

FÍSICA 2º DE BACHILLERATO

TEMA 6: INTRODUCCIÓN A LA FÍSICA RELATIVISTA, CUÁNTICA Y NUCLEAR

1. Introducción a la Física relativista

- 1.1. La relatividad en la Mecánica clásica.
 - 1.1.1. Sistemas de referencia inerciales y no inerciales.
 - 1.1.2. Transformaciones de Galileo y principio clásico de la relatividad.
 - 1.1.3. Limitaciones de la Física clásica.
 - 1.1.4. El experimento de Michelson-Morley.
- 1.2. Fundamentos de la teoría de la relatividad especial.
 - 1.2.1. Postulados de Einstein.
 - 1.2.2. Transformaciones de Lorentz.
- 1.3. Masa y energía relativistas.
 - 1.3.1. Introducción.
 - 1.3.2. Masa relativista.
 - 1.3.3. Energía relativista.
 - 1.3.4. Principio de conservación de la masa y la energía.

2. Introducción a la Mecánica cuántica

- 2.1. Radiación del cuerpo negro. Cuantización de la energía.
 - 2.1.1. Radiación térmica del cuerpo negro. Catástrofe del ultravioleta.
 - 2.1.2. Hipótesis de Planck.
- 2.2. Efecto fotoeléctrico. Cuantización de la radiación.
 - 2.2.1. Descripción e incompatibilidades con la Física clásica.
 - 2.2.2. Interpretación de Einstein.
- 2.3. La Mecánica cuántica.
 - 2.3.1. Dualidad onda-corpúsculo. Hipótesis de De Broglie.
 - 2.3.2. Principio de indeterminación de Heisenberg.

3. Introducción a la Física nuclear y de partículas

- 3.1. El núcleo atómico. La radiactividad.
 - 3.1.1. Historia. Tipos de radiación.
 - 3.1.2. El núcleo atómico y las emisiones radiactivas.
 - 3.1.3. Desintegración radiactiva. Magnitudes características.
 - 3.1.4. Energía de enlace.
 - 3.1.5. Efectos de la radiación sobre los seres vivos.
- 3.2. Reacciones nucleares. Fisión y fusión.
 - 3.2.1. Reacciones nucleares. Fisión y fusión.
 - 3.2.2. Aplicaciones.
 - 3.2.3. Ventajas, desventajas y limitaciones.

Autor: Luis A. Cordón Montón
Catedrático de Física y Química
IES "Sancho III el Mayor" (Tafalla)

1. INTRODUCCIÓN A LA FÍSICA RELATIVISTA

1.1. La relatividad en la Mecánica clásica

1.1.1. Sistemas de referencia iniciales y no iniciales

El movimiento es un concepto relativo ya que un objeto puede estar moviéndose respecto a un segundo objeto y en reposo respecto a un tercero. Por ejemplo, el conductor de un automóvil se encuentra en reposo respecto al volante y se mueve respecto a la carretera. El estado de reposo o de movimiento de un cuerpo depende del objeto de referencia elegido; por ello decimos que **el movimiento es relativo**.

El punto respecto al que se describe un movimiento particular recibe el nombre de **punto de referencia**. Para fijar la posición de una partícula respecto al punto de referencia se necesita un sistema de coordenadas localizado en ese punto, que recibe el nombre de **sistema de referencia**¹. Un sistema de referencia recibe el nombre de **inercial** cuando no lleva aceleración y se denomina **no inercial** cuando lleva aceleración.

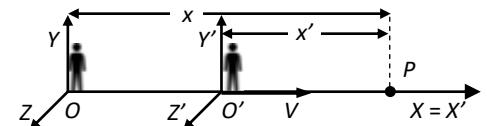
En los sistemas de referencia no iniciales aparecen “fuerzas” (llamadas fuerzas de inercia) que no están causadas por interacciones con otros cuerpos (es decir, no son fuerzas reales), sino que son una consecuencia de la aceleración del sistema; por ejemplo, la fuerza que nos empuja contra el asiento de un autocar cuando éste arranca. Por esta razón siempre es posible determinar si un sistema de referencia es o no es inercial.

En adelante consideraremos movimientos rectilíneos a lo largo del eje OX del sistema de coordenadas elegido. De este modo podemos reemplazar a los vectores por sus magnitudes con sus correspondientes signos, lo que simplifica el cálculo.

1.1.2. Transformaciones de Galileo y principio clásico de la relatividad

En la figura se muestran dos observadores O y O' situados en dos sistemas de referencia iniciales diferentes, de modo que O' se mueve respecto a O a lo largo del eje OX común con un movimiento rectilíneo uniforme de velocidad V . P es una partícula que se mueve a lo largo de OX con velocidades v y v' , respectivamente, respecto a O y a O' . Las posiciones de P respecto a O y a O' quedan determinadas por sus respectivas coordenadas x y x' . Queremos comparar la descripción del movimiento de P que hacen los dos observadores. De la figura se desprende que,

$$x = \overline{OO'} + x'$$



pero si realizamos el experimento de modo que O y O' coincidan en el mismo punto en el instante en el empezamos a contar el tiempo y ponemos el reloj a cero ($t_0 = 0$) en ese instante; puesto que la velocidad V de O' respecto O es cons-

¹En realidad, *un sistema de referencia es el conjunto de todos los sistemas de coordenadas que se encuentran en reposo respecto al punto elegido como referencia*. Esto es así porque el movimiento de una partícula que se observa desde cada uno de ellos es el mismo. Sin embargo, por simplicidad y siempre que no dé lugar a confusión, llamaremos sistema de referencia a cualquier sistema de coordenadas fijado en el punto de referencia.

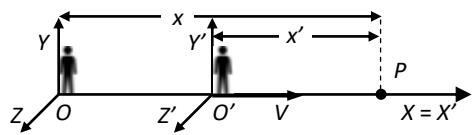
tante, tenemos para un instante arbitrario t que,

$$\overline{OO'} = Vt \Rightarrow x = Vt + x' \Rightarrow \boxed{x' = x - Vt \text{ y } t = t'} \quad (1)$$

ecuaciones que se denominan **transformación de Galileo**.

Es importante darse cuenta de que la ecuación (1) se cumple solo si las posiciones de O y O' coinciden en el mismo punto en el instante $t_0 = t'_0 = 0$.

Hemos añadido $t = t'$ para enfatizar que estamos suponiendo que el tiempo transcurre igual para ambos observadores; es decir, que las medidas del tiempo son independientes del movimiento de cada observador. Esto es algo que está muy de acuerdo con el sentido común, pero que es sólo un postulado que puede ser desechado de forma experimental.

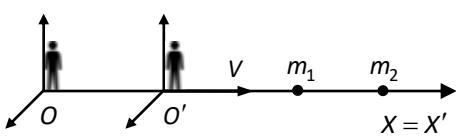


Consideraremos nuevamente el movimiento de O' y de P a lo largo del eje OX , como se ve en la figura. La velocidad de P respecto a O se define como $v = dx/dt$ y la de P respecto a O' como $v' = dx'/dt$. Derivando la ecuación (1) respecto al tiempo, notando que V es constante, tenemos,

$$\frac{dx'}{dt} = \frac{d}{dt}(x - Vt) = \frac{dx}{dt} - V \frac{dt}{dt} \Rightarrow \boxed{v' = v - V} \quad (2)$$

que relaciona las velocidades de los dos observadores.

Vimos en el tema “Introducción a la Física” que si las leyes de la Mecánica son válidas para un observador inercial, también lo son para todos los demás observadores iniciales. Por lo tanto las leyes de la Mecánica tienen que mantener su forma (esto es, permanecer invariantes) ante una transformación de Galileo, ya que ésta relaciona la posición y la velocidad que miden dos observadores iniciales en el movimiento de los cuerpos. En realidad es necesario confirmarlo únicamente para el *principio de conservación del momento lineal* y para la *definición de fuerza*, ya que las demás leyes de la Mecánica se derivan de esas dos.



Consideraremos dos partículas de masas m_1 y m_2 que se mueven a lo largo del eje OX común de un sistema de coordenadas, y sean v_1 y v_2 sus velocidades medidas por el observador inercial O , como se ilustra en la figura.

El momento lineal de una partícula se define como el producto de la masa por la velocidad. Se trata de una magnitud vectorial, pero si la partícula se mueve en la dirección de un eje coordenado, se puede expresar escalarmente,

$$p = mv$$

Si las fuerzas externas que actúan sobre las partículas de la figura se anulan, la ley de conservación del momento lineal requiere, para el observador O , que,

$$p_1 + p_2 = m_1 v_1 + m_2 v_2 = cte \quad (3)$$

Para el observador inercial O' , que se mueve relativamente a O a lo largo del eje OX común con velocidad constante V , las velocidades de m_1 y m_2 de acuerdo con la ecuación (2), son,

$$v'_1 = v_1 - V \Rightarrow v_1 = v'_1 + V \text{ y } v'_2 = v_2 - V \Rightarrow v_2 = v'_2 + V$$

Al sustituir estos valores en la ecuación (3) tenemos,

$$m_1(v'_1 + V) + m_2(v'_2 + V) = cte \Rightarrow m_1 v'_1 + m_2 v'_2 = cte - (m_1 + m_2)V$$

y como, al igual que las masas, V es constante, llegamos a,

$$m_1 v'_1 + m_2 v'_2 = \text{cte'}$$

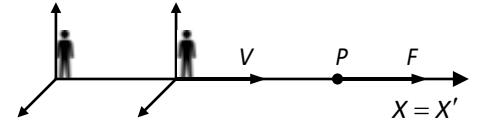
que es una ecuación matemáticamente idéntica a la (3) y, por consiguiente, **ambos observadores constatan la conservación del momento lineal**.

Veamos ahora la fuerza medida por los dos observadores. Supongamos que O y O' observan una partícula P de masa m que se mueve en el eje OX con aceleración (ver figura). Si v y v' son las velocidades de la partícula medidas por O y O' en el instante t , aplicando la ecuación (2) tenemos que,

$$v' = v - V \Rightarrow v = v' + V$$

Ahora bien, la aceleración de P respecto a O se define como $a = dv/dt$ y la de P respecto a O' como $a' = dv'/dt$. Derivando la ecuación anterior respecto al tiempo, notando que V es constante, tenemos,

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt}(v' + V) = \frac{dv'}{dt} + \frac{dV}{dt} = \frac{dv'}{dt} \Rightarrow a = a'$$



Es decir, O y O' miden la misma aceleración. Puesto que la fuerza se define como la derivada del momento lineal respecto al tiempo, tenemos que,

$$F = \frac{dp}{dt} = \frac{d}{dt}(mv) = m \frac{dv}{dt} = ma$$

$$F' = \frac{dp'}{dt} = \frac{d}{dt}(mv') = m \frac{dv'}{dt} = ma'$$

En vista de que $a = a'$, concluimos que $F = F'$. Por lo tanto, **ambos observadores iniciales miden la misma fuerza sobre la partícula**. La fuerza y la aceleración tienen el mismo valor en todos los sistemas iniciales.

El hecho de que todas las leyes de la Mecánica deben ser las mismas para todos los observadores *iniciales* constituye el **Principio Clásico de la Relatividad**.

