internacional se preparan para este nuevo reto.

## Agradecimientos

Este trabajo ha estado parcialmente financiado por los proyectos del MEC FPA2005-02379, FPA2007-62170 y FIS2006-01245 y el proyecto Consolider CPAN (CSD2007-00042).

## Bibliografía

- [1] S. HOFMANN ET AL., *Z. Phys.* **A354** (1996) 229.
- [2] YU. TS. OGANESSIAN ET AL., *Phys. Rev. C* **74** (2006) 044602; *Phys. Rev. C* **70** (2004) 064609.
- [3] A. LOPEZ-MARTENS ET AL., *Phys. Rev. C* **74** (2006) 044303.
- [4] F. M. MARQUÉS ET AL., *Phys. Lett.* **B476** (2000) 216.
- [5] M.J.G. BORGE ET AL., *Phys. Rev. C* **55** (1997) R8.
- [6] H. SIMON, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 496.
- [7] D. CORTINA-GIL ET AL., *Eur. Phys. J.* **A10** (2001) 49.
- [8] M.J.G. BORGE ET AL., *Phys. Lett.* **B317** (1993) 25.
- [9] J.M.G. GÓMEZ, C. PRIETO Y A. POVES, *Phys. Lett.* **B295** (1992) 1.
- [10] M. CAAMANO ET AL., *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 062502.
- [11] B. BLANK Y M.J.G. BORGE, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **60** (2008) 403.
- [12] K. MIERNIK ET AL., *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 192501; *Phys. Rev. C* **76** (2007) 041304R.
- [13] E. NÁCHER ET AL., *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 232501.
- [14] J.L. EGIDO Y L.M. ROBLEDO, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 1198.

**M<sup>o</sup> José G<sup>a</sup> Borge**

está en el Instituto de Estructura de la Materia,  
CSIC, Madrid

**Alfredo Poves**

está en el Dpto. de Física Teórica e IFT,  
UAM-CSIC, Madrid.