

Física II- Algunos conceptos de Física Moderna y Nuclear

(Material muy resumido del capítulo 24 del libro "Física de los procesos biológicos" de Cussó, López y Villar, Ariel, Barcelona 2004)

Los **fotones** tienen

- Energía: $E_v = h\nu$
- Cantidad de movimiento (o momento lineal): $p_v = h/\lambda = E_v/c$

Hipótesis de Bohr: las órbitas estacionarias en átomo de H son las que tienen cuantizado su momento angular, que sólo puede valer múltiplos enteros de \hbar ($\hbar = h/2\pi$).

$$L = n\hbar \quad (n \text{ entero})$$

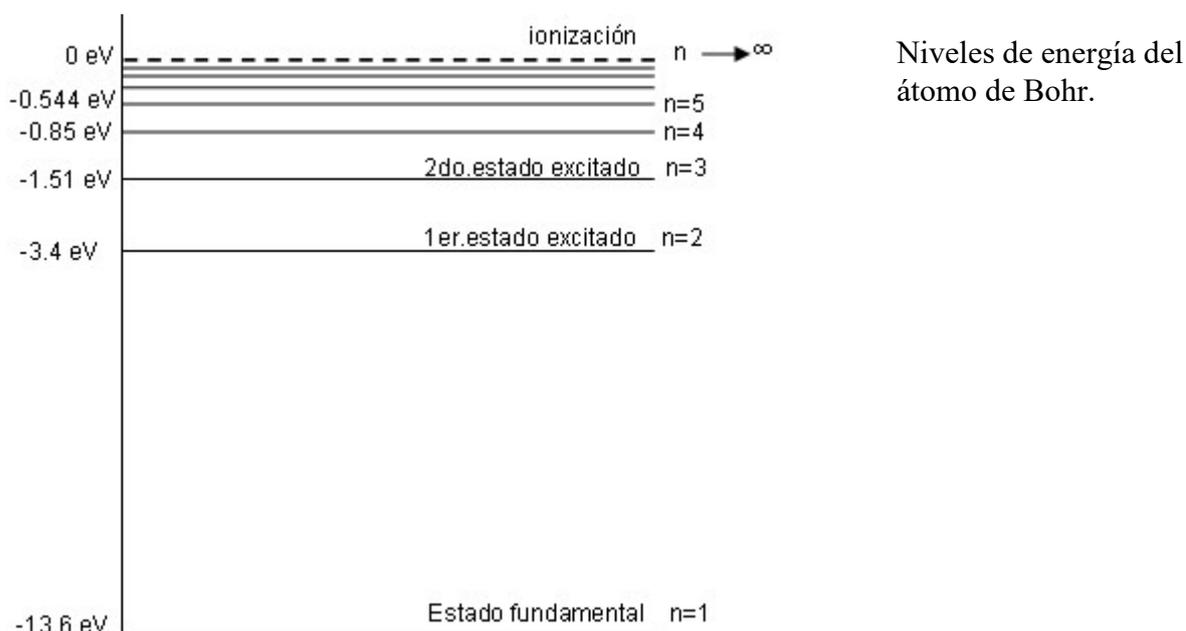
Suponiendo órbitas circulares, recordando que $L = p_e R_n = m_e v R_n$, y recordando el cálculo de la energía almacenada en el átomo de H (*), demostramos que en esos **estados estacionarios** las órbitas electrónicas tienen **radios** R_n :

$$R_n = n^2 R_B \quad \text{con } n = 1, 2, 3, \dots, \text{ y } R_B = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} = 0.05 \text{ nm} = a_0 \text{ (radio de Bohr)}$$

Y la **energía** en esos estados estacionarios tiene valores discretos (**niveles de energía**):

$$E_n = -\frac{E_0}{n^2} \quad (\text{tomando como } 0 \text{ la energía de un } e^- \text{ libre}), \text{ con } n = 1, 2, 3, \dots$$

donde $E_0 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 R_B} = 13.6 \text{ eV}$ La energía del estado fundamental ($n=1$) es -13.6 eV



Las **transiciones** del estado n_1 a n_2 , si $n_2 > n_1$, se producirán **absorbiendo** fotones de energía $h\nu = E_{n_2} - E_{n_1}$. En la transición inversa, desde n_2 a n_1 , se **emitirán** fotones de la misma energía.

Notar que el modelo de Bohr **no explica átomos de muchos e^-** , y tiene simplificaciones muy fuertes, como ser las órbitas electrónicas circulares.