1.1.3. Limitaciones de la Física clásica

La Física clásica presenta un conjunto de hechos que no puede explicar entre los que se encuentran los siguientes:

1. Como veremos más adelante, los experimentos prueban que existe una velocidad límite (que es la velocidad de la luz en el vacío) y que la velocidad de la luz es constante e independiente del sistema de referencia utilizado para medirla. Esto no es compatible con la ley de composición de velocidades de Galileo, que se basa en el postulado del tiempo absoluto.
2. Las leyes de la Mecánica toman la misma forma al pasar de un sistema de referencia inercial a otro mediante la transformación de Galileo, pero no ocurre igual con las leyes del Electromagnetismo. Esto es así porque en una de ellas (la cuarta y última) aparece la velocidad de la luz, que no cumple con la ley de composición de velocidades de Galileo.
3. Cuando los rayos cósmicos² colisionan con los núcleos de los átomos de la atmósfera terrestre generan una gran cantidad partículas subatómicas, entre

²Son partículas procedentes del espacio (89% protones, 10% partículas alfa y 1% electrones) que viajan a velocidades próximas a la de la luz.

ellas el **muón**³. Es un hecho probado experimentalmente que la vida media de los muones es mucho más corta cuando están en reposo (en el sistema de referencia del laboratorio) que cuando se mueven a velocidades próximas a la de la luz; es como si un reloj moviéndose con los muones atrasara. Por supuesto que esto va en contra del postulado del tiempo absoluto.

4. Cuando se producen colisiones entre partículas subatómicas a velocidades no despreciables frente a la de la luz, no se cumple el principio de conservación del momento lineal.
5. No se cumple la ley de conservación de la masa:
 - a. Si una partícula es acelerada a velocidades no despreciables frente a la de la luz, su masa no permanece constante sino que parece aumentar.
 - b. Cuando un núcleo de un átomo de ^{235}U se bombardea con un neutrón, el ^{235}U se descompone en un núcleo de ^{92}Kr , otro de ^{141}Ba y tres neutrones. Lo sorprendente es que la masa que se obtiene en la reacción es menor que la que la del uranio más la del neutrón iniciales.

1.1.4. El experimento de Michelson-Morley

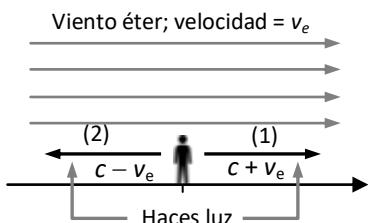
En el siglo XIX los científicos creían en la existencia de un medio denominado éter que se definió como *una sustancia inmaterial y fija que se extiende por todo el Universo y que puede fluir a través de todos los materiales que se mueven en su seno*. Se pensaba que un sistema de referencia fijo respecto al éter sería el sistema de referencia en reposo absoluto. Se creía también que el éter era el soporte de propagación de las ondas luminosas.

Al interpretar a las ondas luminosas como oscilaciones en el éter, se concluyó que, al igual que ocurre con las ondas mecánicas, la velocidad de las mismas es constante respecto al éter y, por lo tanto, independiente de la velocidad de la fuente emisora. La constancia de la velocidad de la luz respecto al éter debería proporcionar un método para medir movimientos absolutos. En efecto, si la luz es una vibración en el éter (que está en reposo absoluto) y su velocidad es constante respecto a éste, la medida de la velocidad de la luz que haga un observador en movimiento respecto al éter dependerá sólo de su propio movimiento.

En el año 1.887 Albert A. Michelson y Edward W. Morley, partiendo de la hipótesis de la constancia de la velocidad de la luz respecto al éter, realizaron un experimento para medir el movimiento absoluto de la Tierra; es decir, la velocidad de la Tierra respecto al éter. El experimento consistía básicamente en medir la velocidad de dos haces de luz moviéndose en la misma dirección pero en sentidos opuestos. De este modo, la velocidad observada de cada haz de luz respecto a la Tierra dependería de la dirección y sentido del viento de éter con respecto al haz. La figura y la transformación de velocidades de Galileo nos ayudan a determinar la velocidad de cada haz de luz medida por el observador (fijo en la Tierra). En efecto, sean dos sistemas de referencia inerciales ligados, respectivamente, a la Tierra y al éter; de acuerdo con la transformación de velocidades de Galileo, tenemos,

$$v = v' + V$$

³ El muón es una partícula simple con carga negativa y de una masa unas 200 veces la del electrón; es inestable y su vida media es tan solo de 2 μs .



donde v representa la velocidad de la luz respecto al observador en Tierra, $V=v_e$ es la velocidad del éter respecto a la Tierra y $v'=c$ la velocidad de luz respecto al éter. Puesto que la velocidad de la luz respecto al éter es constante e igual a c para los dos haces de luz y la velocidad del éter respecto a la Tierra es v_e , deducimos que,

$$\text{Haz de luz (1)} \Rightarrow v_1 = v_e + c \Rightarrow |v_1| = c + v_e$$

$$\text{Haz de luz (2)} \Rightarrow v_2 = v_e - c \Rightarrow |v_2| = c - v_e$$

es decir, que la velocidad de los haces de luz medidas por el observador deberían ser diferentes, lo que demostraría la existencia del *viento de éter* y permitiría hallar la velocidad de la Tierra respecto a éste. El resultado del experimento mostró que la velocidad de los dos haces era exactamente la misma; o sea, que no apreciaron absolutamente ningún efecto del *viento del éter*.

1.2. Fundamentos de la teoría de la relatividad especial

1.2.1. Postulados de Einstein

En el año 1.865 el científico escocés James Clerk Maxwell publicó su teoría del Electromagnetismo, que ha sido verificada experimentalmente en multitud de ocasiones, obteniéndose siempre resultados acordes con la experiencia. El físico alemán de origen judío, Albert Einstein, que creía firmemente que la teoría del Electromagnetismo era correcta, sabía que sus ecuaciones no mantienen su forma (es decir, no son invariantes) ante una transformación de Galileo; esto es, no son consistentes con la Mecánica Clásica. Este problema (y algunas contradicciones que aparecieron en ciertos experimentos electromagnéticos) lo resolvió Einstein en el año 1.905, cuando publicó la teoría de la **Relatividad Especial**, basada en los dos postulados fundamentales siguientes:

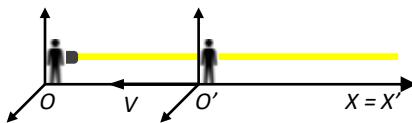
1. *Todas las leyes físicas son las mismas (o sea, permanecen invariantes) para todos los observadores inerciales (esto es, con movimiento relativo de translación uniforme).*

Este postulado extiende el principio de la Relatividad de Galileo de la Mecánica a todas las leyes de la Física. Esto implica, entre otras cosas, que *no es posible, mediante ningún experimento realizado, distinguir un sistema inercial de otro; o bien que, es imposible conocer el movimiento rectilíneo y uniforme de un sistema por cualquier clase de experimentos realizados en su interior.*

2. *La velocidad de la luz en el vacío es constante e igual para todos los sistemas de referencia inerciales.*

El postulado explica el resultado negativo del experimento de Michelson y Morley, puesto que la velocidad de la luz es la misma en todas las direcciones, sea cual sea el movimiento de la Tierra. Hay que hacer constar que Einstein estaba poco relacionado con las experiencias de Michelson y Morley sobre el *viento del éter*. Sin embargo, su teoría no precisa de la existencia del éter. En realidad, Einstein no negó su existencia pero sí su utilidad como referencia absoluta de movimientos uniformes.

La constancia de la velocidad de la luz implica que ésta no sigue la adición de



velocidades que se deduce de la transformación de Galileo (ec. 2). En efecto, la figura muestra dos observadores inerciales O y O' de modo que O' se mueve a lo largo del eje OX común acercándose a O' con una velocidad,

$$V = -50.000 \text{ km/s}$$

En un instante dado, O envía un haz de luz láser a lo largo del eje OX positivo, que se desplaza a una velocidad $c = 300.000 \text{ km/s}$. De acuerdo con la ecuación (2), la velocidad del haz de luz respecto a O' debería ser,

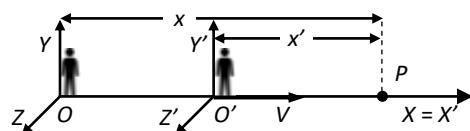
$$v' = v - V = c - V = 300.000 - (-50.000) = 350.000 \text{ km/s}$$

lo que no se cumple, como prueban los experimentos realizados.

1.2.2. Transformaciones de Lorentz

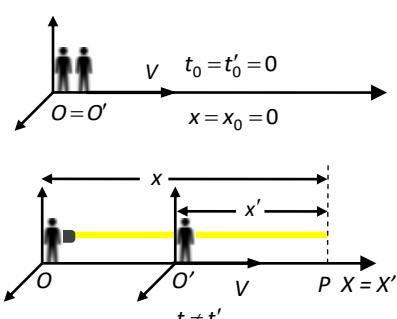
Según los postulados de Einstein, todas las leyes físicas tienen que permanecer invariantes para todos los observadores con velocidad relativa constante y la velocidad de la luz es una invariante física con el mismo valor para todos los observadores inerciales. Bajo estas suposiciones, la transformación de Galileo no es válida, en particular la ecuación $t = t'$ no puede ser correcta. Si la velocidad de la luz es la misma para dos observadores con movimiento relativo uniforme, no es posible que los dos midan el mismo tiempo. En otras palabras, el intervalo de tiempo entre dos eventos no tiene por qué ser el mismo para observadores en movimiento relativo. En definitiva debemos reemplazar la transformación Galileana por otra, de modo que la velocidad de la luz sea invariante.

Las ecuaciones de transformación correctas cuando el movimiento tiene lugar a lo largo del eje OX (ver figura) son,



$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}; \quad t' = \frac{t - xV/c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \quad (4)$$

y reciben el nombre de **transformación de Lorentz**, por ser este físico el primero que las formuló.



El siguiente ejemplo muestra que $t \neq t'$. El observador O' se mueve respecto a O a lo largo del eje OX común con una velocidad constante V , como se ve en la figura. Hagamos que en el instante $t = t' = 0$ los observadores coincidan en el mismo punto y que, en ese instante, O envíe un haz de luz láser a lo largo del eje OX positivo. Cuando el reloj de O marca el instante t , el haz de luz alcanza el punto P , recorriendo una distancia x , por lo que se cumple (ver figura) que,

$$x = ct \quad (\text{ya que } x_0 = x'_0 = 0)$$

Desde el punto de vista de O' , que en el intervalo de tiempo $\Delta t = t - t_0 = t$ ha efectuado un desplazamiento $\overline{OO'}$ (ver figura), el haz ha recorrido una distancia $x' < x$. Como la velocidad del haz sigue siendo c (pues la velocidad de la luz no depende de la fuente), se cumple desde el punto de vista de O' que,

$$x' = ct'$$

pero como $x' < x \Rightarrow t' < t$; es decir, desde el punto de vista de O , el reloj de O' atrasó.

1.3. Masa y energía relativistas

1.3.1. Introducción

En primero de bachillerato introdujimos la fuerza definiéndola operacionalmente utilizando un cuerpo elástico. Aplicando fuerzas diferentes a un mismo cuerpo y dividiendo las fuerzas entre las aceleraciones adquiridas por el cuerpo, se obtiene experimentalmente siempre un valor constante, característico de cada cuerpo, que recibe el nombre de masa; es decir,

$$\frac{F_1}{a_1} = \frac{F_2}{a_2} = \frac{F_3}{a_3} = \dots = \frac{F}{a} = m \Rightarrow F = ma$$

y como F y a tienen la misma dirección y el mismo sentido, podemos expresar la ecuación vectorialmente,

$$\vec{F} = m\vec{a}$$

que se conoce como segunda ley de la Dinámica clásica. A partir de esta ley y la de acción y reacción se deduce la ley de conservación del momento lineal, que afirma que un sistema de partículas sometidas solo a su interacción mutua mantiene constante su momento lineal.

