
Capítulo 2: El experimento de Franck- Hertz

En este capítulo se expondrán algunos conceptos teóricos preliminares relacionados con el experimento de Franck-Hertz, posteriormente se presentará el principio básico de funcionamiento de dicho experimento.

2.1 MODELO PLANETARIO

De acuerdo con el modelo de Rutherford, cada átomo posee un diámetro de alrededor de 10^{-10} m. El átomo consiste de un núcleo (con dimensiones aproximadas al orden de 10^{-14} m) alrededor del cual giran un número determinado de electrones, cada uno con una carga igual a $-e$, ocupando el resto del volumen del átomo.

El núcleo está compuesto por A partículas (donde A es el número de masa) denominadas nucleones, de las cuales un número de partículas Z son protones (Z es el número atómico), con una carga $+e$, y $N= A-Z$ partículas denominadas neutrones, las cuales no poseen carga eléctrica.

Por lo tanto, el núcleo posee una carga positiva de $+ Ze$. El número de electrones en cada átomo es igual al número de protones, por lo tanto, el átomo se considera un sistema eléctricamente neutro.

Sin embargo, bajo ciertas circunstancias un átomo puede ganar o perder algunos electrones, de tal forma que tenga una carga neta positiva o negativa, en este caso, a dicho átomo se le denomina ion.

En el modelo planetario dinámico ilustrado, el núcleo está esencialmente en reposo, con los electrones girando alrededor en órbitas circulares y elípticas.

Considere la estructura atómica del átomo de hidrógeno. La figura 2.1 muestra la situación más simple con un protón (de carga $+e$) en el centro y un electrón (de masa m y carga $-e$) girando alrededor del núcleo con movimiento circular uniforme.

La fuerza motora F es provista por la atracción electrostática de Coulomb entre el protón y el electrón.

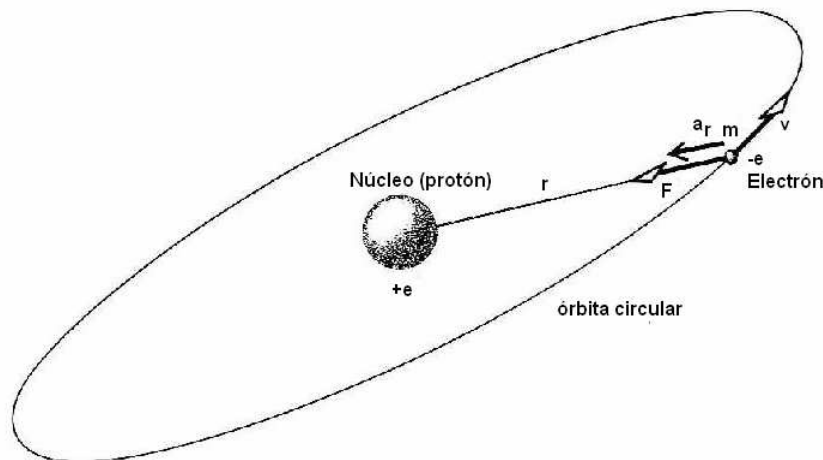


Figura 2.1 El modelo planetario del átomo del hidrógeno.

Esta es una fuerza central cuya magnitud está dada por:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} \dots\dots\dots (2.1)$$

donde r es el radio de la trayectoria circular del electrón.

De acuerdo con la segunda ley de Newton:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = ma_r \dots\dots\dots (2.2)$$

donde $a_r = v^2 / r$ es la relación centrípeta.

