

Modelo del Disco Negro: Una primera
aproximación a la estructura de núcleos
exóticos

Jose Fernández Vázquez

September 12, 2001

Contents

1	Introducción	1
2	Descripción general del experimento	5
3	Modelo del disco negro	11
4	Comparación entre el modelo y los resultados experimentales	19
5	Conclusiones y perspectivas	25

Chapter 1

Introducción

La estructura nuclear lejos del valle de estabilidad se ha convertido en un área de creciente interés en los últimos años. El hecho de poder acceder a esas zonas antes restringidas debido a las extremadamente pequeñas vidas medias y secciones eficaces ha permitido la realización de numerosos experimentos posibilitando la extensión de nuestro conocimiento de la interacción nuclear.

El progreso en la investigación de núcleos exóticos está tremendamente condicionado por las facilidades experimentales y las técnicas de investigación disponibles. La reciente producción y desarrollo de los haces nucleares radiactivos nos ha proporcionado una herramienta muy útil para investigar esos núcleos exóticos muy ricos en protones o neutrones.

La "dripline" se define como la frontera en la tabla de núcleos a partir de la cual la emisión de nucleones desde el estado fundamental se vuelve espontánea. De este modo se puede definir la dripline de neutrones como el límite en la tabla de núcleos a partir del cual la sobrecarga en neutrones es tan elevada que un isótopo con un neutrón adicional ya no está ligado. La definición de la dripline de protones se realizaría de modo similar, pero intercambiando el término neutrón por protón.

Especialmente interesantes son esos núcleos cercanos a la dripline (difíciles de producir, pero que resultan cada vez más accesibles debido al incremento en las intensidades de los haces nucleares disponibles) donde efectos de estructura como los halos de protones y neutrones [1] o las pieles de neutrones se manifiestan.

Un núcleo con halo se puede representar como compuesto de dos partes

bien diferenciadas, que son el "core" y el "halo". Se puede pensar un núcleo semejante como un planeta tipo Tierra en miniatura, donde el core corresponde a la parte sólida del planeta, y el halo a la atmósfera, si bien la analogía no es perfecta, ya que el halo también se extiende por la zona del espacio ocupada por el core.

El core es la parte más densa y compacta, donde se agrupan la mayor parte de los nucleones en un espacio relativamente ajustado para lo que se espera que sea el tamaño de un núcleo típico.

El halo es lo exótico e interesante, una zona donde la materia nuclear se halla distribuida de una forma menos densa de lo que es habitual, y donde el efecto túnel juega un papel fundamental permitiendo que uno o varios nucleones abandonen el pozo de potencial creado por la fuerza nuclear durante un tiempo considerablemente largo. Esos nucleones constituyen el halo.

En la actualidad se reconocen diversos núcleos que presentan estructura de halo, como el ^{11}Be o el ^{19}C (halos de un neutrón), el ^6He , el ^{11}Li o el ^{14}Be (halos de dos neutrones), el ^8He (halo de cuatro neutrones), y el ^8B (halo de un protón). Ver figura 1.1.

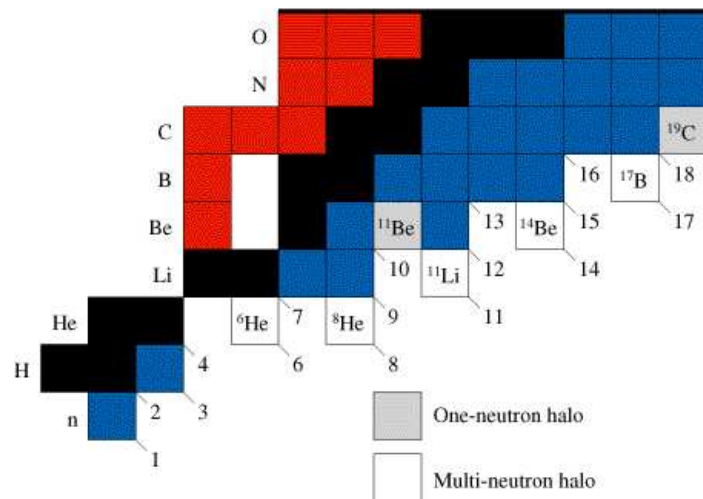


Figure 1.1: *Halos de neutrones actualmente aceptados por la comunidad científica.*

Las principales características que engloban a dichos núcleos son: grandes

secciones eficaces de reacción y de eliminación del halo en comparación con los núcleos vecinos, distribuciones longitudinales de momento extremadamente estrechas, y, para los halos de neutrones, energías de separación del último nucleón muy bajas. [2, 3, 4, 5, 6]

En cuanto a las pieles de neutrones, son en cierto modo similares al fenómeno del halo, si bien de un modo menos pronunciado, así, las secciones eficaces pueden ser del mismo orden que si se tratase de un halo, las distribuciones de momento ligeramente más anchas, y las energías de separación del último nucleón, de mayor magnitud.

En este trabajo me propongo describir un modelo relativamente simple empleado para obtener los perfiles de las distribuciones de momento de los fragmentos de distintos núcleos tras la eliminación del halo. Dicho modelo recibe el nombre de: Modelo del Disco Negro.

De la comparación entre resultados experimentales y perfiles obtenidos teóricamente se pueden hacer juicios de valor sobre el momento angular de dicho fragmento mientras formaba parte del núcleo padre, como expondré más adelante, y en definitiva de su estructura.

En la primera de las secciones que siguen presentaré de un modo breve el experimento llevado a cabo para la obtención experimental de las distribuciones de momento que pretendo describir con el modelo del disco negro. Dicho experimento es la base experimental de mi trabajo de tesis basado en el estudio de la estructura y propiedades nucleares de los núcleos ricos en neutrones en la capa s-d.