Para explicar la hipótesis de Bohr, **De Broglie** propuso comportamiento ondulatorio de los e^- , con una **longitud de onda $\lambda = h/p_e$** , con lo cual $p_e = h/\lambda$ (expresión similar a la de un fotón). El carácter ondulatorio de los electrones se verificó al mostrar que los e^- pueden ser difractados por una red cristalina. Por lo tanto, la **dualidad onda-partícula** también vale para partículas materiales y no solo para ondas electromagnéticas. Pero el aspecto ondulatorio de la materia solo se manifiesta para partículas muy pequeñas.

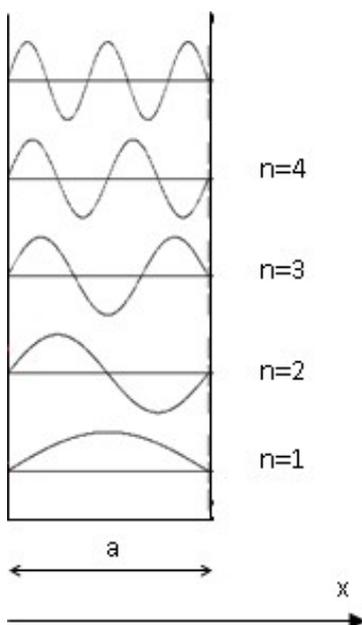
Ejemplo: Calcular la longitud de onda de un electrón que se mueve a 5×10^4 m/s y compararla con la de una bala ($m = 40$ g) que se desplaza a la misma velocidad. ¿Podrá evidenciarse el comportamiento ondulatorio de la bala?

(* **NOTA**: se pide en forma detallada calcular la energía total del e^- en el átomo de H (problema de la guía de electrostática) y encontrar la expresión que relaciona la velocidad con el radio a partir de la 2da ley de Newton.

Otra manera de llegar a la cuantificación de la energía: Partícula en una caja de potencial

Ubicamos a una partícula dentro de una caja con paredes **infinitamente altas** (caja o “pozo” de potencial infinito). Como la partícula también debe comportarse como una onda, esa onda necesariamente debe ser **estacionaria** y tener **nodos** en las paredes de la caja. Eso lleva a que la partícula no pueda tener cualquier valor de energía, sino solo ciertos valores discretos.

Supongamos una caja en 1 dimensión (movimiento confinado sólo según eje x).



Para tener nodos en las paredes, debe cumplirse que el ancho del pozo (a) sea un número entero de semilongitudes de onda (recordar ondas estacionarias): $a = n(\lambda/2)$, con $n \geq 1$.

Entonces, las **longitudes de onda de la partícula estarán cuantificadas**: $\lambda_n = 2a/n$. La **cantidad de movimiento**,

también:
$$p_n = \frac{h}{\lambda_n} = \frac{nh}{2a} \quad (\#)$$

La energía de las partículas en la caja es sólo energía cinética (despreciamos el peso, y no hay energía potencial).

Pero podemos escribir $E_c = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m}$. Reemplazando

con (#), obtenemos que **las energías también están**

cuantificadas:
$$E_c = E_n = \frac{n^2 h^2}{8ma^2}$$

La partícula podrá **pasar de un nivel a otro absorbiendo o emitiendo un fotón** cuya energía sea igual a la diferencia de energía entre dos niveles. Para dos niveles consecutivos n y $n+1$, será:

$$\Delta E_{n \rightarrow n+1} = E_{n+1} - E_n = \frac{h^2}{8ma^2} [(n+1)^2 - n^2] = \frac{h^2}{8ma^2} [n^2 + 2n + 1 - n^2] = \frac{h^2}{8ma^2} (2n + 1) = h\nu$$

y esta será la energía del fotón que debe absorber la partícula para pasar del nivel n al $n+1$, o del fotón que debe emitir al decaer del nivel $n+1$ al n .

NOTAR:

- 1) al confinar la partícula (ubicarla en un lugar definido del espacio), su **cantidad de movimiento y su energía** quedan **cuantificados** (no pueden tener cualquier valor), y también las energías absorbidas o emitidas están cuantificadas.
- 2) Como $n \geq 1$ (no puede valer cero), la partícula en la caja **no puede tener energía cero**.

Hay una energía mínima que corresponde a $n=1$ y vale $E_1 = 1^2 \frac{h^2}{8ma^2}$. Como la energía es solo cinética, si la partícula no puede tener energía cinética cero significa que no puede estar en reposo en el interior de la caja.