De la ecuación (2.2), la energía cinética del electrón se puede obtener de

$$K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \dots\dots\dots (2.3)$$

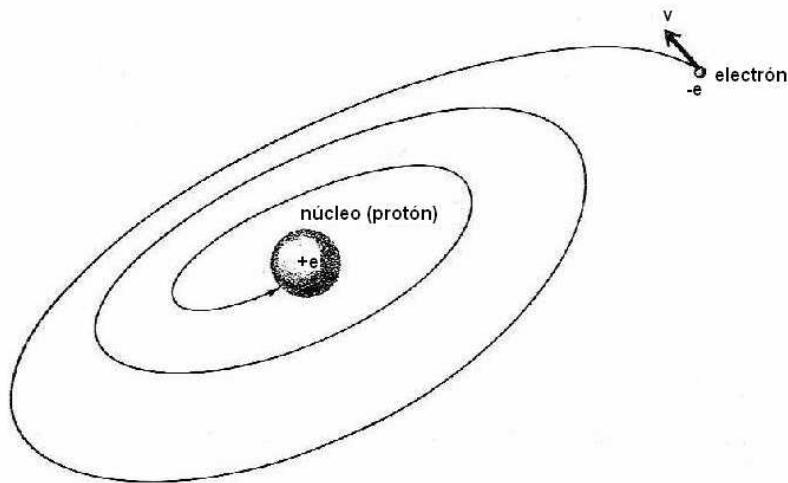


Figura 2.2 En el modelo planetario del átomo, el electrón describiría una espiral decreciente alrededor del núcleo hasta que ocurriera el colapso.

La energía potencial del sistema es

$$V = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \dots\dots\dots (2.4)$$

El signo menos indica que el sistema es de atracción y no de repulsión, ya que el electrón es atraído por el núcleo positivo. La energía total de este sistema es

$$E = K + V = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \dots\dots\dots (2.5)$$

La energía de enlace de un electrón se define como la mínima energía requerida para remover al electrón completamente del átomo o, en otras palabras, para ionizar el átomo.

Con trabajos experimentales se ha encontrado que la energía de enlace del átomo de hidrógeno es 13.6 eV; cuando este valor se sustituye por E en la ecuación (2.5), se puede encontrar el radio:

$$r_1 = 0.53 \times 10^{-10} m = 0.53 \text{ \AA} \dots \dots \dots (2.6)$$

Este valor de r_1 se llama radio de Bohr y concuerda con los valores obtenidos mediante otras técnicas experimentales.

La velocidad lineal v está relacionada a la frecuencia de revolución del electrón en su órbita por:

$$v = \omega r = 2\pi fr \dots \dots \dots (2.7)$$

Remplazando este valor en la ecuación (2.3), tenemos:

$$m(2\pi fr)^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \dots \dots \dots (2.8)$$

de la cual obtenemos

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mr^3}} \dots \dots \dots (2.9)$$

para el número de revoluciones por segundo efectuadas por un electrón en una órbita.

Usando el valor de r ya encontrado y los valores conocidos de e y m para el electrón obtenemos $f = 7 \times 10^{15}$ Hz, valor que también concuerda con los obtenidos por otros métodos.

Sin embargo, a pesar de estos logros iniciales, los físicos encontraron que este modelo planetario tenía que ser abandonado ya que, de acuerdo con la electrodinámica clásica:

- a) Una carga acelerada debe radiar energía electromagnética continuamente.
- b) La frecuencia de la radiación emitida debe ser igual a la frecuencia de revolución.

Por lo tanto, de acuerdo con este modelo, la energía total del átomo debería disminuir (hacerse más negativa), mientras que la frecuencia de rotación (ecuación 2.9) debe aumentar continuamente.

Un simple cálculo muestra que solo se requieren 10^{-6} s para que el átomo sufra un colapso. De acuerdo con este modelo, el espectro óptico del hidrógeno (así como los espectros de otros elementos) es continuo, y todos los átomos deberían desplomarse en corto tiempo.

Ambas conclusiones, desde luego, contradicen a la evidencia experimental; los átomos se han mostrado renuentes a desaparecer; aún más, los espectros ópticos de los gases muestran sólo frecuencias discretas (“líneas”) y no una distribución continua de frecuencia.

El modelo planetario pronto fue abandonado.

Espectros atómicos

La luz de descarga eléctrica a través de un tubo que contiene un gas monoatómico a baja presión, exhibe una serie de líneas características cuando se analiza por medio de un espectrómetro de prisma como se muestra en la figura 2.3.