Dichos núcleos resultan interesantes por diversos motivos. Entre los principales merece ser destacado el hecho de que no se conoce nada acerca de la configuración del estado fundamental de algunos de los mismos. Se especula además sobre la existencia de un halo de un neutrón en el ^{23}O , si bien de momento no hay nada definitivo, ya que a pesar de presentar una distribución de momento lo bastante estrecha, se sabe que la energía necesaria para la separación del último neutrón no es tan pequeña como lo es para otros núcleos con halo actualmente aceptados.

La segunda sección está dedicada a la obtención de las distribuciones de momento en el marco teórico del modelo del disco negro para tres momentos angulares del core ($l=0,1$ y 2). En ella expondré las suposiciones y aproximaciones generales que se realizan y los pasos más importantes para la obtención

de las distribuciones de momento.

A continuación se realiza una comparación entre los resultados experimentales y los perfiles teóricos obtenidos según el modelo empleado, objetivo principal de este trabajo, el cual termina con un apartado que resume las principales conclusiones y perspectivas futuras.

Chapter 2

Descripción general del experimento

El objetivo principal del experimento consistía en obtener medidas precisas de las distribuciones de momento de los fragmentos producidos tras arrancarle el neutrón más externo a los núcleos próximos al ^{23}O . Esta medida se realizó en coincidencia con la detección de posibles rayos gamma emitidos desde los fragmentos justo después de ser producidos (las vidas medias de los correspondientes estados excitados eran del orden de ps).

En un modelo simple, la función de onda de los núcleos de interés puede representarse como la composición de la función de onda del core acoplada con la función de onda del (o de los) nucleones de valencia.

En un principio se pensó en un "core" inerte acoplado a los nucleones de valencia, pero pronto con el análisis de nuevos experimentos [3, 4] y desarrollo de modelos teóricos [7, 8] se vio que en muchos de los casos es necesario incluir excitaciones del core para describir las propiedades particulares de estos núcleos.

Así, a la imagen actual contribuyen tanto el estado fundamental del core como sus primeros estados excitados.

La coincidencia anteriormente descrita permite separar la contribución del estado fundamental de la contribución de los posibles estados excitados, a la distribución de momento medida. Si además nos encontramos ante estados de partícula independiente esta selección lo será también en momento angular.

La importancia que tiene la obtención de dichas distribuciones de momento después de la eliminación del último nucleón para los fragmentos en el estado fundamental se basa en el hecho de que la transformada de Fourier de las mismas está directamente relacionada con la función de onda del nucleón arrancado cuando todavía formaba parte del núcleo padre.

Después de la reacción, el core, que permanece inalterado, se detecta con ayuda de un espectrómetro magnético y se mide su distribución de momento.

Por conservación de momento, en el sistema de referencia del proyectil: $|\vec{P}_{core}| = |\vec{P}_{halo}|$, luego obtener la distribución de momento del core equivale a obtener la distribución de momento del nucleón del halo.

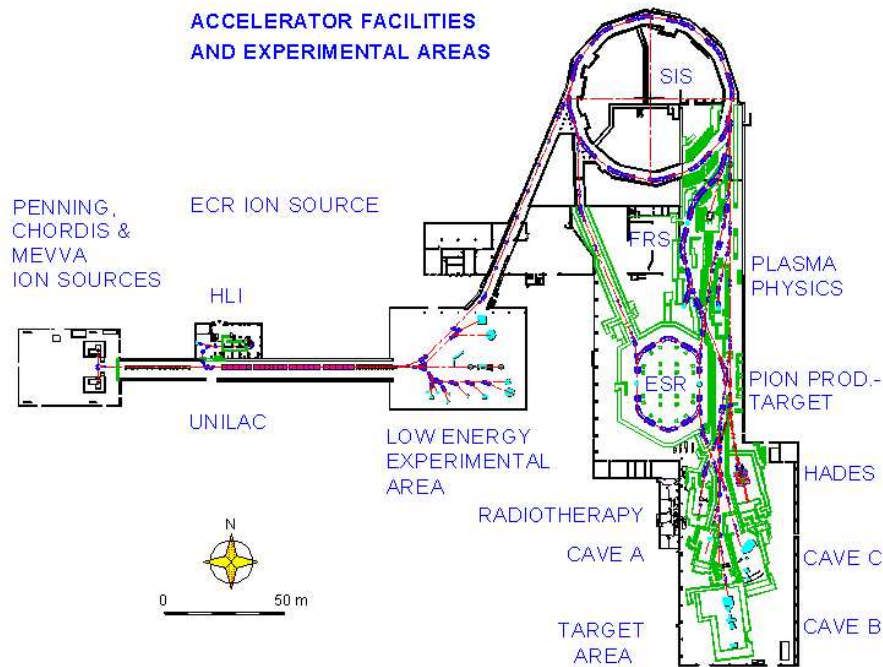


Figure 2.1: Vista esquemática del GSI. Siguiendo la línea del haz, de izquierda a derecha, y de arriba a abajo: las fuentes de iones, el acelerador lineal (UNILAC), el área experimental de baja energía, el sincrotrón de iones pesados (SIS), el separador de fragmentos (FRS), el anillo de almacenamiento (ESR), y el área experimental de alta energía.

La función de onda del último neutrón determina en gran medida la estructura de esos núcleos, sumamente interesantes por hallarse próximos a la dripline.

Otra medida fundamental que se llevó a cabo durante el experimento fue la obtención de las secciones eficaces de eliminación del neutrón más externo de esos núcleos próximos a la dripline y vecinos del ^{23}O (éste incluido).