- 3) Los fotones absorbidos o emitidos deben cumplir la relación

$$\Delta E_{n \rightarrow n+1} = \frac{h^2}{8ma^2} (2n + 1) = h\nu = h \frac{c}{\lambda} \quad \text{donde } \lambda \text{ es la longitud de onda del fotón}$$

absorbido o emitido. (*jOJO! No confundir la longitud de onda de la partícula con la del fotón.*)

- Si la partícula está confinada en una longitud menor (**a se reduce**), entonces **los fotones** absorbidos o emitidos en una transición tendrán **energías mayores y longitudes de onda menores** (“corrimiento al azul”).
- Si la partícula está confinada en una longitud mayor (**a crece**), **los fotones** absorbidos o emitidos en una transición tendrán **menores energías y mayores longitudes de onda** (“corrimiento al rojo”). Ejemplo 1: cuando en una molécula orgánica se aumenta el número de dobles enlaces conjugados (donde los electrones π están delocalizados en una longitud a equivalente a la del total de dobles enlaces conjugados), los picos de absorbancia y de fluorescencia se corren al rojo.
- Si la longitud de confinamiento se hace muy grande ($a \rightarrow \infty$), entonces $\Delta E_{n \rightarrow n+1} \rightarrow 0$ y los valores de E tienden a ser continuos (los niveles se aproximan mucho). O sea, cuando la partícula **no está confinada**, puede tener cualquier valor de energía cinética (y por lo tanto, absorber o emitir fotones de cualquier energía). Sucede lo mismo si la masa de la partícula es muy grande.

Ejemplo 2: comparar el orden de magnitud de las energías para un e^- confinado en una distancia del orden del diámetro atómico (0.1 nm) con las de un protón confinado en un núcleo (diámetro del orden de 2×10^{-15} m), usando el modelo simple de caja de potencial. ($m_e = 9.1 \times 10^{-31}$ kg, $m_p = 1.7 \times 10^{-27}$ kg) . Rta: tomando la transición 1 a 2, resulta $\Delta E_e = 112$ eV (radiación UV), $\Delta E_p = 150$ MeV (10^6 veces mayor, rayos γ).

Obtuvimos que los fotones emitidos o absorbidos por los núcleos tendrán energías aproximadamente un millón de veces mayores que las de los fotones emitidos o absorbidos por transiciones electrónicas en los átomos. Esta relación es correcta, y la obtuvimos sólo analizando la longitud de confinamiento en cada caso.

Ejemplo 3: ¿Cuál será la diferencia de energía entre los dos niveles más bajos para una pelota con una masa de 100 g moviéndose entre dos paredes separadas por 1 m?

Rta: $\Delta E_{1 \rightarrow 2} = 1.6 \times 10^{-66} \text{ J} = 10^{-47} \text{ eV!}$ Valor imposible de medir. La separación entre niveles es prácticamente cero, o sea que en este caso no se evidencia la cuantificación de los niveles de energía, por ser una partícula macroscópica.

Más sobre la dualidad onda-partícula

Recordemos el experimento de la doble rendija de Young. (OJO: en la figura 24.13(b), pag. 1200 de Cussó et al, está mal el esquema de intensidad)

Pensando la luz en términos de onda, sabemos que la intensidad I es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico. Pero pensando en términos de fotones, I en cada punto puede considerarse como proporcional a la probabilidad de que un fotón impacte en ese punto de la pantalla. Entonces, podemos decir que **la probabilidad de que un fotón esté en un lugar de la pantalla es proporcional al cuadrado de la amplitud de la onda asociada en ese punto.**

Si el experimento de la doble rendija se realiza con electrones (las rendijas de dimensiones adecuadas deben ser orden de 0.1 nm, como las distancias entre átomos de un cristal), se obtiene en la pantalla un diagrama de impactos similar al del caso de la luz. Esto confirma la **dualidad onda- partícula también para partículas materiales.**

A nivel atómico y subatómico, una partícula no puede representarse por un punto geométrico, ni puede usarse la idea de “trayectoria”, ya que la partícula es una entidad repartida en el espacio. El movimiento se describe en forma probabilística, mediante una función de onda que caracteriza el estado de cada partícula. Esto indica que el modelo de Bohr es incorrecto.

Correcciones al modelo de Bohr

Los e^- **no se mueven** en órbitas circulares con radio definido R_n , sino que sus estados estacionarios se caracterizan por una distribución de probabilidad en una dada región del espacio: **orbitales atómicos** (1s, 2s, 2p_x..., 3d_{xy},... etc.)

Un orbital atómico tiene bien definidos los valores de **energía** y/o **momento angular**, pero **no** tiene valores definidos de posición o velocidad del e^- en ese orbital (sólo se puede conocer la **probabilidad** de que el e^- esté en determinado lugar o tenga determinada velocidad)

Función de onda y ecuación de Schroedinger

El estado de una partícula se representa por una **función de onda** $\psi(\mathbf{r}, t)$ que es solución de una ecuación de onda llamada **ecuación de Schroedinger** (no damos su forma detallada). La

probabilidad de encontrar la partícula en una región infinitesimal del espacio dV en torno a un dado punto \vec{r} en el instante t es:

$$dP(\vec{r}, t) = |\psi(\vec{r}, t)|^2 dV \quad \text{donde } |\psi(\vec{r}, t)|^2 \text{ es el módulo cuadrado de la función de onda.}$$

La probabilidad de encontrar a la partícula en un cierto volumen V es

$$P(V, t) = \int_V dP = \int_V |\psi(\vec{r}, t)|^2 dV$$

Como la partícula debe estar necesariamente en algún lugar del espacio, la probabilidad de encontrarla cuando $V \rightarrow \infty$ es igual a 1, o sea que $\int_{V \rightarrow \infty} |\psi(\vec{r}, t)|^2 dV = 1$. Se dice que la función de onda está **normalizada**.

