

Cuestión 118

Enunciado:

Según el modelo de capas nuclear, en el núcleo ^{16}O están ocupados los niveles $1s_{1/2}$, $1p_{3/2}$ y $1p_{1/2}$, tanto para protones como para neutrones. La transición que excita un nucleón del nivel $1p_{3/2}$ al nivel $1d_{5/2}$, ¿a qué excitaciones multipolares puede contribuir?:

Respuesta dada como correcta:

Opción 2. 1^- , 2^- , 3^- y 4^- .

Impugnación

En este caso el modelo de capas tiene validez limitada, puesto que tenemos dos nucleones desapareados, y las predicciones del mismo no son acertadas. Por lo tanto nos vemos obligados a usar modelos más complejos, como el modelo colectivo. Según este modelo los núcleos par-par tienen como estado fundamental el 0^+ (como ocurre en el modelo de capas). Para la mayoría de los núcleos par-par el primer estado excitado es el 2^+ , con la excepción de los núcleos doblemente mágicos, entre los que se encuentra el ^{16}O . Según el libro “Física nuclear y de partículas”, A. Ferrer Soria (Editorial PUV, 2008, páginas 91-93), el primer estado excitado del núcleo de ^{16}O sería el 3^- .

Existe un nivel con $J^P = 2^+$, excitado, de comportamiento muy regular. Todos los núcleos con estado fundamental 0^+ tienen como primer estado excitado un nivel 2^+ excepto los núcleos doblemente mágicos: ^4He , ^{16}O , ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{132}Sn y ^{208}Pb y alguna otra excepción como ^{14}C , ^{14}O y

^{72}Ge en los que el primer estado excitado tiene espín paridad distinto: 0^+ , 3^- . La energía de los niveles 2^+ va decreciendo muy suavemente en función de A (véase la figura 3.3), y es aproximadamente *la mitad de la necesaria para romper un par*. Entre $A = 150$ y 190 , los valores de $E(2^+)$ son pequeños y constantes.

Teniendo en cuenta que por lo tanto ninguna de las respuestas dadas es correcta, considero que esta pregunta debería ser **anulada**.

Conclusión

En vista de lo anteriormente expuesto, solicito que la pregunta sea **anulada**.

El modelo del gas de Fermi permite justificar el término de asimetría que se incluye en la fórmula semiempírica de masas (1.36) y se parametriza con el término que contiene α_A . En efecto, si se tienen en cuenta, separadamente, la energía media de protones y neutrones:

$$\bar{E} = \frac{3}{5} \frac{N E_{F,n} + Z E_{F,p}}{A}$$

La energía total de los A nucleones será:

$$E_{tot} = \frac{3}{5} (E_{tot}^Z + E_{tot}^N) = \frac{3}{5} (Z E_{F,p} + (A - Z) E_{F,n})$$

Si se calcula el exceso de energía ΔE de estos A nucleones respecto al caso en el que $Z = N = A/2$, se tiene:

$$\Delta E = E_{tot}^Z + E_{tot}^N - 2E_{tot}^{A/2}$$

entonces, llamando $\eta = \frac{A/2 - Z}{A/2}$, se cumple que $N = (A/2)(1 + \eta)$ y $Z = (A/2)(1 - \eta)$, con lo que reteniendo sólo términos cuadráticos en el desarrollo, se obtiene:

$$\Delta E \approx \frac{1}{3} E_F \frac{(Z - N)^2}{A} \quad (3.7)$$

término que tiene el mismo comportamiento que el de asimetría.

Sin embargo, hay muchas propiedades nucleares inexplicables por estos modelos, por ejemplo, la estructura de niveles energéticos o los espines y paridades de los estados nucleares, la existencia de números mágicos: núcleos con gran estabilidad y muy abundantes, los momentos eléctrico y magnético, etc. Para ello se han utilizado ideas atómicas, debido a las innumerables evidencias de una estructura nuclear en la que los nucleones llenan los estados cuánticos previstos, dando origen a las conocidas *capas*.

3.3 Propiedades colectivas de los núcleos par-par

El estado fundamental de los núcleos par-par tiene siempre $J^P = 0^+$, debido a las fuerzas de apareamiento de nucleones, cuya energía de ligadura del par o energía de apareamiento es:

$$P_n \sim P_p \sim \frac{11,2}{\sqrt{A}} \text{ MeV} \quad (3.8)$$

y va de unos 3 MeV para núcleos ligeros hasta 0,75 MeV para $A = 220$ (véase la figura 3.2). La energía de apareamiento puede determinarse experimentalmente a partir de las energías de separación neutrónica:

$$P_n = S_n(N, Z) - S_n(N - 1, Z) \quad (3.9)$$

o la fórmula equivalente para P_p en función de S_p para el caso de protones. O sea, nucleones idénticos se acoplan dando un estado de espín $S = 0$, más ligado. Esta fuerza es responsable del término δ (de apareamiento) de la fórmula de masas (1.36).