También podemos proceder de manera diferente⁴. Consideremos un sistema de dos partículas de masas m_1 y m_2 que se mueven respecto a un observador inercial con velocidades \vec{v}_1 y \vec{v}_2 , como ilustra la figura (a), y que interaccionan entre ellas (por ejemplo, sufriendo una colisión), de modo que después de la interacción sus velocidades son \vec{v}'_1 y \vec{v}'_2 , como se ve en la figura (b). El resultado del experimento, sean cuales sean las masas y las velocidades de las partículas, es que,

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 \Rightarrow \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = cte$$

donde $\vec{p} = m\vec{v}$ es el momento lineal. Este resultado experimental es la ley de conservación del momento lineal y se cumple para cualquier número de partículas. La diferencia con respecto a lo que se vio en primero de bachillerato es que aquí se ha introducido experimentalmente.

Una partícula modifica su momento lineal cuando interacciona con otros cuerpos, por ello se define la fuerza que actúa sobre una partícula en un instante particular *como la derivada del momento lineal respecto al tiempo en ese instante*. Expresado matemáticamente,

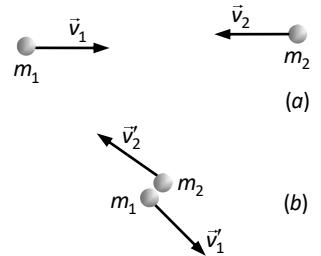
$$\vec{F} = d\vec{p}/dt$$

que es la segunda ley de Newton expresada en función del momento lineal y que se trata simplemente de la definición del concepto de fuerza. De acuerdo con el significado de derivada, la fuerza expresa la variación del momento lineal de la partícula por unidad de tiempo en un instante particular.

Puesto que en Mecánica clásica la masa es constante,

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{a}$$

que prueba que es equivalente a $\vec{F} = m\vec{a}$.



⁴ Así es como lo hizo Newton cuando desarrolló la Teoría de la Mecánica clásica.

Observa que en Mecánica relativista la ecuación $\vec{F} = m\vec{a}$ no puede ser correcta porque no impone ningún límite a la velocidad que puede alcanzar una partícula, lo que no es posible ya que la velocidad límite es la de la luz. Sin embargo, la expresión $\vec{F} = d\vec{p}/dt$ se mantiene porque se trata de la definición de fuerza.

1.3.2. Masa relativista

Vimos en el punto 1.1.2 que la ley de conservación del momento lineal permanece invariante cuando se le aplica la transformación de Galileo de las velocidades; es decir, la ecuación mantiene su forma para todos los observadores inerciales. Como las transformaciones de Galileo y de Lorentz son diferentes, la ley de conservación del momento no puede ser válida (esto es, la ecuación no mantiene su forma) cuando se aplica la transformación de Lorentz de las velocidades⁵.

Puesto que la ley de conservación del momento lineal es uno de los principios fundamentales de la Física, parece razonable que tratemos de modificar la definición de momento para que cumpla con la transformación de Lorentz. Einstein observó que para que las leyes de conservación del momento y de la energía se mantuvieran invariantes ante la transformación de Lorentz, conservando la expresión $\vec{p} = m\vec{v}$, es necesario que la masa dependa de la velocidad y venga definida por,

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (5)$$

lo que se ha comprobado experimentalmente. En la ecuación v es la velocidad de la partícula y m_0 una constante característica de cada partícula llamada **masa propia** o **masa en reposo**; es decir, la medida desde un sistema de referencia en el que la partícula está en reposo. La masa que aparece la ecuación $\vec{F} = m\vec{a}$ es la masa propia.

Puesto que la velocidad de la luz c es muy grande, se cumple para velocidades ordinarias que,

$$v^2/c^2 \approx 0 \Rightarrow \sqrt{1-v^2/c^2} \approx 1 \quad m_0 \approx m$$

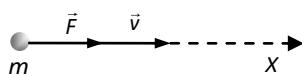
es decir, en los fenómenos normales que se dan en la Tierra podemos reemplazar m por m_0 , por lo que la ecuación $\vec{F} = m\vec{a}$ es perfectamente válida.

Observa que $\sqrt{1-v^2/c^2} < 1 \Rightarrow m > m_0$; es decir, la masa de una partícula en movimiento respecto a un sistema de referencia es mayor que la masa propia. Además, al aumentar la velocidad de la partícula v , el término $\sqrt{1-v^2/c^2}$ disminuye, por lo que m aumenta.

Sea una partícula de masa en reposo m_0 con un movimiento rectilíneo de velocidad \vec{v} a lo largo del eje OX . Para aumentar su velocidad le aplicamos una fuerza \vec{F} en la dirección del movimiento (ver figura). Como \vec{F} tiene la dirección de OX podemos aplicar la ecuación $\vec{F} = d\vec{p}/dt$ en su forma escalar,

$$F = \frac{dp}{dt} = \frac{d(mv)}{dt} = \frac{dm}{dt}v + m\frac{dv}{dt} = \frac{dm}{dt}v + ma$$

que expresa que solo una parte de la fuerza se emplea en acelerar a la partícula,



⁵No es necesario deducir las ecuaciones de la transformación de Lorentz de las velocidades.

el resto de la misma se utiliza en compensar el aumento de su masa.

Imagina un barco que navega por el océano con velocidad constante. Entonces la fuerza neta que actúa sobre el barco (la resultante de la que ejerce el motor y la de rozamiento del casco con el agua) es nula; así pues,

$$F_{\text{neta}} = dp/dt = 0 \Rightarrow p = mv = \text{cte}$$

Si se pone a llover intensamente y la cubierta del barco recoge una masa de agua m' , la cantidad de masa desplazada es $m+m'$. Como $p=\text{cte}$, ahora $p=(m+m')v'$ donde necesariamente $v' < v$; es decir, la velocidad del barco ha de disminuir para mantener constante el momento lineal. Si queremos que el barco se mueva a la velocidad v , el motor tiene que aplicar una **fuerza adicional para compensar el aumento de la masa desplazada**.

Observa que la ecuación de m es compatible con el hecho de que ninguna partícula de masa en reposo m_0 pueda alcanzar la velocidad de la luz. En efecto, como $m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ se tiene que cuando $v \rightarrow c \Rightarrow m \rightarrow \infty$, lo que implica que, al aplicar la ecuación $F = dp/dt$ para cualquier fuerza finita F , se obtiene que $a \rightarrow 0$; es decir, se necesitaría una fuerza infinita para que una partícula de masa en reposo m_0 alcanzara la velocidad de la luz. Como no es posible obtener una fuerza infinita, la partícula no puede alcanzar la velocidad de la luz.

1.3.3. Energía relativista

Recuerda que en tema 1 vimos que si una partícula sometida a una fuerza se mueve desde un punto a a otro b a lo largo de una curva C , como se ve en la figura, el trabajo realizado por la fuerza es,

$$W = \int_{a,C}^b \vec{F} \cdot d\vec{r}$$

Si el movimiento y la fuerza tienen la dirección del eje OX de un sistema de coordenadas, como ilustra la figura inferior, la expresión anterior se simplifica a,

$$W = \int_a^b F dx$$

Como $F = dp/dt = d(mv)/dt$ y $v = dx/dt \Rightarrow dx = v dt$, tenemos que,

$$W = \int_a^b \frac{d(mv)}{dt} v dt = \int_a^b v d(mv)$$

Resolviendo la integral en el caso particular de que $v_a = 0$ y $v_b = v$, donde v_a y v_b representan respectivamente las velocidades de la partícula en los puntos a y b , se obtiene que,

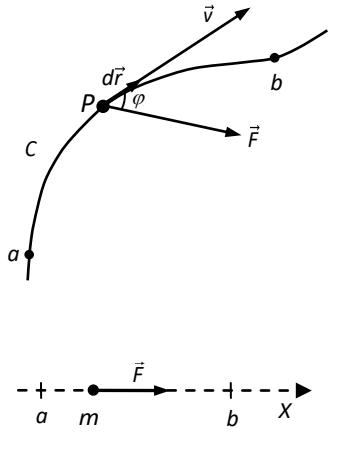
$$W = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - m_0 c^2 = mc^2 - m_0 c^2$$

El teorema de la energía cinética establece que $W = \Delta E_c = E_c(b) - E_c(a)$. Como la partícula parte del reposo ($v_a = 0$), tenemos que,

$$E_c(a) = 0 \text{ y } E_c(b) = E_c \text{ (pues } v_b = v \Rightarrow W = E_c)$$

y combinando las dos últimas ecuaciones llegamos a la expresión de la energía cinética relativista,

$$E_c = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - m_0 c^2 = mc^2 - m_0 c^2 = \Delta m c^2 \quad (6)$$



donde Δm representa el incremento de masa de la partícula; es decir, la diferencia entre la masa de la partícula cuando se lleva una velocidad v y la que tiene cuando está en reposo.

La ecuación (6) se ha obtenido en el caso particular de una partícula con movimiento rectilíneo sobre la que actúa una fuerza en la dirección del movimiento. Sin embargo el resultado es de validez universal; la razón es que en el caso general de un movimiento curvo, solo la componente de la fuerza en la dirección del movimiento (fuerza tangencial) realiza trabajo.

A primera vista la ecuación para la energía cinética relativista puede parecer muy distinta a la de la energía cinética clásica ($E_c = \frac{1}{2}mv^2$). Sin embargo, no es así. Cuando v es pequeña comparada con c , podemos desarrollar el denominador del segundo miembro de la ecuación mediante el teorema del binomio⁶, lo que da,

$$E_c = m_0 c^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{8} \frac{v^4}{c^4} + \dots \right) - \cancel{m_0 c^2} = \frac{1}{2} m_0 v^2 + \frac{3}{8} m_0 \frac{v^4}{c^2} + \dots$$

donde el segundo término y los siguientes son despreciables si $v \ll c$, quedando $E_c = \frac{1}{2}mv^2$, que es la ecuación de la energía cinética clásica.

El resultado de la ecuación (6) es muy sugestivo porque indica que la ganancia de energía cinética puede ser considerada como una ganancia en masa de la partícula, como resultado de la dependencia de la masa con la velocidad. Esta interpretación puede ser extendida para asociar un cambio de masa Δm a cualquier cambio de energía de un sistema de partículas en reposo (en el sentido macroscópico), de modo que,

$$\Delta E = \Delta m c^2 \quad (7)$$

que no es más que la generalización de la ecuación (6).

Por ejemplo, consideremos un sistema aislado de dos partículas que interaccionan a través de una fuerza conservativa. Nota que la fuerza es interna porque la interacción se da entre las partículas del sistema. La conservación de la energía interna del sistema cuando evoluciona de un estado a a otro b requiere que,

$$E_c(a) + E_p(a) = E_c(b) + E_p(b) \Rightarrow E_p(a) - E_p(b) = E_c(b) - E_c(a) \quad (8)$$

entonces, de acuerdo con la ecuación (6),

$$E_c(b) - E_c(a) = \Delta E_c = \Delta m c^2$$

donde $\Delta m > 0$ si la energía cinética aumenta y $\Delta m < 0$ si disminuye. Así pues,

$$E_p(a) - E_p(b) = -\Delta E_p = \Delta m c^2 \quad (9)$$

que significa que cualquier cambio en la energía potencial interna del sistema, debido a una redistribución de sus partículas, puede ser expresado como un cambio en la masa del sistema.