Estados estacionarios: cuando las propiedades medibles de la partícula (energía o momento angular) permanecen constantes en el tiempo (p. ej. en el caso de los orbitales atómicos), decimos que tenemos **estados estacionarios**, dados por la función de onda $\psi(\vec{r})$. Los estados estacionarios tienen la energía total bien definida y son soluciones de una versión más simple de la ecuación de onda: la **ecuación de Schroedinger independiente del tiempo**.

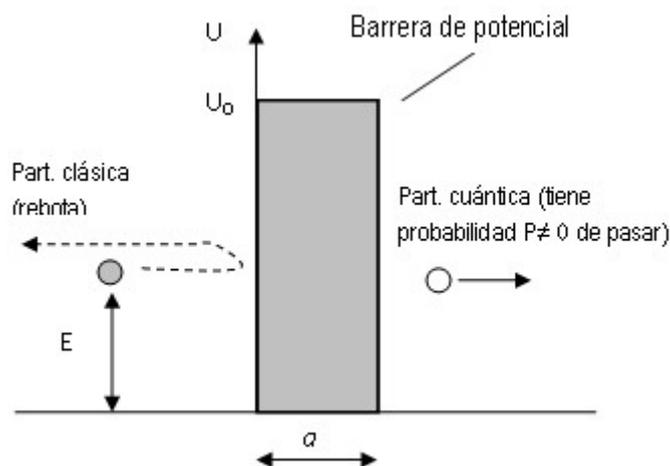
En una dimensión, esta ecuación tiene la forma:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + U(x)\psi(x) = E\psi(x)$$

que tiene soluciones de la forma $\psi_n(x)$ sólo para valores discretos de energía E_n ($n=1,2,3,\dots$).

Efecto túnel

Las partículas atómicas y subatómicas tienen una probabilidad no nula de atravesar barreras de potencial que clásicamente serían infranqueables. Esto constituye el **efecto túnel**.



Si $E < U_0$, una partícula con energía E que llega a la barrera desde la izquierda, **clásicamente** no pasa y rebota. Pero **cuánticamente** tiene una probabilidad P de pasar al otro lado.

P es menor cuanto mayor es $U_0 - E$.

P es menor cuanto mayor es a (ancho de la barrera)

$$P \rightarrow 0 \quad \text{si } U_0 - E \rightarrow \infty$$

Ejemplos en donde se evidencia el efecto túnel:

- Desintegración radiactiva (emisión de partículas α)
- Microscopio de efecto túnel: la barrera es la separación entre una punta muy fina y la superficie de un material. La probabilidad de que las cargas pasen entre la punta y el material depende de esa separación. La variación de la corriente eléctrica a medida que la punta se desplaza sobre la superficie permite “observar” los átomos.

Relación de indeterminación (o de incertidumbre) de Heisenberg

No podemos conocer con precisión y simultáneamente la posición y la velocidad (o la cantidad de movimiento p) de una partícula. Tendremos siempre una incerteza. Sólo podemos afirmar que la partícula está en una posición $x \pm \Delta x$ y que tiene una cantidad de movimiento de módulo $p \pm \Delta p$. Para las incertezas se cumple siempre que

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \quad \text{Relación de incertidumbre de Heisenberg}$$

(a veces se enuncia con h en lugar de \hbar , y a veces no aparece el 2 dividiendo, por lo que ésta debe considerarse una expresión aproximada).

Significado: si aumenta la precisión con la que conocemos una de las variables (o sea, si disminuye su incerteza), se reduce a la vez la precisión con la que conocemos la otra (aumenta su incerteza). En particular, si una partícula tiene su cantidad de movimiento bien definida ($\Delta p \rightarrow 0$) entonces su posición está totalmente indefinida ($\Delta x \rightarrow \infty$) por lo que puede estar en cualquier lugar del espacio.

Ejemplo: en una onda electromagnética monocromática, los fotones tienen p bien definido ($p = \frac{h}{\lambda}$), o sea $\Delta p \rightarrow 0$, por lo que $\Delta x \rightarrow \infty$ (no conocemos en absoluto la posición de los fotones).