Dichas secciones eficaces permiten establecer mayores constreñimientos que posibilitan la elección de los modelos más aptos para la descripción del fenómeno experimental.

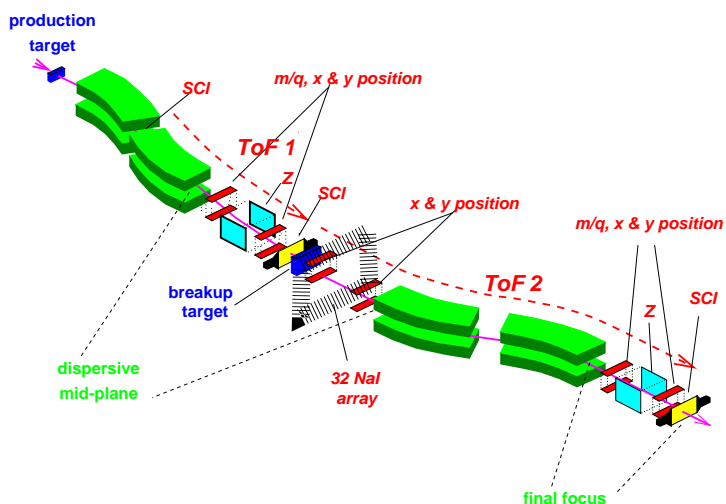


Figure 2.2: Configuración experimental del FRS empleada en el experimento.

Este trabajo se centrará únicamente en el estudio de las distribuciones de momento.

El experimento se llevó a cabo en el espectrómetro magnético de alta resolución FRS [9] (del inglés: FRagment Separator) en el GSI [10] (centro para la investigación de iones pesados), Darmstadt (Alemania) (ver figuras 2.1 y 2.2).

El GSI permite trabajar con haces, desde protones hasta Uranio, de gran energía e intensidad. En nuestro experimento, primero se producía un haz primario de ^{40}Ar en las fuentes de iones, que posteriormente pasaba a ser acelerado en el sincrotrón hasta 1 GeV/u y se hacía chocar con un blanco de producción de berilio a la entrada del FRS para obtener distintos haces

radiactivos secundarios (nitrógenos, oxígenos y flúores ricos en neutrones).

Con el FRS seleccionábamos uno de esos haces particulares en su primera mitad. Dicho haz era dirigido hasta el plano focal intermedio, donde se hallaba el blanco de reacción (de carbono) que permitía, en conjunción con la segunda parte del FRS, analizar el mecanismo de eliminación del último neutrón de los iones.

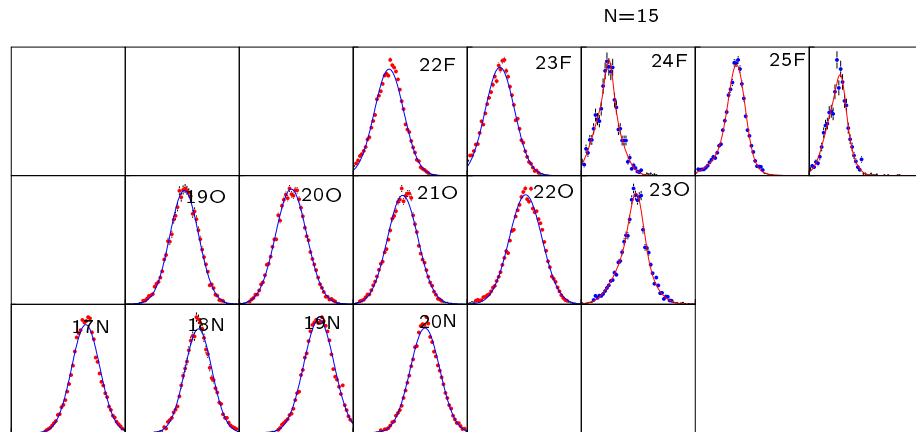


Figure 2.3: *Distribuciones de momento inclusivas para núcleos próximos al ^{23}O . Las etiquetas se refieren a los núcleos padre (antes de la eliminación del neutrón más externo). Las unidades en el eje x son MeV/c , y el rango es de $\pm 300 \text{ MeV}/c$. En el eje y se representa el conteo.*

Durante el experimento se procedió a la medida de las distribuciones de momento de los fragmentos tras la eliminación del neutrón más externo, con ayuda de las cámaras de proyección temporal (TPCs) dispuestas a lo largo del FRS -en especial las situadas en el plano focal final-.

Las secciones eficaces se midieron por medio de los centelleadores plásticos, contabilizando el número de núcleos padre y cores en los planos focales intermedio y final respectivamente. Para la identificación de los núcleos se utilizaron diversos detectores dispuestos a lo largo del FRS.

Finalmente, los posibles gammas emitidos por los cores producidos en el blanco en un estado excitado se detectaban con un "anillo" de 32 cristales

de NaI(Tl) dispuestos alrededor del haz, justo después del blanco [11].

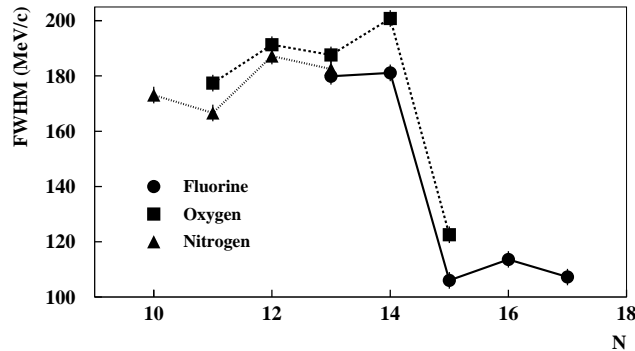


Figure 2.4: Comparación entre las FWHM de las distribuciones de momento inclusivas.