Otro ejemplo, si elevamos la temperatura de un sistema de partículas, aumentan-

⁶ $(x+y)^q = x^q + q x^{q-1} y + \frac{q(q-1)}{2!} x^{q-2} y^2 + \frac{q(q-1)(q-2)}{3!} x^{q-3} y^3 + \dots$ donde $q \in \mathbb{Q}$.

do su energía interna en ΔE_{int} , durante el proceso aumenta su masa en la cantidad $\Delta m = \Delta E_{int} / c^2$; lo que significa que podemos asociar ΔE_{int} con el cambio de masa.

Debido al factor c^2 , los cambios de masa solo son apreciables si las variaciones en la energía son muy grandes. Por esta razón el cambio en la masa resultante de transformaciones de energía es apreciable solo para interacciones nucleares o en la Física de alta energía, y es prácticamente despreciable en las reacciones químicas ordinarias. La magnitud,

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (10)$$

se llama **energía en reposo de la partícula** y la magnitud,

$$E = E_0 + E_c = m_0 c^2 + E_c = m_0 c^2 + \Delta m c^2 = m c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (11)$$

se conoce como **energía relativista total de la partícula**.

En el caso de un sistema de partículas, el término E_0 incluye las energías de las masas de cada partícula en reposo y todos los tipos de energía del sistema en reposo en el sentido macroscópico.

De la ecuación (5) se deduce que,

$$m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2} \Rightarrow m \sqrt{1 - v^2/c^2} = m_0 \Rightarrow m^2 (1 - v^2/c^2) = m_0^2 \Rightarrow m^2 - m^2 \frac{v^2}{c^2} = m_0^2$$

y multiplicando a los dos miembros de la última ecuación por c^4 llegamos a,

$$m^2 c^4 - m^2 v^2 c^2 = m_0^2 c^4$$

Recordando que $E = mc^2$ y que $p = mv$, se obtiene que,

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4 \Rightarrow E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 = c^2 (m_0^2 c^2 + p^2)$$

por lo que extrayendo la raíz cuadrada a ambos miembros, que son positivos,

$$E = c \sqrt{m_0^2 c^2 + p^2} \quad (12)$$

Si tenemos una partícula con masa en reposo cero ($m_0 = 0$), como el *fotón*⁷, la ecuación (12) se transforma en,

$$E = c \sqrt{p^2} = cp \Rightarrow p = E/c$$

ecuación muy importante porque demuestra que una partícula de masa en reposo cero tiene momento lineal y, además, lo relaciona con su energía.

Combinando la última ecuación con las ecuaciones $p = mv$ y $E = mc^2$ se obtiene,

$$v = \frac{E}{p} = \frac{E/c}{E/c} = c$$

es decir, que una partícula con masa en reposo nula solo se puede mover a la velocidad de la luz y nunca puede estar en reposo en un sistema inercial.

⁷Definiremos el concepto de *fotón* más adelante, en el punto 2.2.1.

1.3.4. **Principio de conservación de la masa y la energía**

Se ha dicho anteriormente que uno de los principios fundamentales de la Física es la conservación del momento lineal. Pues bien, otro de los principios fundamentales es el de la conservación de la energía en un sistema aislado.

Hemos visto que la **energía total relativista**, de una partícula es,

$$E = m_0 c^2 + \Delta m c^2$$

Al estar incluida la variación de la masa en la ecuación de la energía, el principio de conservación de la energía debe ser reformulado para incluir a la masa como una forma más de energía. El nuevo principio se denomina **principio de conservación de masa-energía** y su enunciado es el siguiente:

La masa puede transformarse en una cantidad equivalente de energía y viceversa.

La energía relativista total de un sistema físico aislado permanece constante.

Este principio se ha comprobado experimentalmente en múltiples ocasiones con resultados satisfactorios.

Una aplicación importante del principio que prueba su validez se da en la reacciones de fisión que se dan en los reactores nucleares que generan energía eléctrica. Una reacción de fisión típica consiste en bombardear un núcleo de ^{235}U con un neutrón, de modo que el núcleo de uranio se divide en dos núcleos de átomos más ligeros (^{91}Kr y ^{142}Ba) y genera una considerable cantidad de energía. Resulta que la masa del núcleo de uranio es mayor que la sumas de las masas de los núcleos de Kriptón y bario, y es este defecto de masa el que, de acuerdo con la ecuación $\Delta E = \Delta m c^2$, genera la energía que se obtiene en una central nuclear.

2. INTRODUCCIÓN A LA MECÁNICA CUÁNTICA

La Física cuántica nos permite comprender el comportamiento de las partículas atómicas, que es muy diferente del que tienen los cuerpos de tamaño “normal”. Las leyes de Newton son la base de la Física clásica e iniciaron la primera revolución científica; la teoría de la Relatividad y la Mecánica cuántica han producido la segunda revolución científica.

A finales del siglo XIX los científicos creían que la Física estaba prácticamente completada. Las leyes de la Mecánica clásica y las del Electromagnetismo parecían suficientes para explicar todos los fenómenos físicos conocidos. La imagen que se tenía del Universo parecía concluyente: la Mecánica clásica explica los movimientos, la luz tiene naturaleza ondulatoria y la materia está formada por partículas. Sin embargo, pronto se vio que el Universo es mucho más complejo.

A finales del siglo XIX y a principios del XX se produjeron descubrimientos y se realizaron experimentos que ponen de manifiesto la insuficiencia de la Física clásica. Los más relevantes son los siguientes:

- La radiación emitida por el cuerpo negro en función de la temperatura.
- El comportamiento de la radiación electromagnética en el efecto fotoeléctrico.
- Los espectros discontinuos que muestran los elementos cuando interaccionan con la radiación electromagnética.

Más adelante, durante la primera mitad del siglo XX, se vio que la Física clásica da resultados insatisfactorios cuando se aplica a cuerpos que se mueven a velocidades no despreciables frente a la de la luz, a partículas subatómicas o a cuerpos sometidos a grandes campos gravitatorios.

2.1. Radiación del cuerpo negro. Cuantización de la energía

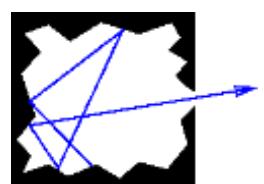
2.1.1. Radiación térmica del cuerpo negro

Sabemos que los cuerpos emiten radiación electromagnética a causa de su temperatura, lo que recibe el nombre de **radiación térmica**. Solo cuando la temperatura del objeto es suficientemente elevada emite radiación que podemos ver, como por ejemplo una lámpara de incandescencia. Si la temperatura es más baja, la radiación emitida está en la zona del infrarrojo del espectro, que no somos capaces de visualizar.

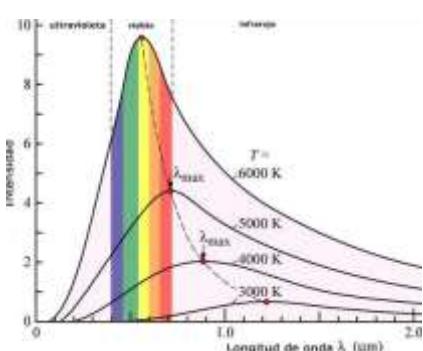
Los cuerpos también absorben radiación. Si un cuerpo está más caliente que su entorno, emite más radiación que la que recibe y tiende a enfriarse, y viceversa. Cuando se alcanza el equilibrio térmico (o sea, cuando la temperatura del cuerpo se iguala con la del entorno), el cuerpo absorbe la misma cantidad de radiación que la que emite.

Un **cuerpo negro** es aquel en el que la radiación térmica emitida solo depende de su temperatura. Por supuesto que no existe tal objeto, es un cuerpo ideal.

Podemos acercarnos mucho a un cuerpo negro si practicamos una cavidad dentro de un cuerpo metálico (ver figura) y mantenemos la temperatura de las paredes de la cavidad a una temperatura uniforme. De este modo, cuando la radiación térmica atrapada en la cavidad alcanza el equilibrio térmico con los átomos de las pa-



redes, la cantidad de energía que emiten estos átomos por unidad de tiempo es la misma que la que absorben de la cavidad. Si perforamos un pequeño orificio en el cuerpo para que pueda escapar una pequeña muestra de la radiación de la cavidad, podemos examinarla. Los experimentos muestran que tiene un espectro muy sencillo que depende únicamente de la temperatura de las paredes. El agujero aparece muy brillante (más que el propio cuerpo) cuando la temperatura del cuerpo es muy alta, de modo que una buena parte de la intensidad⁸ de la radiación emitida está en la zona visible del espectro. Pero se ve completamente negro cuando la intensidad de la radiación es despreciable en la zona visible del espectro; por tal razón la radiación que sale de la cavidad se llamó **radiación del cuerpo negro**.



La figura muestra la distribución de intensidades de la radiación que sale de la cavidad para cuatro temperaturas distintas. Se ve que, al aumentar la temperatura del cuerpo, el máximo de intensidad se desplaza hacia longitudes de onda más cortas (o sea, a frecuencias más elevadas) y que a 6000 K el máximo de intensidad está dentro del espectro visible, lo que justifica que un metal caliente se vea primero rojo y después amarillo, a medida que aumenta su temperatura.

De acuerdo con la Física clásica, la intensidad de la radiación debe aumentar a medida que disminuye la longitud de onda. Sin embargo, la gráfica experimental muestra que a cada temperatura se alcanza un máximo de intensidad para una longitud de onda determinada, de modo que para longitudes de onda más cortas la intensidad de la radiación disminuye. Este hecho, inexplicable desde la Física clásica, pasó a llamarse “catástrofe del ultravioleta” porque no podía explicar el descenso observado en la intensidad de la radiación a longitudes de onda menores que la de la luz ultravioleta.

2.1.2. Hipótesis de Planck

En el año 1900 el físico alemán Max Planck (1858-1947) encontró una fórmula que reproduce sorprendentemente bien la gráfica de la intensidad de la radiación del cuerpo negro para todas las longitudes de onda. Supuso que los átomos que forman la pared de la cavidad se comportan como osciladores minúsculos, cada uno con una frecuencia de oscilación característica, de modo que irradian energía a la cavidad y absorben energía de ella. Para deducir su fórmula tuvo que hacer una suposición revolucionaria en su época, conocida como **hipótesis de Planck**:

La cantidad de energía de radiación ΔE que un oscilador atómico puede absorber o emitir en un solo proceso es directamente proporcional a su frecuencia natural de oscilación; es decir,

$$\Delta E = hf$$

donde f es la frecuencia natural del oscilador y h la constante de Planck cuyo valor es $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$, que es la misma para todos los osciladores. El hecho de que los osciladores solo puedan absorber o emitir energía en cantidades discretas recibe el nombre de **cuantización de la energía**; la consecuencia de ello es que la energía de un oscilador de frecuencia natural de oscilación f solo puede ser,

⁸Recuerda que la intensidad de una onda en un punto se define como la energía que llega a ese punto por unidad de tiempo y de área perpendicular a la dirección de propagación.

$$E = nhf$$

donde n es un número natural. Es decir, la energía de los osciladores atómicos está cuantizada.