El principio de incertidumbre también puede expresarse en función de la energía. La incerteza en la energía de un estado debe cumplir $\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$, donde Δt es el tiempo que la partícula permanece en ese estado. Un estado metaestable (de vida muy larga, $\Delta t \rightarrow \infty$) tendrá entonces

$\Delta E \rightarrow 0$, o sea, su energía estará muy bien definida. A la inversa, un estado de vida corta tendrá una energía mal definida.

El núcleo atómico

Núcleos: formados por **nucleones**: protón (+) y neutrón (sin carga eléctrica).

Núclidos o nucleidos: se llama así a las distintas especies nucleares.

Números que caracterizan un núclido:

- Z: número atómico. Da el número de protones. La carga de un núclido es Z.e. Z caracteriza cada elemento y determina las propiedades químicas.
- N: número de neutrones
- A: número másico. $A = Z + N$

Cómo se especifica un núclido: ${}^A_Z E$, ${}^A E$ (Z puede o no estar). E es el símbolo del elemento correspondiente. Ejemplo: ${}^{12}_6 C$ o ${}^{12} C$

Isótopos: núclidos con igual Z pero distinto N, o sea distinto A. Corresponden al mismo elemento químico.

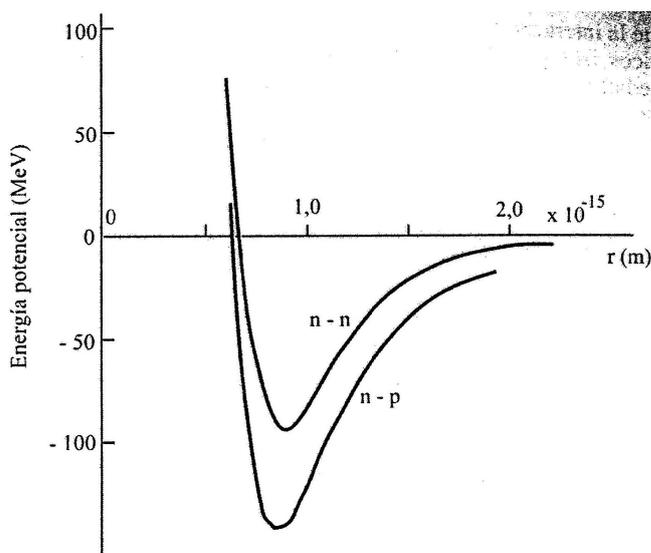
Ejemplos: ${}^{12} C$ y ${}^{14} C$; ${}^1 H$, ${}^2 H$ y ${}^3 H$

Interacción nuclear fuerte: es la interacción que mantiene unidos a los núcleos

Características:

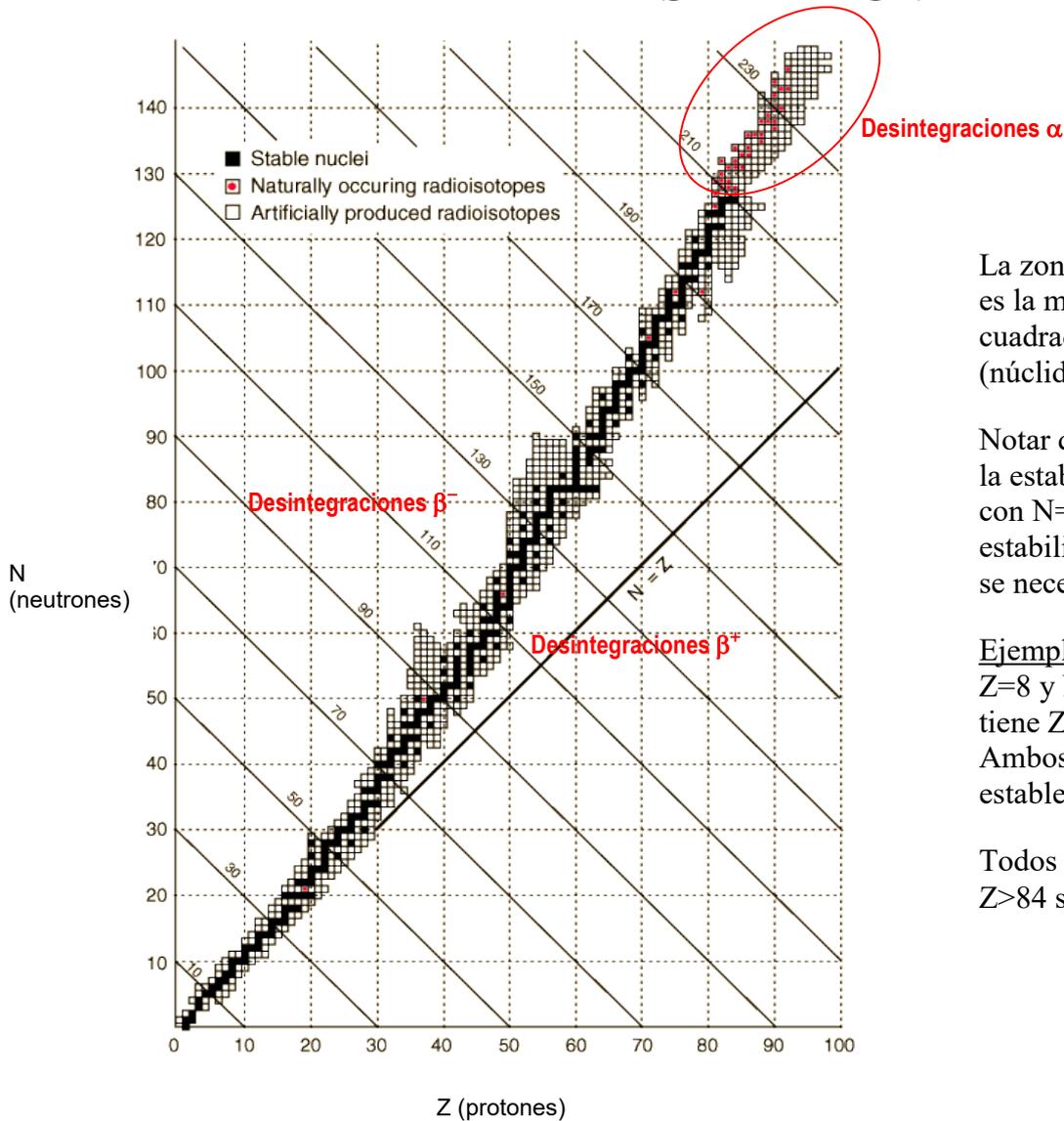
- Tiene muy corto alcance (su efecto se siente sólo para distancias $\leq 10^{-14}$ m)
- Es atractiva
- Es independiente de la carga (atracción n-n es similar a la p-p y a la n-p)