Estas líneas, características del gas usado en el tubo, son llamadas el espectro de líneas del gas.

Al espectro visible del hidrógeno mostrado en la figura 2.3 se le llama serie de Balmer. Si se usa gas de nitrógeno en el tubo de descarga, el espectro es un arreglo regular de líneas espaciadas muy estrechamente, conocido como espectro de bandas.

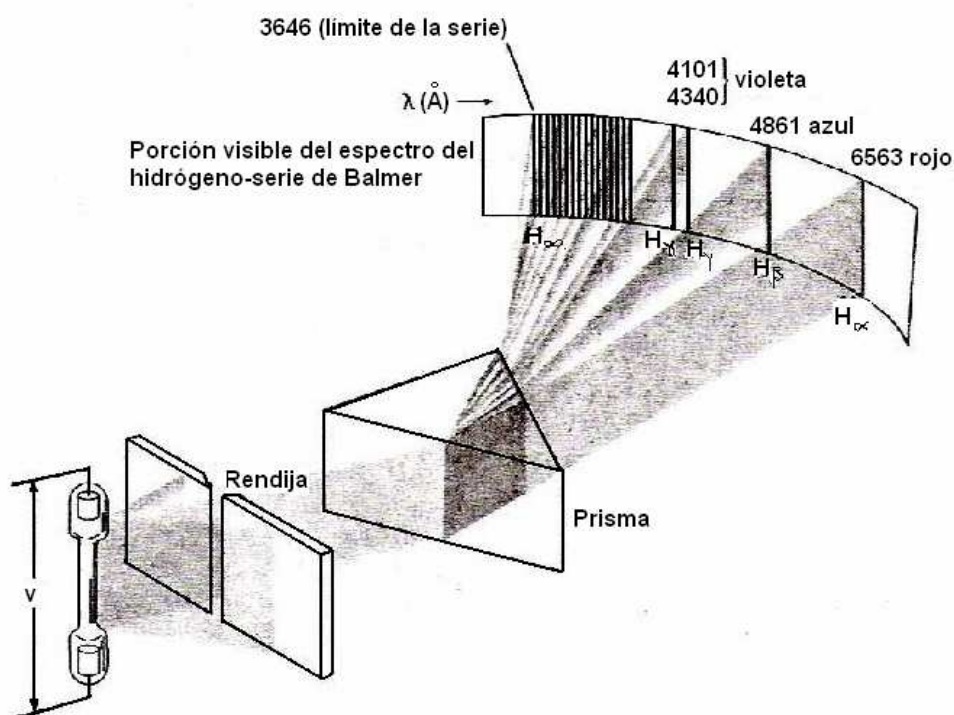


Figura 2.3 Esquema de un espectrógrafo de prisma.

La luz blanca de una fuente incandescente tal como un foco de luz da un espectro continuo y contiene un continuo de longitudes de onda. Cuando la luz de un espectro continuo se hace pasar a través de un gas monoatómico tal como el hidrógeno, se produce un espectro de absorción.

Un espectrógrafo muestra entonces líneas oscuras contra un fondo blanco. Las posiciones de estas líneas oscuras corresponden a las longitudes de onda de las líneas espectrales del hidrógeno.

El gas en este caso absorbe la radiación incidente correspondiente a estas longitudes de onda. El sueco J. Rydberg encontró una fórmula empírica,

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ para } n = 3, 4, 5, \dots \dots \dots (2.10)$$

de la cual podían calcularse las longitudes de onda de la serie de Balmer. La constante de Rydberg tiene un valor de $R = 1.0973731 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$.