La energía que un oscilador puede absorber o emitir en un solo proceso recibió el nombre de **cuanto de energía**. Más adelante, en 1905, cuando Einstein lo utilizó para explicar el efecto fotoeléctrico, pasó a denominarse **fotón**.

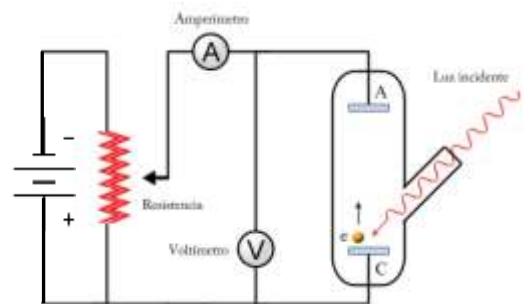
La radiación del cuerpo negro solo puede explicarse de forma satisfactoria si **la energía de los osciladores está cuantizada**.

2.2. Efecto fotoeléctrico. Cuantización de la radiación

2.2.1. Descripción e incompatibilidades con la Física clásica

El **efecto fotoeléctrico** consiste en la emisión de electrones por una superficie metálica cuando incide sobre ella luz de frecuencia suficientemente elevada. Los electrones emitidos reciben el nombre de **fotoelectrones**.

La figura muestra un aparato típico empleado en el estudio del efecto fotoeléctrico. La luz de frecuencia f incide en sobre la superficie metálica C y, si la frecuencia es lo suficientemente alta, expulsa electrones de la superficie. Si aplicamos una diferencia de potencial V entre A y C de modo que $V = V_A - V_C > 0$, los electrones aceleran en el sentido de C a A . Si la magnitud de la diferencia de potencial es la apropiada, todos estos electrones alcanzan la placa A y podemos medirlos como una corriente de intensidad i .



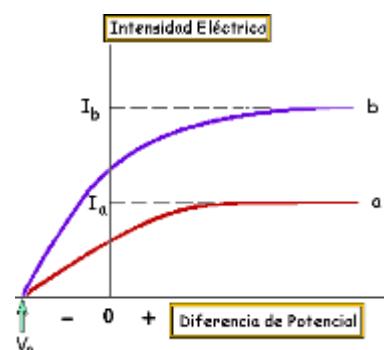
Los físicos W. Hallwachs y P. Lenard estudiaron las características del efecto fotoeléctrico, comprobando que:

- La emisión de fotoelectrones ocurre solo para frecuencias de luz mayores que una determinada, denominada *frecuencia de corte*, que es característica de cada metal. Sin embargo, la teoría ondulatoria de la luz predice que la emisión debería producirse siempre que la intensidad de la misma fuera la suficiente.
- La energía cinética de los fotoelectrones emitidos es independiente de la intensidad de la luz incidente. De acuerdo con la teoría ondulatoria, la energía cinética debería aumentar con la intensidad de la luz incidente.
- Los fotoelectrones se emiten de forma instantánea a la llegada de la luz. Pero, según la teoría ondulatoria, la energía de la luz llega de manera continua y se los fotoelectrones deberían tardar un tiempo antes de ser emitidos.

2.2.2. Interpretación de Einstein

La figura muestra la intensidad de corriente que circula por el dispositivo de la figura anterior en función de la diferencia de potencial V aplicada entre A y C , para dos intensidades de luz (a y b) diferentes. La intensidad de corriente es mayor en la curva b porque aquí la intensidad de la luz es mayor.

Cuando $V = V_A - V_C > 0$ y suficientemente grande, todos los fotoelectrones alcanzan la placa A y la intensidad de corriente se mantiene constante aunque aumente la diferencia de potencial.



temos el valor de V . Si $V=0$, la corriente disminuye pero no se anula porque una parte de los fotoelectrones salen de C con una velocidad distinta de cero y llegan a A . Esto es así porque no todos los fotoelectrones necesitan la misma energía para escapar del metal.

Si hacemos $V=V_A-V_C < 0$, la diferencia de potencial actúa ahora como freno y la corriente va menguando. Cuando $V=V_0 < 0$ el potencial de frenado alcanza el valor crítico en el que la corriente cae a cero, sea cual sea la intensidad de la luz incidente, como muestra la figura de la página anterior. La aplicación de la conservación de la energía (como vimos en el tema 5.1) cuando $V=V_A-V_C=V_0 < 0$ conduce a,

$$E_m = cte \Rightarrow E_c(C) + E_p(C) = E_c(A) + E_p(A) \Rightarrow E_c(C) = E_c(A) + [E_p(A) - E_p(C)]$$

pero $E_p = qV$, por lo que,

$$E_p(A) - E_p(C) = q_e V_A - q_e V_C = q_e (V_A - V_C) = q_e V_0$$

donde q_e es la carga del electrón. Por otro lado $E_c(C) = 0$ porque ningún electrón llega al electrodo C y, además, $E_c(C) = E_{c,max}$ porque ésta es la energía cinética de los electrones más energéticos (los que necesitan menos energía para escapar del metal), que son los electrones que están a punto de llegar a C . Combinando las cuatro últimas ecuaciones llegamos a,

$$E_{c,max} = q_e V_0$$

que permite hallar $E_{c,max}$ de forma experimental.

En 1905 Einstein hizo una suposición sorprendente acerca de la naturaleza de la luz para explicar el efecto fotoeléctrico. Supuso que cuando un haz luz de frecuencia f interacciona con la materia se comporta como un chorro de partículas, de masa en reposo cero y sin carga eléctrica, a las que se llamó **fotones**, de modo que la energía de un solo fotón está dada por la fórmula de Planck; es decir,

$$E = hf$$

La energía mínima necesaria para extraer un electrón de la superficie metálica (W_{ext}) se denomina **trabajo de extracción** y depende del tipo de material. Si iluminamos la superficie metálica con fotones de energía E , de modo que,

$$E > W_{ext}$$

el fotón extrae un electrón del metal y la energía que le sobra aparece como energía cinética del electrón, por lo que se tiene que cumplir que,

$$E = W_{ext} + E_{c,max}$$

como la energía del fotón es $E = hf$, la ecuación se puede expresar,

$$hf = W_{ext} + E_{c,max} \quad (1)$$

que es la ecuación de Einstein del efecto fotoeléctrico.

Si la energía del fotón, $E_0 = hf_0$, es igual a W_{ext} , tenemos que $hf_0 = W_{ext}$ y la ecuación anterior se puede escribir así,

$$hf = hf_0 + E_{c,max} \Rightarrow E_{c,max} = h(f - f_0)$$

como se cumple que $c = \lambda f \Rightarrow \lambda = c/f$, al combinar con la última ecuación,

$$E_{c,max} = hc \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right)$$

donde f_0 y λ_0 reciben el nombre de **frecuencia umbral** y **longitud de onda umbral** respectivamente.

La interpretación de Einstein del efecto fotoeléctrico explica perfectamente los tres hechos que no puede explicar la teoría ondulatoria clásica:

- La emisión de fotoelectrones para frecuencias mayores que la de corte se explica porque para extraer un electrón es necesario que $hf \geq W_{ext}$, lo que requiere que la frecuencia de la luz sea $f \geq W_{ext}/h = f_0$.
- Aplicando la ecuación (1) se obtiene que $E_{c,max} = hf - W_{ext}$, que pone de manifiesto que la energía cinética de los fotoelectrones depende de la frecuencia de la luz incidente, pero no de su intensidad.
- Los fotoelectrones se emiten de forma instantánea porque éstos absorben los fotones en el instante de ser iluminados.

El efecto fotoeléctrico solo puede explicarse satisfactoriamente si **la energía de la radiación electromagnética está cuantizada**.

2.3. La Mecánica cuántica.

2.3.1. Dualidad onda-corpúsculo. Hipótesis de De Broglie.

Las propiedades corpusculares de la luz (que es una onda), puestas de manifiesto en los efectos fotoeléctrico y de Compton⁹, llevaron al físico francés Louis De Broglie a pensar que pudiera darse la situación recíproca; es decir, que una partícula material, tal como el electrón, presentase propiedades ondulatorias.

En la Introducción a la Física relativista vimos una ecuación que relaciona la energía de una partícula con masa en reposo nula, como el fotón, con su momento lineal, que es $E = pc$. Por otro lado, la energía de un fotón en función de su frecuencia es $E = hf$. Igualando las dos expresiones,

$$pc = hf \Rightarrow f = pc/h$$

y recordando que $c = \lambda f \Rightarrow f = c/\lambda$, llegamos a,

$$c/\lambda = pc/h \Rightarrow \lambda = h/p$$

que relaciona una propiedad ondulatoria de la radiación (la longitud de onda) con una propiedad propia de las partículas (el momento lineal).

De Broglie sugirió que la misma ecuación relaciona las propiedades de partícula y de onda de la materia. Para una partícula de masa m y velocidad v se tiene que $p = mv$, por lo que,

$$\lambda = h/p = h/mv \quad (3)$$

Las ondas de De Broglie no son ondas electromagnéticas ni mecánicas. Inicialmen-

⁹ El efecto Compton consiste en el aumento de la longitud de onda de una radiación de rayos X al ser dispersada por los electrones del material sobre el que incide.

te las denominó **ondas de materia** y su naturaleza quedó establecida con la **interpretación probabilística** de la materia que da la Mecánica cuántica, que veremos más adelante.

Para objetos macroscópicos, como una canica, resultan longitudes de onda indetectables; pero en las partículas subatómicas, sobre todo en los electrones, las longitudes de onda de De Broglie son muy grandes en relación a su tamaño. Los aspectos ondulatorios de las partículas subatómicas pudieron detectarse pronto: en 1927 el físico norteamericano C. J. Davisson observó un patrón de difracción de electrones en un cristal de níquel (análogo al obtenido por una onda al atravesar una abertura circular de tamaño similar a su longitud de onda), como se ve en la figura, lo que prueba su naturaleza ondulatoria. Los experimentos prueban que la longitud de onda deducida de los patrones de difracción concuerda con la obtenida con la fórmula de De Broglie.



2.3.2. Principio de indeterminación de Heisenberg

Estamos acostumbrados a resolver problemas en los que calculamos la posición y la velocidad de las partículas en movimiento. Desde el punto de vista clásico, podríamos medir estas magnitudes con una precisión que solo está limitada por las características del aparato de medida utilizado.

Al estudiar el problema a nivel de partículas subatómicas, nos encontramos con que el doble carácter corpuscular y ondulatorio de las partículas impide que podamos conocer con precisión y al mismo tiempo su posición y su momento lineal (y por lo tanto, su velocidad). Es una imposibilidad intrínseca del sistema, por lo que no se resuelve con aparatos de medida más precisos.

Este hecho fue recogido por Werner Heisenberg en 1927 cuando enunció el **principio de indeterminación o incertidumbre**, que se aplica a la posición y al momento lineal por un lado y a la energía y al tiempo por otro.

Es imposible conocer simultáneamente y con exactitud la posición y el momento lineal de una partícula; el producto de las indeterminaciones es,

$$\Delta x \Delta p \geq h/2\pi \quad (4)$$

donde Δx y Δp representan, respectivamente, las indeterminaciones de la posición y del momento lineal en la dirección de un eje coordenado.