A continuación procederé a presentar los resultados del análisis para las distribuciones de momento de la serie de los oxígenos ($^{23-19}\text{O}$), los nitrógenos ($^{17-20}\text{N}$), y los flúores ($^{22-26}\text{O}$) sin tener en cuenta los posibles rayos gamma emitidos por el core tras haber sido arrancado el neutrón más externo. A dichas distribuciones de momento se las denomina "inclusivas" y pueden verse todas en la figura 2.3.

Como se puede observar en la figura 2.3, cuando se alcanza un número de neutrones igual a 15 o superior, en el caso de estos núcleos, se produce un cambio en el perfil de la distribución de momento. La consecuencia inmediata es una disminución drástica de la anchura total a altura mitad (FWHM) de las mismas, en comparación con sus vecinos, más "ceranos" al valle de estabilidad.

Esa variación en la forma de la distribución de momento indica un cambio en la configuración del momento angular del fragmento y el neutrón más externo mientras formaban parte del núcleo padre, con respecto a lo esperado para núcleos poco o nada exóticos. Se trata de un cambio de estructura cerca de la dripline de neutrones y es conveniente estudiarlo para ampliar nuestro conocimiento sobre el comportamiento de la fuerza nuclear fuerte en condiciones extremas (en este caso un elevado isospín).

Table 2.1: FWHMs obtenidas experimentalmente.

Isótopo	FWHM (MeV/c)
^{17}N	173 ± 3
^{18}N	167 ± 3
^{19}N	187 ± 3
^{20}N	182 ± 3
^{19}O	177 ± 3
^{20}O	191 ± 3
^{21}O	188 ± 3
^{22}O	201 ± 3
^{23}O	122 ± 3
^{22}F	180 ± 3
^{23}F	181 ± 3
^{24}F	106 ± 3
^{25}F	114 ± 3
^{26}F	107 ± 3

Si cogemos las FWHM de todas estas distribuciones de momento y las representamos obtenemos la figura 2.4, donde se aprecia claramente la transición a que hacíamos referencia en los párrafos anteriores. Esa misma información aparece recopilada en la tabla 2.1.

Estos son los principales observables experimentales que pretendemos interpretar con ayuda del modelo teórico simple que paso a describir en la siguiente sección.

Chapter 3

Modelo del disco negro

A continuación me centraré en exponer la base teórica necesaria para reproducir dentro de una primera aproximación los perfiles de las distribuciones de momento longitudinal obtenidos en el experimento.

Dentro de los modelos aplicables, resulta especialmente interesante por su relativa simplicidad y calidad a la hora de reproducir las distribuciones de momento el modelo del disco negro. [12, 13, 14, 15]

Si bien este modelo no es capaz de predecir de una forma rigurosa unos valores aceptables para las secciones eficaces, sean éstas totales o de eliminación del último nucleón (parte relacionada íntimamente con el mecanismo de reacción) sí permite obtener el comportamiento de la distribución de momento y por lo tanto es de esperar que nos proporcione información sobre la estructura de los núcleos sometidos a estudio.

El modelo del disco negro a aplicar se basa en los siguientes puntos:

- La reacción en la que estamos interesados consiste en arrancar el neutrón de valencia del proyectil, manteniendo inalterado el core (lo que queda).
- La energía del haz ha de ser lo suficientemente elevada como para que la aproximación eikonal sea válida y por lo tanto la trayectoria del blanco se pueda suponer una línea recta. El rango de la interacción es, bajo esta aproximación, del orden del radio efectivo del blanco.
- Tras la interacción la función de onda del proyectil no debería haber

cambiado perceptiblemente, salvo en el cilindro barrido por el núcleo blanco, donde ésta se reduce a cero.

Este es el modelo del disco negro, y su principal limitación está en que se supone al núcleo blanco como una esfera de superficie claramente definida. No obstante, el error cometido en esta suposición tiene poca influencia cuando se considera sólo la componente longitudinal de la distribución de momento.

Por otra parte, como la energía del haz es lo bastante elevada se puede suponer que la interacción es prácticamente instantánea (aproximación repentina). La distribución de momento longitudinal para un parámetro de impacto determinado se obtiene directamente como la transformada de Fourier con respecto a la coordenada z de la probabilidad de hallar el proyectil en la zona de interacción, es decir, la integral con respecto a las coordenadas transversales del módulo de la función de onda espacial al cuadrado en la región de interacción:

$$\frac{dW}{dk_z} = \frac{1}{2\pi} \int \int \int \int \psi^*(x, y, z') \psi(x, y, z) \cdot e^{ik_z(z-z')} dx dy dz dz'$$

Donde el parámetro de impacto ha de ser como mínimo la suma del radio del core y del núcleo blanco, o de lo contrario el core probablemente no quedaría intacto tras la reacción.

Además debemos tener en cuenta que en caso de que el momento angular sea superior a $l = 0$ se ha de hacer la media aritmética de las distribuciones de momento obtenidas con cada una de las configuraciones de momento magnético posibles.

La solución asintótica a la ecuación de Schroedinger en coordenadas esféricas para $r \rightarrow \infty$ es:

$$\psi_0(r) = B\kappa^{3/2} h_l(ikr) Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$$

Donde B es una constante adimensional, h_l son las funciones de Hankel, e Y_{lm} son los armónicos esféricos. κ se define como:

$$\kappa = \frac{\sqrt{2\mu S_n}}{\hbar}$$

Donde μ es la masa reducida del proyectil y S_n es la energía de separación del neutrón de valencia.