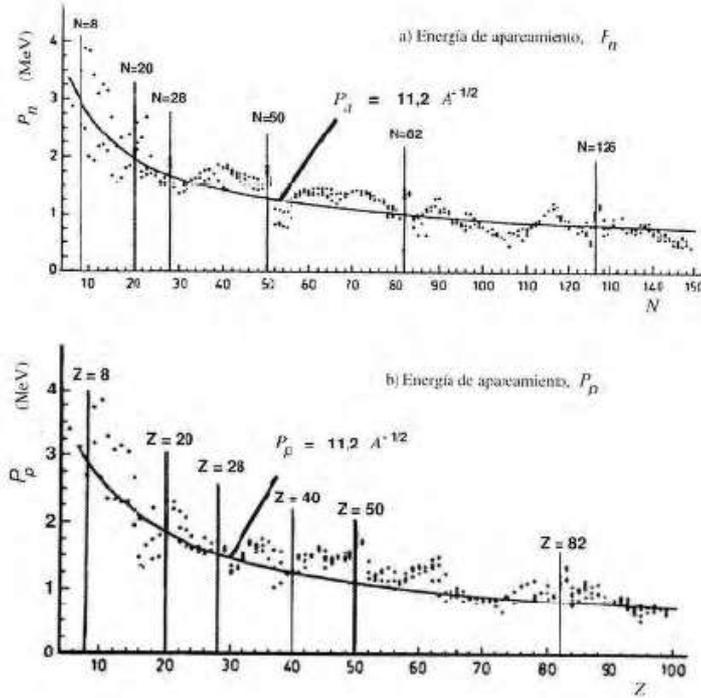


Figura 3.2: Los puntos representan la energía de apareamiento (a) neutrónica, P_n , y (b) protónica, P_p , medidas para núcleos con los valores de N y Z indicados. La curva describe la misma dependencia con A vista en la expresión (3.8) en el texto. Las líneas verticales señalan números mágicos (datos de Zeldes *et al.*, 1967).

Pero, además del estado fundamental,

1. Existe un nivel con $J^P = 2^+$, excitado, de comportamiento muy regular. Todos los núcleos con estado fundamental 0^+ tienen como primer estado excitado un nivel 2^+ excepto los núcleos doblemente mágicos: ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{132}\text{Sn}$ y ${}^{208}\text{Pb}$ y alguna otra excepción como ${}^{14}\text{C}$, ${}^{14}\text{O}$ y

^{72}Ge en los que el primer estado excitado tiene espín paridad distinto: $0^+, 3^-$. La energía de los niveles 2^+ va decreciendo muy suavemente en función de A (véase la figura 3.3), y es aproximadamente la mitad de la necesaria para romper un par. Entre $A = 150$ y 190 , los valores de $E(2^+)$ son pequeños y constantes.

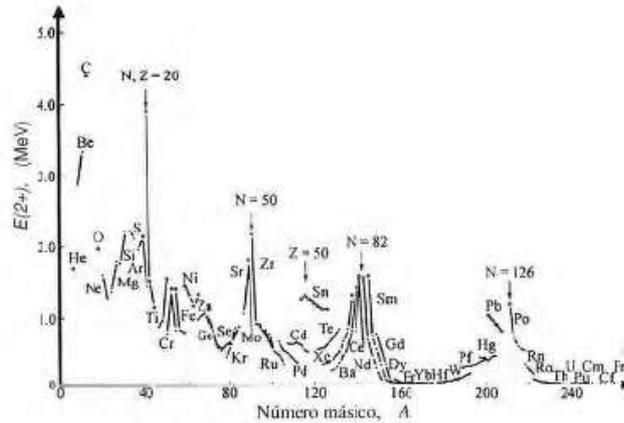


Figura 3.3: Espectro de energía del primer nivel excitado de los núcleos par-par que tiene espín-paridad $J^P = 2^+$. Se observan picos a determinados valores de Z o N asociados a números mágicos.

- Existe también (véase la figura 3.4) un segundo nivel con $J^P = 4^+$ tal que el cociente $\frac{E(4^+)}{E(2^+)} = \begin{cases} 2,0 & A < 150, \text{ con gran dispersión.} \\ 3,3 & A = 150 \rightarrow 190 \text{ y } A > 220 \end{cases}$
- Los momentos dipolares magnéticos $\mu(2^+)$ son constantes ($0,7 \rightarrow 1,0$) μ_N .
- Los valores de $Q(2^+)$ son pequeños para $A < 150$ y grandes para $A = 150 \rightarrow 190$. Los momentos Q de los estados fundamentales de los lantánidos son también muy grandes.

El resultado de estas observaciones es que es necesario estudiar dos tipos de movimientos de tipo colectivo,

- Vibraciones alrededor de una forma, en equilibrio, esférica para núcleos ligeros ($A < 150$).
- Rotaciones de sistemas no esféricos (llamados deformados) para núcleos pesados ($A = 150 \rightarrow 190$ y $A > 220$).