Es imposible conocer simultáneamente y con exactitud la energía de una partícula y el intervalo de tiempo en el que permanece en ese estado de energía; el producto de las indeterminaciones es,

$$\Delta E \Delta t \geq h/2\pi$$

donde ΔE y Δt representan las indeterminaciones de la energía y del tiempo.

2.3.3. Mecánica cuántica u ondulatoria

Para comprender un sistema físico es necesario disponer de una teoría matemática que nos permita predecir su evolución. Si se trata de un sistema de cuerpos macroscópicos, la Mecánica clásica nos proporciona leyes que permiten describir su movimiento. Cuando el sistema está formado por partículas subatómicas se necesita una teoría coherente con la dualidad onda-corpúsculo de la materia; esto es, con su naturaleza ondulatoria, y con el principio de indeterminación. Este for-

malismo matemático recibe el nombre de **Mecánica cuántica** y fue desarrollado durante las primeras décadas del siglo XX.

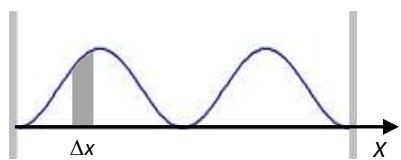
La dualidad onda-corpúsculo y el principio de indeterminación no nos permiten hablar de la trayectoria de una partícula en el mismo sentido que en la Mecánica clásica. Por ejemplo, no tiene sentido preguntar si los electrones se mueven en órbitas elípticas alrededor del núcleo de un átomo. Pero si no podemos hablar de trayectorias, ¿de qué otra manera podemos describir el movimiento?

La información para responder a esta pregunta es proporcionada por la onda asociada a la partícula, que recibe el nombre de **campo de materia**. Para obtener tal información nos guiamos por nuestros conocimientos de las ondas, a pesar de que el campo de materia no es una onda en el mismo sentido que una onda sonora o electromagnética.

Nos vamos a centrar en el caso particular, pero extremadamente importante, de partículas confinadas en una región del espacio que mantienen su energía total constante, como puede ser un electrón en un estado estacionario de un átomo. La situación análoga en el movimiento ondulatorio la presentan las ondas estacionarias, tal como las ondas en una cuerda tensa sujetas por los dos extremos. Recorremos que, en una onda estacionaria, la amplitud de la onda es fija en cada punto del espacio (esto es, es independiente del tiempo) pero cambia de un punto a otro. En los puntos en los que la amplitud es mayor, la onda es más intensa.

Así pues, parece razonable expresar el campo de materia asociado a una partícula confinada en una región del espacio mediante una onda estacionaria localizada en esa región. Designemos por $|\Psi(x, y, z)|$ a la amplitud del campo de materia que, por razones históricas, recibe el nombre de **función de onda**. La función se reduce a $|\Psi(x)|$ en el caso de un movimiento unidimensional a lo largo del eje OX del sistema de coordenadas.

La intensidad de una onda (estacionaria o progresiva) es proporcional al cuadrado de la amplitud; por lo tanto, la intensidad del campo de materia viene expresada por $|\Psi(x, y, z)|^2$. Como el campo de materia describe el movimiento de una partícula, podemos afirmar que las regiones del espacio en las que es más probable encontrar a la partícula son aquellas en las que el cuadrado de la función de onda es grande. Por ejemplo, la figura muestra la representación gráfica de $|\Psi(x)|^2$ para una partícula atrapada en una caja unidimensional orientada en el eje OX . La probabilidad de encontrar a la partícula en algún lugar de la caja es 1 (certeza) porque está dentro de ella. Así pues, si al área encerrada bajo toda la curva le asignamos el valor de 1, el área sombreada representa la probabilidad de que partícula se encuentre en el intervalo Δx .



3. FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

3.1. El núcleo atómico. La radiactividad.

3.1.1. Historia. Tipos de radiación.

En 1886, el físico francés Henry Becquerel, de manera fortuita, descubrió que un mineral de uranio (la pechblenda) emite una “radiación” desconocida, que es capaz de impresionar papel fotográfico protegido de la luz solar. Este hecho también sucede con los denominados rayos X¹⁰, descubiertos por Wilhelm Rögen en 1895.



María Skłodowska (1867-1934)

Becquerel comprobó que esta “radicación” puede ser desviada con campos magnéticos y que la desviación no depende del estado físico del mineral ni de que esté disuelto en una disolución ácida. Además, parte de la radiación está compuesta por partículas negativas, que en el año 1900 se identificaron como electrones y que ya habían sido postulados y descritos anteriormente por J. J Thompson.

En 1898, el físico francés Pierre Curie y su esposa polaca María Skłodowska descubrieron dos elementos más de la tabla periódica que emiten “radiación”: el polonio y el radio. Dieron el nombre de **radiactividad** a la “radiación” emitida por cualquier sustancia (elemento o compuesto). Y comprobaron que la intensidad de la radiactividad es proporcional a la cantidad de sustancia radiactiva, por lo que **resulta razonable pensar que tiene su origen en el interior de los átomos**.

Entre 1899 y 1906, el físico neozelandés Ernest Rutherford confirmó la existencia de tres tipos de radiación a las que denominó **alfa, beta y gamma**, cada una con características propias.

La **radiación alfa** (α) está formada por núcleos de helio (átomos de helio que han perdido sus dos electrones y, por lo tanto, tienen dos cargas netas positivas). Su energía está entre 4 y 9 MeV. Tienen escaso poder penetrante y son frenados por unos centímetros de aire o una hoja de papel; sin embargo, son muy ionizantes, por lo que arrancan electrones a otros átomos.

La **radiación beta** (β) está formada por electrones de alta energía (≈ 1 MeV). Tienen mayor poder penetrante que la radiación alfa; puede atravesar varios metros de aire y precisa al menos de una lámina de papel de aluminio para ser detenida. La masa de los electrones es unas ocho mil veces menor que la de los núcleos de helio y por ello son mucho menos ionizantes que los rayos alfa.

La **radiación gamma** (γ) es una radiación electromagnética de mayor energía que los rayos X (entre 2 y 3 MeV). Tiene un gran poder penetrante y necesita al menos de un espesor de 1 m de hormigón o 1 cm de plomo para ser detenida. Ioniza de forma indirecta, ya que produce electrones muy energéticos en los átomos en los que impacta que, a su vez, ionizan otros átomos.

3.1.2. El núcleo atómico y las emisiones radiactivas. Leyes

Rutherford y sus ayudantes utilizaron la radiactividad para bombardear el átomo. En 1910, como consecuencia de los resultados de sus experimentos con partículas

¹⁰Se llamaron así porque se desconocía su naturaleza.

alfa, propuso un modelo del átomo con las siguientes características:

- Existe un núcleo muy pequeño con la práctica totalidad de la masa de átomo, que contiene un número Z de partículas (llamado **número atómico**), denominadas **protones**, con carga eléctrica positiva.
- La corteza atómica o parte exterior del átomo contiene a los **electrones**, con carga negativa y distribuidos en capas, que giran en órbitas circulares alrededor del núcleo.

Aunque a partir de entonces quedó claro de dónde procedían las emisiones radiactivas; el bombardeo de Berilio con partículas alfa origina una “radiación” cuya energía no se puede justificar como radiación electromagnética. En 1932 el físico inglés J. Chadwick propuso que esa radiación es en realidad un flujo de partículas sin carga eléctrica, procedentes del núcleo, a las que denominó **neutrones**, con una masa algo mayor a la de los protones.

Se denominan **nucleones** tanto a los protones como a los neutrones y se define el **número másico** (A) de un núcleo a la suma del número de sus protones (Z) y de sus neutrones (N); es decir,

$$A = Z + N$$

Un núcleo X cualquiera se representa con la notación ${}_Z^AX$.

Las emisiones radiactivas se explican con ayuda de la Mecánica cuántica:

- **Emisión alfa.** Las partículas α escapan de un núcleo pesado venciendo una “barrera de potencial” de unos 25 MeV creada por las fuerzas nucleares de atracción. Esta barrera es aparentemente insalvable dado que las energías de las partículas α emitidas no superan los 9 MeV. En 1928 el físico ruso George Gamow dio una explicación: las partículas escapan de la barrera de potencial gracias al **efecto túnel**.
- **Emisión beta.** El núcleo emite un electrón; sin embargo, no hay electrones en el mismo. En realidad esta desintegración supone la conversión de un neutrón en un protón y un electrón que abandona el núcleo inmediatamente después de crearse.

La explicación de la emisión beta supuso un importante reto para la Física, ya que aparentemente incumple los principios de conservación (energía, momento lineal y momento angular). Fue necesario postular la emisión de una partícula desconocida hasta entonces, el **antineutrino** ($\bar{\nu}$), para resolverlo.

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

- **Emisión gamma.** Su explicación presenta menos problemas teóricos. Conforme a la teoría cuántica, igual que en la corteza electrónica, los núcleos de los átomos también poseen estados cuantizados de energía. El paso de un núcleo desde un estado excitado a su estado fundamental conlleva la emisión de fotones muy energéticos (entre 2 y 3 MeV) que reciben el nombre de **rayos gamma**.

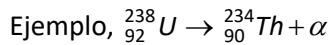
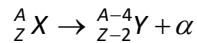
Las tres **leyes de las emisiones radiactivas**, denominadas **leyes del desplazamiento radiactivo**, son las siguientes:

- Cuando un núcleo X emite una partícula α , se convierte en otro Y con cuatro

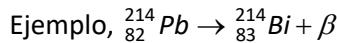
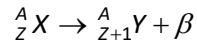


E. Rutherford (1871-1937)

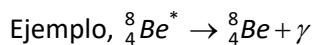
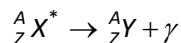
unidades menos de número másico y dos unidades menos de numero atómico; es decir,



- Cuando un núcleo X emite una partícula β , se convierte en otro Y de igual número másico y cuyo número atómico es una unidad mayor; es decir,



- Cuando un núcleo X emite radiación γ , modifica la energía de su núcleo pero no varía el número de sus nucleones; por lo tanto no cambia el elemento. Un núcleo previamente excitado (X^*) vuelve a su estado fundamental emitiendo fotones gamma.



3.1.3. Desintegración radiactiva. Magnitudes características

En una muestra de material radiactivo compuesto inicialmente por N_0 núcleos, la cantidad de éstos va disminuyendo con el tiempo debido a que parte de ellos se va desintegrando. Supongamos que en un instante particular t quedan sin desintegrar N núcleos; entonces, si en un intervalo de tiempo infinitesimal dt se desintegran dN núcleos, la velocidad desintegración en el instante t viene dada por la derivada de N respecto a t ; es decir,

$$v = dN/dt \quad (1)$$

que es menor que cero porque el número de núcleos disminuye con el tiempo. Dado el carácter estadístico del proceso¹¹, la velocidad de desintegración en el instante t tiene que ser directamente proporcional al número de núcleos N que hay en t ; o sea,

$$-\frac{dN}{dt} \propto N \Rightarrow \frac{-dN/dt}{N} = \lambda \Rightarrow \frac{dN}{dt} = -\lambda N \Rightarrow \frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (2)$$

donde el signo menos es necesario porque en la 1^a ecuación $dN/dt < 0$ y $N > 0$; λ es la constante de proporcionalidad llamada **constante de desintegración**. Su unidad es el s^{-1} y está relacionada con la probabilidad de que un determinado núcleo radiactivo se desintegre.