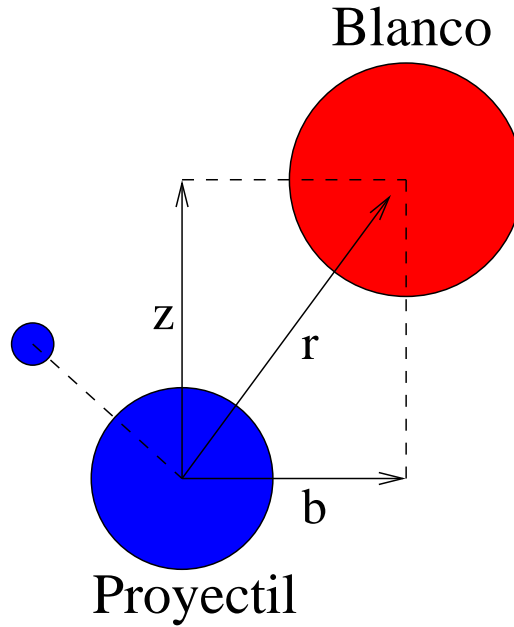


Figure 3.1: *Sistema de referencia elegido. El origen está centrado en el proyectil. El parámetro de impacto del blanco se aproxima a la distancia entre el origen (en vez de considerar el centro de masas del proyectil) y el centro del núcleo blanco.*

A continuación realizamos la suposición de que la región de reacción (la zona barrida por el blanco) es muy estrecha, por lo tanto podemos aproximar la función de onda en toda la región de interacción por su valor en el centro del blanco (ver figura 3.1).

La función de onda sale fuera de la integral con respecto a las coordenadas transversales (x e y) y ésta se puede interpretar entonces como la sección eficaz total. Una vez hecho esto, siempre que la función de onda presente simetría con respecto al eje z podemos escribir:

$$\frac{dW}{dk_z} \simeq \frac{\sigma_t}{2\pi} \left| \int e^{-ik_z z} \psi_0(b, 0, z) dz \right|^2$$

Una vez tenemos la distribución de momento para un parámetro de im-

pacto determinado, podemos obtener la distribución longitudinal de momento si integramos con respecto a todos los parámetros de impacto posibles:

$$\frac{d\sigma}{dk} = \int_{b_{min}}^{\infty} \frac{dW}{dk_z} d\varphi b db$$

No debemos olvidar que habíamos establecido el límite inferior de la integral como la suma de los radios del core y del núcleo blanco.

A continuación procederé a concretar los pasos fundamentales para obtener las distribuciones longitudinales de momento correspondientes a ondas **s**, **p** y **d**.

Las funciones de Hankel de orden 0, 1 y 2 son, respectivamente:

$$\begin{aligned} h_0 &= \frac{e^{-kr}}{kr} \\ h_1 &= \left(1 + \frac{1}{kr}\right) \frac{e^{-kr}}{kr} \\ h_2 &= \left(1 + \frac{3}{kr} + \frac{3}{k^2 r^2}\right) \frac{e^{-kr}}{kr} \end{aligned}$$

Mientras que los armónicos esféricos que intervendrán en las deducciones son:

$$\begin{aligned}
Y_{00} &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \\
Y_{10} &= \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos\vartheta \\
Y_{1\pm 1} &= \mp \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \operatorname{sen}\vartheta \cdot e^{\pm i\varphi} \\
Y_{20} &= \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (1 - 3\cos^2\vartheta) \\
Y_{2\pm 1} &= \mp \sqrt{\frac{30}{16\pi}} \operatorname{sen}\vartheta \cos\vartheta \cdot e^{\pm i\varphi} \\
Y_{2\pm 2} &= \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \operatorname{sen}^2\vartheta \cdot e^{\pm 2i\varphi}
\end{aligned}$$

Con esta información se pueden ya construir las integrales a partir de las que obtener las distribuciones de momento $\frac{dW}{dk_z}$, no obstante, las integrales que resultan son por lo general muy complejas. La integral correspondiente al caso para $l = 0$ está tabulada y es:

$$\int_0^\infty \cos(\alpha x) e^{-\beta\sqrt{\gamma^2+x^2}} \frac{dx}{\sqrt{\gamma^2+x^2}} = K_0(\gamma\sqrt{\alpha^2+\beta^2})$$

A partir de la misma, y por derivación parcial con respecto al parámetro γ se obtiene:

$$\begin{aligned}
&\int_0^\infty \cos(\alpha x) \left(1 + \frac{1}{\beta\sqrt{\gamma^2+x^2}}\right) e^{-\beta\sqrt{\gamma^2+x^2}} \frac{dx}{\gamma^2+x^2} = \\
&= \frac{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}}{\beta\gamma} K_1(\gamma\sqrt{\alpha^2+\beta^2})
\end{aligned}$$

Y por derivación parcial de la integral anterior con respecto al parámetro α tenemos:

$$\begin{aligned}
&\int_0^\infty \operatorname{sen}(\alpha x) \left(1 + \frac{1}{\beta\sqrt{\gamma^2+x^2}}\right) e^{-\beta\sqrt{\gamma^2+x^2}} \frac{x dx}{\gamma^2+x^2} = \\
&= \frac{\alpha}{\beta} K_0(\gamma\sqrt{\alpha^2+\beta^2})
\end{aligned}$$