2.2 EL MODELO DE BOHR

Postulados de Bohr

Para corregir las fallas del modelo planetario del átomo, Bohr basó su modelo del átomo de hidrógeno en los siguientes postulados:

1. El electrón gira alrededor del protón en el átomo de hidrógeno con movimiento circular uniforme, debido a la fuerza de Coulomb y de acuerdo con las leyes de Newton.
2. Las únicas órbitas permitidas son aquellas en que el momento angular del electrón orbitante es un múltiplo entero de $h / 2\pi = \hbar$. Los momentos angulares de las únicas órbitas permitidas están dados por:

$$L = mvr = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar \quad n = 1, 2, 3, \dots \dots \dots (2.11)$$

donde h es la constante de Planck y $\hbar = 1.05 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$

3. Cuando un electrón está en una órbita permitida, el átomo no radia energía.
4. Si el electrón salta desde una órbita inicial de energía E_i a una órbita final de energía E_f ($E_i > E_f$), se emite un fotón de frecuencia

$$\nu = \frac{E_i - E_f}{h} \dots \dots \dots (2.12)$$

El modelo de Bohr-estados de la energía

El punto de partida del modelo de Bohr es el mismo que el modelo planetario. El primer postulado del modelo de Bohr, la aplicación de la ley de Coulomb y de la segunda ley de Newton, da la energía total del sistema como aparece en la ecuación (2.5) del modelo planetario

$$E = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \dots\dots\dots (2.13)$$

Estos hallazgos dan lugar a conclusiones que divergen con respecto a la física clásica; en la física clásica, el espectro de valores del momento angular L es continuo, es decir, todos los valores de L son posibles, pero la ecuación (2.11) significa que los valores del momento angular L deben ahora escogerse de un espectro discreto de valores.

De acuerdo con el tercer postulado, cuando el átomo está en cualquiera de los estados cuantizados designados por el momento angular en la ecuación (2.11), no radiará energía como era de esperarse en la teoría electromagnética clásica.

Estos estados son llamados estados estacionarios. El estado de menor energía es aquel definido por n=1, y es llamado estado basal o fundamental.

Los estados donde n=2, 3,4,... son los estados excitados, porque entonces el átomo tiene más energía que en el estado fundamental.

El modelo de Bohr tiene sus límites, pero es un buen modelo mecánico para introducir los estados de la energía y otros conceptos físicos.

De la ecuación (2.11) se obtiene que

$$v = \frac{n\hbar}{mr} \dots\dots\dots (2.14)$$

y de la ecuación (2.15) la energía cinética toma la forma:

$$\frac{1}{2} m \left(\frac{n\hbar}{mr} \right)^2 = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \dots\dots\dots (2.15)$$

Finalmente,

$$r = r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 h^2}{me^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots \dots\dots (2.16)$$

Para el estado basal o fundamental, $n=1$ y

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2} = 0.53 \text{ \AA} \dots\dots\dots (2.17)$$

que es llamado el radio de Bohr. Este resultado concuerda con el radio del átomo obtenido previamente de la ecuación (2.5) empleando el modelo planetario.

De la ecuación (2.16) se obtiene que:

$$r_n = n^2 r_1 \dots\dots\dots (2.16)$$

que muestra que los radios de las órbitas de los estados estacionarios también están cuantizados y que están dados por $r_1, 4r_1, 9r_1$ y así sucesivamente. Estos radios son proporcionales al cuadrado del número entero n llamado número cuántico principal.

Si r en la ecuación (2.5) se reemplaza en la ecuación (2.16), se obtiene

$$E = E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \left(\frac{1}{n^2}\right) \dots\dots\dots (2.17)$$

Así, una segunda consecuencia es que la energía está cuantizada. Los únicos valores permitidos de la energía son aquellos dados por la ecuación (2.17) donde n toma los valores $n= 1, 2, 3, \dots\dots\dots$

Usando los valores $m = 9.11 \times 10^{-31}$ kg y $e = 1.60 \times 10^{-19}$ C para la masa y la carga del electrón, podemos evaluar la ecuación (2.17) obteniendo

$$E_n = -\frac{13.6}{n^2} \text{ eV para } n = 1, 2, 3, \dots\dots\dots (2.18)$$

El estado de menor energía o estado fundamental corresponde a $n=1$, y su energía es $E_1 = -13.6$ eV.