Si en el instante inicial $t_0 = 0$ tenemos N_0 núcleos y en un instante posterior t quedan sin desintegrar N núcleos, tenemos al integrar la ecuación (2) que,

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = \int_0^t -\lambda dt \Rightarrow [\ln N]_{N_0}^N = -\lambda [t]_0^t \Rightarrow \ln N - \ln N_0 = -\lambda t \Rightarrow \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

Ahora bien, teniendo en cuenta que $\ln x = y \Rightarrow x = e^y$, podemos escribir la última expresión como,

¹¹Que involucra un número elevadísimo de partículas.

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t} \Rightarrow N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

Ecuación que también se puede expresar en función del número de moles (n) y de la masa de la muestra (m). En efecto, sabemos que $n=N/N_A$, donde N_A es el número de Avogadro¹², por lo que si dividimos la ecuación (3) por N_A obtenemos,

$$n = n_0 e^{-\lambda t} \quad (4)$$

donde n_0 y n , representan, respectivamente, el número de moles en el instante inicial y en el instante t .

Finalmente, como $n=m/M$, donde M es la masa molar de la muestra, deducimos al dividir la expresión (4) por M que,

$$m = m_0 e^{-\lambda t} \quad (5)$$

donde m_0 y m , representan, respectivamente, la masa en el instante inicial y en el instante t .

Las magnitudes características de la desintegración radiactiva son:

- **Periodo de semidesintegración ($t_{1/2}$)**, también llamado **semivida**, es el tiempo que tardan N_0 núcleos en reducirse a la mitad (ver figura); es decir el tiempo que tiene que transcurrir para que $N=N_0/2$.

Entonces combinando la última ecuación con la (3) obtenemos que,

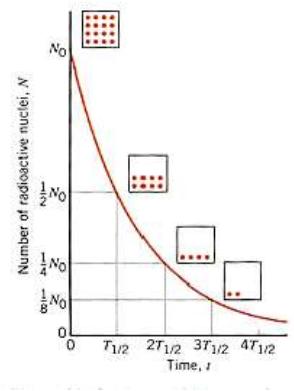
$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \Rightarrow 2 = e^{\lambda t_{1/2}} \Rightarrow \ln 2 = \lambda t_{1/2} \Rightarrow t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

- **Vida media (τ)** de una muestra radiactiva es el tiempo promedio de vida de los núcleos presentes. Cumple la relación $\tau=1/\lambda$.

Para entender la ecuación supongamos que en una caja con 20 bolas numeradas desaparecen 2 cada segundo y que, una vez suprimidas, se reponen inmediatamente; es evidente que el tiempo que ha de transcurrir para que desaparezcan 20 bolas es $20/2=10$ s. Sin embargo, puede ocurrir que la bola número 10 haya desaparecido dos veces y que la bola 8 no lo haya hecho ninguna; así que lo único que podemos afirmar es que la "vida media" de cada bola es de 10 s.

Observa que si el número inicial de bolas en la caja es de 40 y desaparecen 4 cada segundo, llegamos al mismo resultado; es decir, que la vida media de cada bola es de 10 s. Esto es así porque el cociente entre el número de bolas (N) y la velocidad con que desaparecen (v) es igual en ambos casos: $N/v=20/2=40/4=10$; o sea, una constante que expresa la vida media de cada bola.

Los núcleos atómicos no se reponen cuando se desintegran; sin embargo, de acuerdo con las ec. (1) y (2), $|N/v|=1/\lambda=cte$, por lo que es válido el argumento anterior y se cumple que $\tau=1/\lambda$.



carbono-14	5.73×10^3 años
Potasio-40	1.25×10^9 años
Radón-222	3.8 días
Radio-226	1.6×10^5 años
Torio-230	7.54×10^4 años
Torio-234	24.1 días
Urano-235	7.0×10^9 años
Urano-238	4.46×10^9 años

Vidas medias de algunos isótopos

- **Actividad (A)** de una muestra radiactiva es el número de desintegraciones producidas por unidad de tiempo en un instante particular; por lo tanto, no es más que el valor absoluto de la velocidad de desintegración.

Conforme a la ecuaciones (1) y (3) tenemos,

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \left| \frac{d}{dt} (N_0 e^{-\lambda t}) \right| = \left| -\lambda N_0 e^{-\lambda t} \right| = \left| -\lambda N \right| = \lambda N$$

¹²Recuerda N_A expresa el número de partículas que hay en un mol de sustancia.

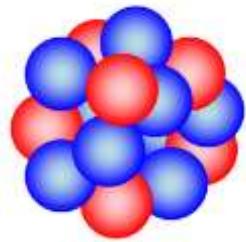
que, al ser $N > 0$ y $\lambda > 0$, se puede expresar como,

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N$$

Su unidad en el SI es el **Becquerel (Bq)** que se corresponde con 1 desintegración por segundo.

3.1.4. Energía de enlace

En el núcleo atómico los nucleones se agrupan de tal modo que la distancia entre ellos es del orden de 10^{-15} m (1 fermi o femtómetro), como se aprecia en la figura. A esta distancia la fuerza de repulsión entre los protones es muy grande y viene expresada por la ley de Coulomb.



Recreación del núcleo atómico

La fuerza gravitatoria entre los mismos protones es despreciable frente a la eléctrica (es unas 10^{36} menor). En consecuencia, para que los núcleos sean estables tiene que existir una tercera interacción que dé lugar a una fuerza muy intensa, de corto alcance y atractiva que supere a las fuerzas eléctricas de repulsión y mantenga unido al núcleo.

Al determinar con precisión las masas de los núcleos de los átomos con espectrógrafos de masas se observa que el valor obtenido es siempre inferior a la suma de las masas de los nucleones que lo forman; es decir, la masa real del núcleo es menor que la suma de las masas de sus protones y neutrones. Esta diferencia recibe el nombre de **defecto de masa** (Δm) y se obtiene del siguiente modo,

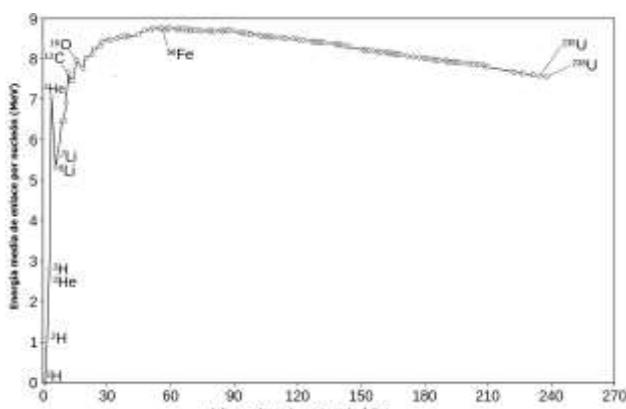
$$\Delta m = Z m_p + (A - Z) m_n - M$$

siendo m_p la masa del protón, m_n la del neutrón y M la del núcleo.

De acuerdo con la ecuación de Einstein (que vimos en Introducción a la Física relativa), la energía equivalente a este defecto de masa es,

$$E = \Delta m c^2$$

que recibe el nombre de **energía de enlace** o **energía de ligadura** del núcleo. Es la energía que se libera al formarse el núcleo a partir de los nucleones que lo forman; es la misma que la que hay que suministrar al núcleo para separar los nucleones que lo constituyen. Las energías de enlace son enormemente grandes; para los núcleos estables está comprendida entre 2,2 MeV para el deuterio (2H) y 1640 MeV para el $^{209}_{83}Bi$.



Un dato muy importante acerca de la estabilidad del núcleo es la **energía media de enlace por nucleón**, que se obtiene dividiendo la energía de enlace del núcleo entre el número de nucleones que contiene. Cuanto mayor sea la energía de enlace por nucleón, más estable será el núcleo. Las mayores se presentan para los números másicos comprendidos entre 40 y 100 aproximadamente, como se aprecia en la figura. El núcleo más estable es el del hierro-56, al que corresponde una energía de enlace por nucleón de 8,8 MeV.

Si un núcleo se divide en dos más ligeros (**fisión nuclear**) o si dos núcleos ligeros se unen para formar uno más pesado (**fusion**)

sión nuclear), se obtienen núcleos más estables (con mayor energía de enlace por nucleón) y se libera energía. La energía liberada es por fusión nuclear en las estrellas y por fisión nuclear en las centrales nucleares.

Observa en la figura de la página anterior que, en proporción, se libera mucha más energía en la fusión que en la fisión, puesto que la fusión tiene una pendiente mucho mayor.

3.1.5. Efectos de la radiación sobre los seres vivos

Los efectos biológicos de la radiación dependen de su energía y de los iones generados a su paso. Las radiaciones ultravioleta, rayos X y las debidas a la radiactividad son las más peligrosas (ver figura). Con frecuencia se subestiman los peligros de las radiaciones debido a que, excepto para dosis muy grandes, sus efectos más peligrosos solo se aprecian varios años después de haber estado expuesto a ellas. Dosis altas de radiación pueden producir cáncer y lesiones en los cromosomas con efectos genéticos negativos irreversibles. El daño causado es proporcional a la dosis recibida.

La radiación a la que están sometidos los seres vivos procede de la **radiactividad natural** (de materiales que componen la corteza terrestre y de las radiaciones que proceden del Sol y del espacio exterior, que constituyen la radiación cósmica) y la **artificial** (explosiones y reactores nucleares, usos médicos de fuentes radiactivas, etc.).

En el interior de los organismos de los seres vivos también existen elementos radiactivos incorporados por los alimentos, el agua y el aire. Los más importantes son el potasio-40, el radio-226, el radio-228 y el uranio-238. Al fumar, por ejemplo, se inhalan plomo-210 y polonio-210.

Aunque la unidad de actividad radiactiva en el SI es el **becquerel**, lo que realmente interesa son los efectos biológicos y físicos producidos por las radiaciones, y éstos dependen de las dosis de radiación recibidas. La unidad de dosis de radiación en el S.I. es el **sievert** (Sv) que se define como *la cantidad de cualquier radiación que produce el mismo efecto biológico que el causado por la absorción de un julio de rayos X por kilogramo de materia orgánica*.

Un sievert equivale a 100 **rem** que es otra unidad de radiación muy usada. Según la reglamentación española, la dosis máxima admisible para personas profesionalmente expuestas a la radiación es de 5 **rem/año**, y de 0,5 **rem/año** para la población en general.

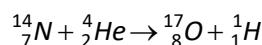


Señal de una fuente radiactiva

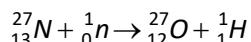
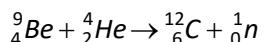
3.2. Reacciones nucleares. Fisión y fusión

3.2.1. Reacciones nucleares. Fisión y fusión

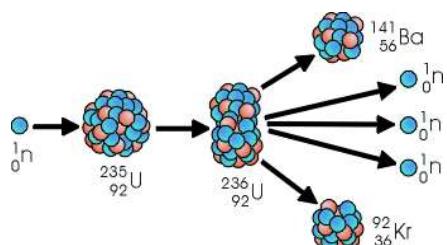
Las **reacciones nucleares** son aquellas en las que intervienen núcleos atómicos. Generalmente se producen al bombardear un núcleo con otros de menor tamaño y gran velocidad o con partículas subatómicas. La primera reacción nuclear se debe a Rutherford, en 1919, al bombardear nitrógeno-14 con partículas alfa,



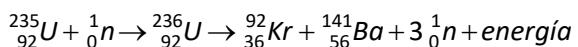
En estas reacciones se conservan los números atómicos y másicos. Otros ejemplos de reacciones nucleares son,



La **fisión nuclear** consiste en la división de un núcleo en otros dos más ligeros; éstos son más estables porque tienen mayores energías de enlace por nucleón, como refleja la tabla de la página anterior, y por lo tanto en el proceso se libera energía.