Gráfico de energía potencial asociada a la interacción nuclear fuerte, en función de la distancia entre nucleones:



Notar: interacción n-p tiene mínimo con menor energía potencial, o sea que es la más intensa. Además, entre n y p no hay repulsión electrostática, por lo que es favorable para una mayor cohesión nuclear tener $N=Z$. Pero esto vale sólo para núcleos livianos. Para núcleos con $Z > 20$ se hace importante la repulsión electrostática entre protones, por lo que se necesitan más neutrones para mantener la cohesión.

Gráfico de estabilidad de núclidos (gráfico de Segré)



La zona de estabilidad es la marcada con cuadraditos negros (núclidos estables).

Notar que para $Z < 20$, la estabilidad se logra con $N=Z$. Para tener estabilidad con $Z > 20$, se necesita $N > Z$.

Ejemplo: ^{16}O tiene $Z=8$ y $N=8$, pero ^{208}Pb tiene $Z=82$ y $N=126$. Ambos son núclidos estables.

Todos los núclidos con $Z > 84$ son inestables.

Radiactividad

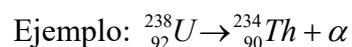
Los núclidos no estables se llaman **radiactivos** y sufren **desintegraciones**, produciendo alguna de estas emisiones:

- **Emisión α :** se emiten partículas α , que son núcleos de ^4He (2p+2n). La emiten núclidos pesados (de $Z \geq 84$). Es poco penetrante. Al producirse una emisión α , el núclido sufre los siguientes cambios:

$$Z \rightarrow Z - 2$$

$$N \rightarrow N - 2$$

$$A \rightarrow A - 4$$



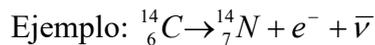
- **Emisión β^- :** hay dos tipos:

β^- : se emiten electrones, por núclidos que están por encima de zona de estabilidad (tienen más neutrones que los necesarios para ser estables, ver gráfico de Segré). El proceso se describe considerando que 1 neutrón emite 1 electrón (e^-) y se transforma en 1 protón: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ ($\bar{\nu}$: antineutrino, necesario para mantener la conservación de cantidad de movimiento. Es muy difícil de detectar). El núclido sufre los siguientes cambios (cambia Z , o sea que con esta emisión cambia el elemento químico!):

$$Z \rightarrow Z + 1$$

$$N \rightarrow N - 1$$

$$A \rightarrow A$$

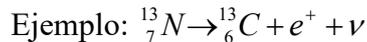


β^+ : se emiten positrones (antielectrones), por núclidos que están por debajo de zona de estabilidad (tienen menos neutrones que los necesarios para ser estables, ver gráfico de Segré). El proceso se describe considerando que 1 protón emite 1 positrón (antielectrón, e^+) y se transforma en 1 neutrón: $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ (ν : neutrino, similar al antineutrino). El núclido sufre los siguientes cambios (cambia Z , o sea que cambia el elemento químico!):

$$Z \rightarrow Z - 1$$

$$N \rightarrow N + 1$$

$$A \rightarrow A$$



- **Emisión γ :** se emiten fotones (radiación electromagnética) de alta energía (MeV), muy penetrantes. Esta emisión se produce por decaimiento de estados excitados de núclidos. No cambia el elemento químico.