Estas dos integrales nos permiten realizar las integrales correspondientes al caso $l = 1$. Para el caso $l = 2$ derivando parcialmente de nuevo con respecto a γ se obtiene:

$$\int_0^\infty \cos(\alpha x) \left[1 + \frac{3}{\beta \sqrt{\gamma^2 + x^2}} + \frac{3}{\beta^2 (\gamma^2 + x^2)} \right] e^{-\beta \sqrt{\gamma^2 + x^2}} \cdot \frac{dx}{(\sqrt{\gamma^2 + x^2})^3} = \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\beta^2 \gamma^2} K_2(\gamma \sqrt{\alpha^2 + \beta^2})$$

Y derivando parcialmente con respecto a α :

$$\int_0^\infty \text{sen}(\alpha x) \left[1 + \frac{3}{\beta \sqrt{\gamma^2 + x^2}} + \frac{3}{\beta^2 (\gamma^2 + x^2)} \right] e^{-\beta \sqrt{\gamma^2 + x^2}} \cdot \frac{x dx}{(\sqrt{\gamma^2 + x^2})^3} = \frac{\alpha \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{\beta^2 \gamma} K_1(\gamma \sqrt{\alpha^2 + \beta^2})$$

Derivando una vez más con respecto a α la integral anterior tenemos:

$$\int_0^\infty \cos(\alpha x) \left[1 + \frac{3}{\beta \sqrt{\gamma^2 + x^2}} + \frac{3}{\beta^2 (\gamma^2 + x^2)} \right] e^{-\beta \sqrt{\gamma^2 + x^2}} \cdot \frac{x^2 dx}{(\sqrt{\gamma^2 + x^2})^3} = \frac{3\alpha^2 + \beta^2}{2\beta^2} K_0(\gamma \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}) - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2\beta^2} K_2(\gamma \sqrt{\alpha^2 + \beta^2})$$

Una vez realizadas las integrales anteriores para cada caso, y promediado sobre los posibles momentos magnéticos se obtiene:

$$\begin{aligned} \frac{dW_0}{dk_z} &= \frac{\sigma_T B^2 \kappa}{2\pi^2} K_0^2(\chi) \\ \frac{dW_1}{dk_z} &= \frac{\sigma_T B^2}{2\pi^2 \kappa} [k_z^2 K_0^2(\chi) + (k_z^2 + \kappa^2) K_1^2(\chi)] \\ \frac{dW_2}{dk_z} &= \frac{\sigma_T B^2}{8\pi^2 \kappa^3} [(3k_z^2 + \kappa^2)^2 K_0^2(\chi) + 12k_z^2 (k_z^2 + \kappa^2) K_1^2(\chi) + 3(k_z^2 + \kappa^2)^2 K_2^2(\chi)] \end{aligned}$$

Expresiones a partir de las cuales se obtienen las distribuciones de momento longitudinal por medio de una integración con respecto al parámetro de impacto:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_0}{dk_z} &= \frac{\sigma_T B^2 \kappa b_{min}^2}{2\pi} [K_1^2 - K_0^2] \\ \frac{d\sigma_1}{dk_z} &= \frac{\sigma_T B^2 b_{min}^2}{2\pi\kappa} [k_z^2 (K_1^2 - K_0^2) + (k_z^2 + \kappa^2) \cdot (K_2^2 - K_1^2 - \frac{2}{\xi} K_1 K_2)] \\ \frac{d\sigma_2}{dk_z} &= \frac{\sigma_T B^2 b_{min}^2}{8\pi\kappa^3} [(3k_z^2 + \kappa^2)^2 (K_1^2 - K_0^2) + 12k_z^2 (k_z^2 + \kappa^2) \cdot \\ &\cdot (K_2^2 - K_1^2 - \frac{2}{\xi} K_1 K_2) + 3(k_z^2 + \kappa^2)^2 (K_3^2 - K_2^2 - \frac{4}{\xi} K_2 K_3)]\end{aligned}$$

Donde:

$$\begin{aligned}\chi &= b\sqrt{\kappa^2 + k_z^2} \\ \xi &= b_{min}\sqrt{\kappa^2 + k_z^2}\end{aligned}$$

Estas son las expresiones necesarias para obtener los perfiles de las distribuciones de momento longitudinal para ondas s , p y d puras. En la próxima sección me propongo reproducir lo más fielmente posible las distribuciones experimentales por medio de la superposición de las distribuciones teóricas puras. Para ello se escogen "a mano" los porcentajes que resultan más adecuados. Con dichos porcentajes se puede realizar una interpretación básica de la estructura de los núcleos estudiados. Todo esto se trata a continuación.

Chapter 4

Comparación entre el modelo y los resultados experimentales

En esta sección pretendo reproducir las distribuciones de momento obtenidas en el experimento para los distintos isótopos de oxígeno, nitrógeno y flúor por medio de combinaciones lineales de las distribuciones teóricas correspondientes a cada momento angular (onda **s**, **p** o **d**) deducidas en la sección anterior.

De forma intuitiva, los coeficientes de normalización asociados a estas combinaciones lineales se relacionan con factores espectroscópicos determinados, es decir: la probabilidad de que el núcleo se encuentre en una configuración particular, aportando así información sobre la estructura nuclear del mismo.

Es importante recordar que según el modelo del disco negro, los momentos angulares que resulten necesarios para describir el perfil de la distribución son indicadores de que el último neutrón se hallaba en un estado con dicha composición de momento angular cuando aún formaba parte del núcleo padre.

Para facilitar la comprensión de las conclusiones obtenidas a partir de la comparación paso a continuación a hacer un breve recordatorio del ordenamiento de niveles predicho por el modelo de capas a partir de una interacción spin-órbita tradicional. Ver figura 4.1.