Cuando n aumenta y se aproxima a ∞ , los estados de energía se aproximan entre sí cada vez más, hasta que la diferencia de energía entre dos estados consecutivos se hace tan pequeña que la distribución da un espectro prácticamente continuo, de acuerdo con el modelo planetario clásico.

De la ecuación (2.17), se puede observar que si el átomo está en su estado fundamental, se necesitan 13.6 eV para liberar al electrón del átomo. Por lo tanto, la energía de enlace (BE) o energía de ionización para el átomo de hidrógeno en su estado fundamental es

$$BE = E_i = 13.6 \text{ eV}$$

La energía de ionización E_i es la energía que se debe suministrar al átomo para liberar al electrón, cuando éste se encuentra en su estado fundamental.

De acuerdo con el cuarto postulado de Bohr, si un electrón salta de un estado inicial n_i (energía E_i) a otro estado de menor energía E_f , la frecuencia del fotón emitido es, a partir de la fórmula de Bohr (2.12)

$$\nu = \frac{E_i - E_f}{h} = \frac{E_i - E_f}{2\pi\hbar} \dots\dots\dots (2.19)$$

Cuando introducimos las expresiones de la energía dadas por la ecuación (2.17), la frecuencia del fotón toma la forma:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{me^4}{64\pi^3\hbar^3\epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \dots\dots\dots (2.20)$$

y finalmente, la longitud de onda del fotón emitido es

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{me^4}{64\pi^3\hbar^3\epsilon_0^2c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \dots\dots\dots(2.21)$$

Átomos Hidrogenoides

La utilidad de la teoría de Bohr se puede extender, considerando los átomos hidrogenoides, los cuales son átomos con cargas nucleares Ze , pero en los que sólo un electrón gira alrededor del núcleo.

Incluyen átomos como el helio ionizado una vez He^+ (en el cual $Z=2$), el litio ionizado dos veces Li^{2+} ($Z=3$).

La ecuación de la segunda ley de Newton en este caso es

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \dots\dots\dots (2.23)$$

La segunda ecuación básica es la misma ecuación del momento angular utilizada cuando la teoría de Bohr se aplicó al átomo de Hidrógeno, $L = mvr = n\hbar$

La tabla 2.1 muestra una lista de ecuaciones útiles para el hidrógeno y para los átomos hidrogenoides.

Note que dondequiera que e^2 aparece para el átomo de hidrógeno simplemente se le reemplaza por Ze^2 para los átomos hidrogenoides.

Hidrógeno	Hidrogenoides
$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}{me^2}$	$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}{mZe^2}$
$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} = -\frac{1}{n^2} 13.6eV$	$E_n = -\frac{mZ^2 e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} = -\frac{Z^2}{n^2} 13.6eV$
$R = \frac{me^4}{64\pi^3 \hbar^3 \epsilon_0^2 c}$	$R' = \frac{mZ^2 e^4}{64\pi^3 \hbar^3 \epsilon_0^2 c} = RZ^2$
$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$	$\frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$

Tabla 2.1 Comparación del hidrógeno y de los átomos hidrogenoides según la teoría de Bohr.

2.3 EL ARREGLO BÁSICO EXPERIMENTAL DE FRANCK-HERTZ

Una demostración de la existencia de los estados estacionarios discretos postulados por la teoría del átomo de Bohr fue proporcionada, por primera vez, por un experimento diseñado por James Franck y Gustav Hertz en 1914.

Este experimento analiza la transferencia de energía por la colisión de un electrón y un átomo, poniendo en evidencia el carácter discreto de los niveles energéticos internos de un átomo. Más específicamente, su objetivo es la medida de la diferencia de energía entre el nivel fundamental y el primer estado excitado.

En un átomo pesado como el mercurio (${}^{202}_{80}Hg$), los electrones en las capas interiores del átomo son difíciles de desalojar, debido a la fuerte atracción electrostática del núcleo, tienen energías de enlace típicas en el rango de unos pocos KeV.