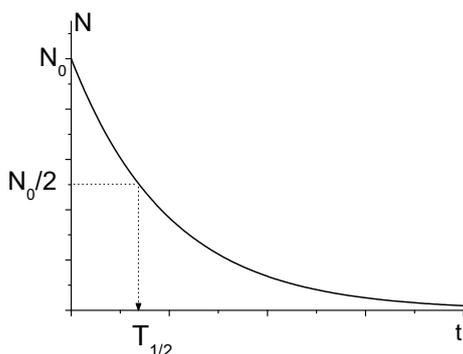
Semiperíodo o vida media

La desintegración es un proceso aleatorio. No podemos saber cuándo se va a desintegrar cierto núcleo. Sólo sabemos la **probabilidad por unidad de tiempo** λ de que un núcleo se desintegre. $[\lambda] = \text{s}^{-1}$; λ también se llama **constante de desintegración**

Si a un tiempo t se tienen $N(t)$ núcleos radiactivos, el cambio dN en un dado dt será proporcional a $N(t)$:

$$dN = -\lambda N(t) dt \quad (\text{el signo } (-) \text{ se debe a que } dN \text{ es negativo, ya que } N \text{ disminuye}).$$

La solución tiene la forma: $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ donde N_0 es el número de núcleos a $t=0$.



Definimos: **semiperíodo** o **vida media** $T_{1/2}$ de un núclido: **tiempo transcurrido** para que la cantidad de núcleos presentes inicialmente (N_0) se reduzca a la mitad.

Para $t = T_{1/2}$, tenemos

$$N(t = T_{1/2}) = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} = \frac{N_0}{2}$$

$$\rightarrow -\lambda T_{1/2} = \ln\left(\frac{1}{2}\right) = -0.693$$

$$\rightarrow \lambda = \frac{0.693}{T_{1/2}}$$

Relación entre constante de desintegración y vida media

$$\rightarrow N(t) = N_0 e^{-0.693 \frac{t}{T_{1/2}}}$$

Variación en el tiempo del número de núcleos

Notar que este proceso está descrito por una cinética similar al de una reacción química de primer orden

Actividad (A)

Se define como el **número de desintegraciones por unidad de tiempo**.

$$A = \frac{-dN}{dt} = A(t) \quad (A > 0)$$

Unidad: $[A] =$ desintegraciones/s, unidad también llamada Becquerel (Bq):

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ desintegración/s. (SI)}$$

También se usa el Curie (Ci): $1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10}$ desintegraciones / s.

Derivando la expresión de $N(t)$, tenemos:

$$A(t) = -\frac{d}{dt} \left(N_0 e^{-0.693 \frac{t}{T_{1/2}}} \right) = + \frac{0.693}{T_{1/2}} N_0 e^{-0.693 \frac{t}{T_{1/2}}} = A_0 e^{-0.693 \frac{t}{T_{1/2}}}$$

A varía en el tiempo en forma similar a N(t)

donde hemos definido $A_0 = \frac{0.693}{T_{1/2}} N_0$ (**actividad a $t=0$**)

Notar: **a menor vida media, mayor A_0 .**

Ejemplo 1: 1 g de ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ puro tiene una actividad de 3.7×10^{10} desint/s. ¿Cuánto vale la vida media para el ${}^{226}_{88}\text{Ra}$?

$$\text{Rta: } A_0 = \frac{0.693}{T_{1/2}} N_0 \Rightarrow T_{1/2} = \frac{0.693}{A_0} N_0. \text{ Pero ¿cuánto vale } N_0?$$

${}^{226}_{88}\text{Ra}$ tiene número atómico $A=226$, por lo que su peso atómico es 226 g/mol. En 1 g de Ra habrá un número de átomos $N_0 = \frac{6.023 \times 10^{23}}{226} = 2.65 \times 10^{21}$ y éste será igual al número inicial de núcleos. Por lo tanto, $T_{1/2} = \frac{0.693}{3.7 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}} \times 2.65 \times 10^{21} \cong 5 \times 10^{10} \text{ s} \cong \mathbf{1600 \text{ años}}$

Ejemplo 2: 1 g de ${}^{238}\text{U}$ tiene una vida media de 4500 millones de años. ¿Cuánto vale su actividad a $t=0$?