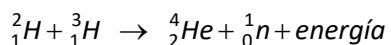


Los núcleos no se dividen fácilmente. Se consiguió por primera vez en 1938 al observar que cuando el ${}^{235}_{92}U$ se bombardea con neutrones lentos ($\approx 0,03$ MeV de energía), se convierte en el núcleo inestable ${}^{236}_{92}U$ que inmediatamente se divide en dos fragmentos de números atómicos comprendidos entre 30 y 63, liberándose energía y nuevos neutrones; por ejemplo (ver figura),

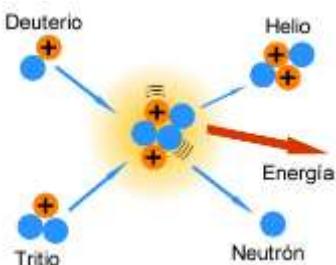


La energía liberada se debe a la diferencia de masas entre los productos iniciales y finales de la reacción nuclear. En este caso las energías de enlace por nucleón de los núcleos son: ${}^{235}_{92}U$ ($\approx 7,5$ MeV); ${}^{92}_{36}Kr$ ($\approx 8,7$ MeV) y ${}^{141}_{56}Ba$ ($\approx 8,3$ MeV); lo que supone una liberación de energía de 200 MeV por núcleo, millones de veces mayor que la energía que se desprende en una reacción de combustión con una masa similar de combustible. Más tarde se comprobó que isótopos de otros núcleos como el torio, plutonio y protactino eran fisionables utilizando electrones.

La **fusión nuclear** consiste en la unión de núcleos ligeros para formar otros más pesados; es el proceso inverso al de la fisión. Cuando se unen dos núcleos ligeros se obtiene otro más estable; es decir, con una energía de enlace por nucleón mayor, por lo que se libera energía. Por ejemplo (ver figura),

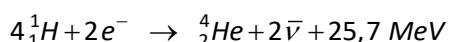


donde 1_1H y 3_1H son dos isótopos del hidrógeno denominados, respectivamente, **deuterio** y **tritio**. Esta reacción es la que se trata de obtener en los llamados *reactores nucleares de fusión*.



Las reacciones de fusión son muy difíciles de obtener con la tecnología actual, ya que para unir dos núcleos hay que vencer las fuerzas eléctricas de repulsión de los protones de los núcleos. Para conseguirlo, los núcleos deben chocar entre sí a velocidades muy altas, lo que requiere temperaturas de varios millones de grados. De momento solo se ha conseguido una fusión incontrolada (**bomba de hidrógeno**) mediante la explosión de una **bomba de fisión nuclear**.

La reacción de fusión del ejemplo anterior es la más sencilla de obtener en la Tierra. Las estrellas proporcionan energía gracias a procesos de fusión nuclear; la que se podría dar en nuestro Sol es la siguiente,



donde $\bar{\nu}$ es el símbolo de una partícula denominada **neutrino** que es sumamente ligera y que, por lo tanto, se mueve a velocidades cercanas a la de la luz.

3.2.2. Aplicaciones

Las aplicaciones más importantes de las reacciones de fisión y fusión son los *reactores nucleares*.

Un **reactor nuclear** es un dispositivo que controla el crecimiento de la reacción (si no fuera así, se tendría una bomba) generando una gran cantidad de energía. En esencia, un reactor nuclear utiliza el calor producido en la reacción nuclear para obtener vapor de agua a presión que, al expandirse en una **turbina**¹³ conectada a un alternador, produce una gran cantidad energía eléctrica.

Un **reactor nuclear de fisión** utiliza la fisión nuclear para obtener energía. Todas las centrales nucleares de producción de energía eléctrica están equipadas con reactores de fisión.

Los **reactores nucleares de fusión** utilizan la fusión nuclear para la obtención de energía. Actualmente, dada la complejidad del proceso y las altísimas temperaturas que se necesitan (varios millones de grados), están en fase de desarrollo. Sin embargo, si en un futuro próximo la tecnología es capaz de controlar el proceso de una forma segura, se podría afirmar que el problema de suministro de energía estaría resuelto. Los residuos de la fusión nuclear son mucho menos tóxicos que los de la fisión y la materia prima es abundante y barata.

3.2.3. Ventajas, desventajas y limitaciones de la energía nuclear

Ventajas:

- Es una energía limpia que no genera dióxido de carbono, por lo que no contribuye al efecto invernadero.
- Se trata de una de las fuentes más baratas de producción de electricidad.
- Por su bajo poder contaminante, las centrales nucleares frenan la lluvia ácida y la acumulación de residuos tóxicos en el medio ambiente.

Desventajas:

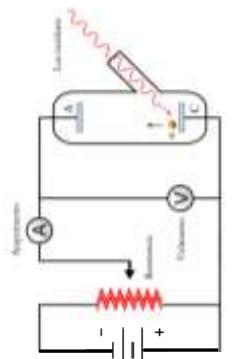
- El Urano es un recurso no renovable. En unos pocos años el uranio existente ya no será suficiente para abastecer a todas las centrales nucleares de fisión.
- No puede reemplazar a los combustibles fósiles, pues la cantidad de centrales nucleares que tendrían que construirse para eliminar las de carbón y petróleo es sencillamente imposible de llevar a la práctica.
- La minería de uranio es perjudicial para el ambiente, pues para producir 1 Kg de uranio hace falta remover 190.000 kg de Tierra.
- Residuos muy persistentes, tóxicos y de difícil almacenamiento.
- Desastres nucleares. No es posible afirmar que sean 100% seguras. A lo largo de los años han sucedido varios accidentes (Chernóbil, Fukushima) que hasta la fecha implican que la energía atómica representa un riesgo para la salud y seguridad de la población.

¹³Máquina que consiste en una rueda en el interior de un tambor provista de paletas curvas sobre las cuales actúa la presión de un fluido haciendo que ésta gire.

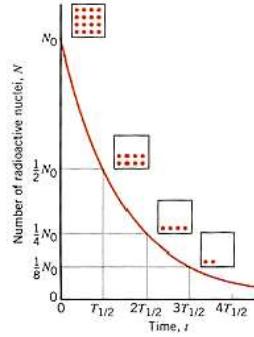
INTRODUCCIÓN A LA FÍSICA RELATIVISTA

	FÓRMULAS SELECTIVIDAD	UTILIZACIÓN
	Masa (m) de una partícula en movimiento: $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$	<ul style="list-style-type: none"> Relaciona la masa (m) de un cuerpo en movimiento con su masa en reposo (m_0). v representa la velocidad del cuerpo y c la de la luz. Si $v \ll c \Rightarrow m \approx m_0$
	Energía cinética (E_c) relativista: $E_c = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - m_0 c^2 = mc^2 - m_0 c^2 = \Delta mc^2$	<ul style="list-style-type: none"> Para hallar la energía cinética (E_c) de un objeto cuya velocidad no es despreciable frente a la de la luz (c) Nota que E_c puede ser considerada como una ganancia de masa (como todo tipo de energía).
	Energía (E_0) en reposo de una partícula: $E_0 = m_0 c^2$	<ul style="list-style-type: none"> Ecuación que expresa la masa de una partícula en reposo, que es la contenida exclusivamente en su masa.
	Energía (E) relativista total de una partícula: $E = m_0 c^2 + E_c = m_0 c^2 + \Delta mc^2 = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$	<ul style="list-style-type: none"> Ec. que permite obtener la energía relativista de una partícula (E) en función de m_0 y v. También permite hallar E si se conoce m.

INTRODUCCIÓN A LA MECÁNICA CUÁNTICA

	Relación entre la longitud de onda (λ) y la frecuencia (f) de cualquier onda (también del fotón): $c = \lambda f$	<ul style="list-style-type: none"> Ec que da la relación entre la frecuencia (f) y la longitud de onda (λ) de un fotón.
	Energía fotón (E): $E = hf \text{ donde } h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$	<ul style="list-style-type: none"> Ec. que expresa la energía (E) de un fotón en función de la frecuencia (f).
	Potencial frenado (V_0) fotoelectrones (de carga q_e): $E_{c,max} = q_e V_0$	<ul style="list-style-type: none"> Ec. que relaciona el potencial de frenado de los fotoelectrón. (q_e) con su energía cinética máxima ($E_{c,max}$)
	Trabajo extracción (W_{extr}) fotoelectrones: $E = W_{extr} + E_{c,max}$ $E = hf \Rightarrow hf = W_{extr} + E_{c,max}$	<ul style="list-style-type: none"> Ec. 1ª: relaciona la energía del fotón incidente (E) con el trabajo de extracción (W_{extr}) y la $E_{c,max}$. Ec. 2ª: relaciona la f del fotón con W_{extr} y $E_{c,max}$.
	Frecuencia (f_0) y longitud de onda (λ_0) umbrales del fotón en el trabajo de extracción: Si $E = E_0 = hf_0 = W_{extr} \Rightarrow E_{c,max} = h(f - f_0)$ (1) Como $\lambda = c/f \Rightarrow E_{c,max} = hc(1/\lambda - 1/\lambda_0)$ (2)	<ul style="list-style-type: none"> f_0 y λ_0 son los valores mínimos de f y λ que permiten la extracción de electrones. Salen con $E_c = 0$. E_0 es la E mínima que puede tener el fotón. Ec. (1) y (2) hallan $E_{c,max}$ en función de f ó λ.
	Hipótesis de De Broglie para partículas: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$	<ul style="list-style-type: none"> Ecuación que calcula la longitud de onda (λ) asociada a una partícula de masa m y velocidad v.

INTRODUCCIÓN A LA FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

	Relaciones químicas importantes: $n = \frac{N}{N_A}; \quad n = \frac{m}{M}$	<ul style="list-style-type: none"> Ec. 1ª: relaciona el nº de moles (n) de una sustancia con el nº de partículas (N) y el de Avogadro (N_A). Ec. 2ª: relaciona n con la masa (m) y la masa molar (M) de una sustancia.
	Desintegración radiactiva en función del nº de núcleos (N), el nº de moles (n) y la masa (m): $N = N_0 e^{-\lambda t}; \quad n = n_0 e^{-\lambda t}; \quad m = m_0 e^{-\lambda t}$	<ul style="list-style-type: none"> Ecuaciones para obtener el nº de núcleos (N), el nº de moles (n) o la masa (m) de una muestra radiactiva al cabo de un tiempo t. N_0, n_0 y m_0 son los valores iniciales de N, n y m. λ es la constante de desintegración.
	Periodo de semidesintegración ($t_{1/2}$), vida media (τ) y actividad (A) de una muestra radiactiva: $t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}; \quad \tau = \frac{1}{\lambda}; \quad A = \lambda N$	<ul style="list-style-type: none"> $t_{1/2}$: tiempo que tardan N_0 en reducirse a la mitad. τ: promedio de vida de los núcleos. A: nº de desintegraciones por unidad de tiempo en un instante t particular.