En la tabla 4 se puede ver la composición relativa de momentos angulares necesaria para reproducir lo más fielmente posible cada distribución experimental de momento. De la misma se muestran tres casos: ^{19}N , ^{23}O y ^{25}F , ver respectivamente las figuras 4.2, 4.3 y 4.4, que son representativas de

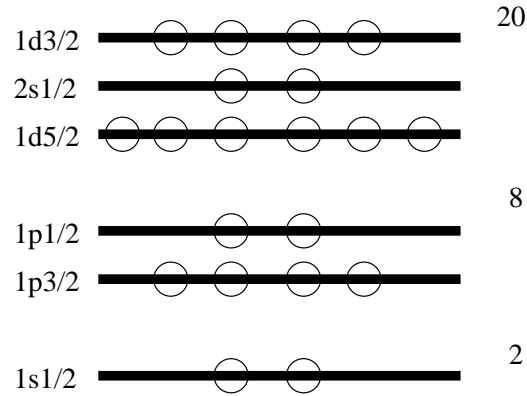


Figure 4.1: *Ordenación de las primeras capas según una interacción spin-órbita tradicional.*

configuraciones espectroscópicas muy diferentes.

Lo que se aprecia en primer lugar es que no se necesita recurrir a momentos angulares con $l=1$. Esto se debe a que los isótopos estudiados tienen los nucleones de valencia en la capa **sd** con lo que en principio esos momentos angulares ($l=0,2$) son los que van a intervenir en las respectivas funciones de onda.

En la mayor parte de los casos se da además una predominancia de onda **d**, y solamente para cuatro casos (que son precisamente los que tienen más de 14 neutrones) la contribución de la onda **s** es mayor.

La explicación al hecho anterior es la siguiente: Teniendo en cuenta que todos los isótopos tratados con un número de neutrones inferior a 15 tienen sus neutrones de valencia en la capa $1d_{5/2}$, es lógico que el momento angular sea mayoritariamente $l=2$. Por otra parte, a partir de 15 neutrones, siguiendo el modelo de capas, se empieza a llenar la capa $2s_{1/2}$, que explicaría la predominancia de $l=0$ en la función de onda del último neutrón de esos núcleos.

Todo hasta aquí parece bastante coherente, pero hay un pequeño detalle que no encaja: El núcleo de ^{26}F tiene 17 neutrones. El neutrón número 17 debería estar empezando a llenar la capa $1d_{3/2}$, lo que implicaría una nueva predominancia de onda **d** en la función de onda del neutrón de valencia. Sin embargo, en el contexto del modelo, los resultados experimentales parecen

Table 4.1: textit Contenido porcentual de onda s , p y d según el modelo del disco negro, una vez contrastada la teoría con las distribuciones experimentales de momento.

Isótopo	Onda s (%)	Onda p (%)	Onda d (%)
^{17}N	45	0	55
^{18}N	40	0	60
^{19}N	25	0	75
^{20}N	25	0	75
^{19}O	25	0	75
^{20}O	25	0	75
^{21}O	20	0	80
^{22}O	20	0	80
^{23}O	55	0	45
^{22}F	35	0	65
^{23}F	40	0	60
^{24}F	65	0	35
^{25}F	75	0	25
^{26}F	65	0	35

indicar que el momento angular ha de ser mayoritariamente $\mathbf{l}=\mathbf{0}$.

El comportamiento extraño que presenta este núcleo no tiene de momento una explicación, sin embargo es posible que una inversión de las capas $2\mathbf{s}_{\frac{1}{2}}$ y $1\mathbf{d}_{\frac{3}{2}}$ cerca de la dripline provoque que el neutrón de valencia se halle realmente en la capa s . Esta inversión ha sido predicha por algunos autores. [16]

Otra posibilidad se centra en el hecho de que en el experimento la colisión para arrancar el último neutrón del núcleo padre sin destruir el fragmento ha de ser fundamentalmente periférica. Esto implica que el neutrón arrancado es efectivamente el más externo, pero no necesariamente el de valencia. Al estar claramente más extendida en el espacio la capa $2\mathbf{s}$ que la capa $1\mathbf{d}$ parece lógico pensar que el neutrón arrancado sea uno de los dos que pueblan la capa $2\mathbf{s}$, y no el de la capa $1\mathbf{d}_{\frac{3}{2}}$. Esto provoca una predominancia de $\mathbf{l}=\mathbf{0}$, y por lo tanto también podría explicar el comportamiento observado en el experimento.

Otro núcleo del que me gustaría hablar es del ^{23}O . La configuración de ondas s y d más conveniente para reproducir el perfil experimental revela una

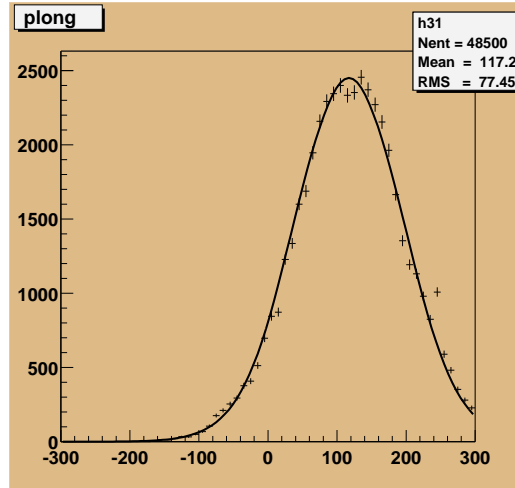


Figure 4.2: *Reproducción de la distribución de momento longitudinal experimental del core del ^{18}N tras la eliminación del neutrón de valencia del ^{19}N con el modelo del disco negro. El eje x representa el momento longitudinal en MeV/c .*