Rta: $A_0 = 12300$ desintegraciones/s = **12300 Bq**

Efectos biológicos de las radiaciones

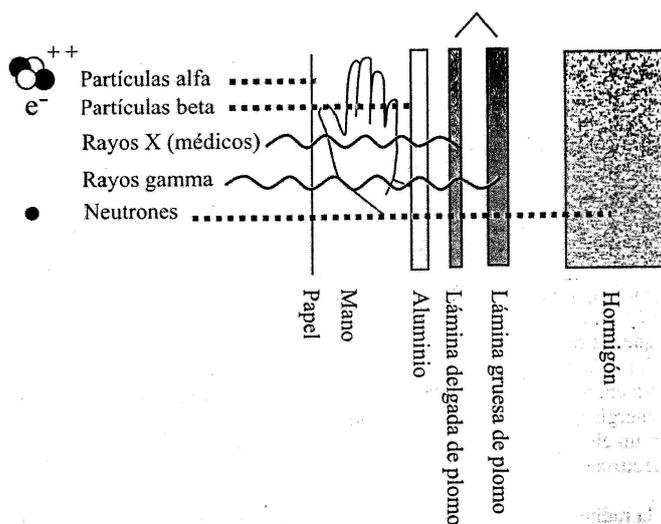
Los productos directos e indirectos de la desintegración radiactiva reciben el nombre genérico de “radiación ionizante”, por tener energía suficiente como para arrancar electrones de los átomos con los que colisionan, desplazar núcleos y romper enlaces químicos. Estos productos tienen diferente capacidad de penetración (ver figura).

Los efectos de la radiación ionizante sobre los organismos pueden separarse en **directos e indirectos**.

Efectos directos: ruptura o alteración de moléculas importantes (ADN, enzimas, componentes de la membrana celular o del núcleo)

Efectos indirectos: generación de radicales libres y compuestos intermedios muy reactivos.

PODER DE PENETRACIÓN DE DIFERENTES TIPOS DE RADIACIÓN



(Notar que una hoja de papel o un guante son suficiente protección contra partículas α , pero si se las ingiere, causarán mucho daño en las mucosas).

FIG. 24.28. Poder de penetración de los diferentes tipos de radiación.

Cuantificación de los efectos de la radiación

Cuantificación de la radiación absorbida: se define **dosis física d** como la energía por unidad de masa depositada por la radiación en un organismo.

Unidades: $[d] = \text{Gray (Gy)} = 1 \text{ J/kg}$

Como no es lo mismo absorber 1 Gy de partículas α que 1 Gy de partículas β , para cuantificar los daños biológicos debe tenerse en cuenta un factor de ponderación llamado eficiencia biológica relativa (EBR) o W_R , que varía para cada tipo de radiación (ver tabla 24.5).

Se define **dosis equivalente o eficaz (D)** como $D = W_R \cdot d$

Unidades: pese a que W_R es adimensional, D tiene unidades distintas de d. Si d está expresado en Gy, D queda expresado en Sievert (Sv). Submúltiplo: 1 miliSievert (mSv) = 10^{-3} Sv

El daño biológico es proporcional al valor de D.

TABLA 24.5. *Eficacia Biológica Relativa de la radiación ionizante*

Tipo de radiación ionizante	EBR (factor de ponderación w_R)
Fotones (rayos X y rayos gamma)	1
Electrones y muones	1
Neutrones con energía entre 10 keV y 20 MeV	10 a 20
Neutrones con otras energías	5
Protones	5
Partículas alfa, fragmentos de fisión o núcleos pesados	20

Ejemplo: si se recibe una dosis física $d=0.01$ Gy de radiación γ , la dosis equivalente (ver tabla) será

$$D_\gamma = W_{R\gamma} \cdot d = 1 \times 0.01 \text{ Gy} = 0.01 \text{ Sv} = 10 \text{ mSv.}$$

Pero si la dosis de 0.01 Gy es de partículas α , la dosis equivalente es:

$$D_\alpha = W_{R\alpha} \cdot d = 20 \times 0.01 \text{ Gy} = 0.2 \text{ Sv} = 200 \text{ mSv.}$$

En promedio, una persona recibe una dosis equivalente del orden de 1 a 3 mSv por año de fuentes naturales (rayos cósmicos, radiactividad natural) y artificiales (radiografías- RX de pulmón equivale a 0.3 mSv).

Una dosis instantánea de 5 a 6 Sv es mortal, pero esa misma dosis repartida en el tiempo y concentrada en una determinada región del organismo (radioterapia contra el cáncer) no es mortal.

Otras unidades posibles:

- para dosis física d: rad; $1 \text{ rad} = 0.01 \text{ Gy} = 10 \text{ mGy}$
- para dosis equivalente D: rem; $1 \text{ rem} = 0.01 \text{ Sv} = 10 \text{ mSv}$