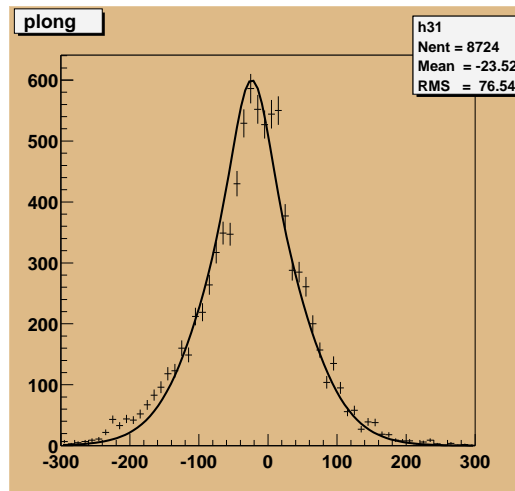


Figure 4.3: *Reproducción de la distribución de momento longitudinal experimental del core del ^{22}O tras la eliminación del neutrón de valencia del ^{23}O con el modelo del disco negro. El eje x representa el momento longitudinal en MeV/c .*

posible composición al 50%, ello significaría que este núcleo se aleja comple-

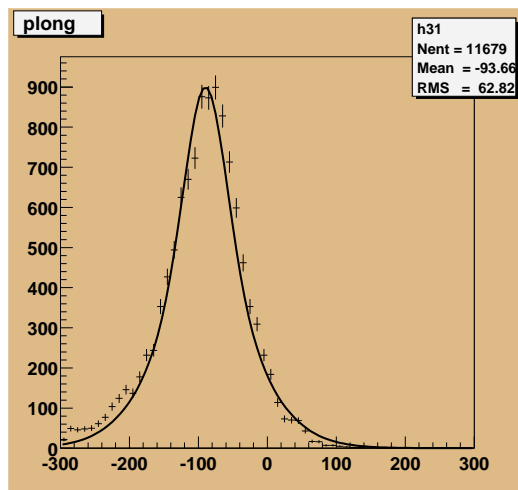


Figure 4.4: *Reproducción de la distribución de momento longitudinal experimental del core del ^{24}F tras la eliminación del neutrón de valencia del ^{25}F con el modelo del disco negro. El eje x representa el momento longitudinal en MeV/c .*

tamente de un comportamiento típico de partícula independiente. Esto viene a decir que la técnica de selección por coincidencia empleada en el experimento para distinguir entre posibles estados del core tras la reacción [11] no garantiza en absoluto una selección en momento angular del nucleón externo cuando éste formaba parte del proyectil, contrariamente a lo que se observa en el caso del ^{11}Be . [6]

Chapter 5

Conclusiones y perspectivas

En este trabajo he pretendido realizar un análisis preliminar de las distribuciones de momento longitudinal obtenidas experimentalmente por medio de un modelo básico: el del disco negro. Dicho modelo ha permitido, tras la contrastación con los datos experimentales, establecer la contribución de momentos angulares a la función de onda del nucleón de valencia para cada uno de los núcleos bajo estudio, siempre y cuando se consideren válidas las suposiciones necesarias para poder aplicar el modelo.

Una composición predominante en un determinado momento angular hace posible la imagen del nucleón de valencia como una "partícula relativamente independiente" del resto del núcleo (es decir, del core), mientras que lo opuesto, es decir, una configuración más equilibrada es indicador de lo contrario, como sucede con el ^{23}O .

Por otra parte resulta innegable, siempre dentro del contexto del modelo, que el núcleo de ^{26}F presenta una composición muy pronunciada de onda s , cuando lo que cabría esperar sería una predominancia de onda d , al menos según el modelo de capas vigente. Se hace necesario investigar este extraño comportamiento con modelos más complejos que incluyan el mecanismo de reacción en mayor o menor grado.

Así pues, entre los objetivos a corto plazo que parece necesario fijarse tras este análisis básico de parte de los resultados experimentales que componen el núcleo de mi futuro trabajo de tesis, se encuentra el estudio de modelos más avanzados como el **modelo de pocos cuerpos** o los **cálculos de modelo de capas**. Dichos modelos permitirán ahondar en el estudio de estos núcleos y aprender un poco más sobre la estructura nuclear en el límite de la estabilidad.

Bibliography

- [1] P.Hansen and B.Jonson, *Europhys.Lett.* 4 (1987) 409
- [2] A.Ozawa et al. *NPA* 691 (2001) 599
- [3] D.Cortina-Gil et al. *Eur.Phys.J.A.* 10 (2001) 49
- [4] T.Baumann et al. *Phys.Lett. B* 439 (1998) 256
- [5] M.H.Smedberg et al. *Phys.Lett. B* 452 (1999) 1
- [6] T.Aumann et al. *Phys.Rev.Lett.* 84 (2000) 34
- [7] L.V.Gregorenko et al., *Phys.Rev. C*60 (1999) D 44312
- [8] K.Varga, Y.Suzuki and I.Tanihata, *Phys.Rev. C* 52 (1995) 3013
- [9] H.Geissel et al. *Nucl.Instrum.Methods B* 70 (1992) 286
- [10] <http://www.gsi.de>
- [11] J.Fernandez-Vazquez, *Tesina de licenciatura*, USC, Marzo 2001
- [12] P.G.Hansen, *Phys.Rev.Lett.* 77 (1996) 1016
- [13] D.Bazin et al., *Phys.Rev. C* 57 (1998) 2156
- [14] M.Smedberg, *PhD. Thesis*, Goeteborg University, Sweden, 1998
- [15] Y.Lvovna-Parfenova, *Tesina de licenciatura*, Goeteborg University, Sweden, 2001
- [16] A.Ozawa et al., *Phys.Rev.Lett.* 84 (2000) 5493