Los electrones exteriores (de valencia) están parcialmente resguardados del núcleo por los electrones de las capas interiores que actúan como pantalla. Así, la energía de enlace de estos electrones es solo de unos pocos eV.

$$\lambda = \frac{hc}{E_e} = 2536 \text{ \AA}$$

En el experimento de Franck-Hertz, sólo están implicados los electrones exteriores de valencia, y el nivel de energía correspondiente a uno de estos electrones se muestra en la figura 2.4.

Estos niveles de energía se llaman usualmente niveles ópticos, porque cualquier transición entre estos niveles involucra fotones con longitudes de onda en la región visible o cerca de ella.

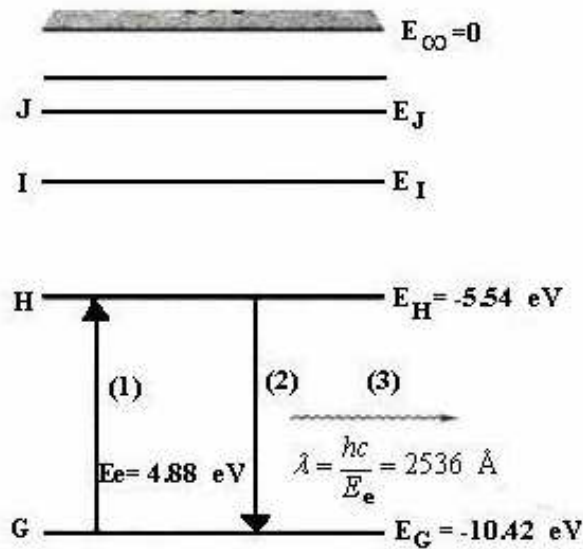


Figura 2.4 Niveles ópticos de energía para el electrón de Valencia del $^{202}_{80}\text{Hg}$.

En la figura 2.4, la energía del electrón de valencia en el estado fundamental (G) es $E_G = -10.42 \text{ eV}$. Los otros niveles de energía, H, I, etc., son estados excitados.

El primer estado excitado (H) tiene una energía $E_H = -5.44 \text{ eV}$. I es el segundo estado excitado, J es el tercer estado excitado, y así sucesivamente.

La energía requerida para elevar al electrón desde el estado fundamental hasta el primer estado excitado H es

$$\begin{aligned}
 E_e &= E_H - E_G \\
 &= -5.44 - (-10.42) \text{ eV} \\
 &= 4.88 \text{ eV}
 \end{aligned}$$

y es llamada primer potencial de excitación del mercurio.

Si por alguna razón se eleva el átomo de mercurio al primer estado excitado, el electrón regresará en un tiempo muy corto (alrededor de 10^{-8} s) al estado fundamental.

En esta transición será emitido un fotón (línea (3) de la figura 2.4) de energía

$$E_e = 4.88 \text{ eV} \text{ y de longitud de onda } \lambda = \frac{hc}{E_e} = 2536 \text{ \AA}$$

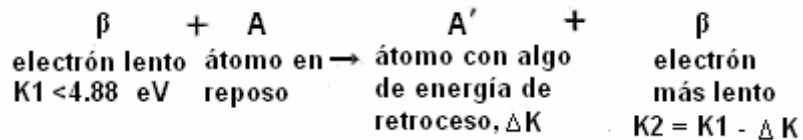
Considere el caso de un haz de electrones lentos que viajan a través de vapor de mercurio a baja presión. Si la energía cinética de los electrones es menor de 4.88 eV, la colisión será elástica, o sea, la energía cinética translacional será conservada.

Los electrones perderán algo de energía cinética de acuerdo con la siguiente expresión:

$$\Delta K = \frac{4mM}{(m+M)^2} K \approx \frac{4m}{M} K \dots\dots\dots (2.24)$$

donde m es la masa del electrón, M la masa del átomo de mercurio, y $K = \frac{1}{2}mv^2$ es la energía cinética del electrón incidente. Esta pérdida ΔK de energía cinética es muy pequeña, ya que $m \ll M$.

La energía ΔK es transferida al átomo de mercurio y aparece como su energía de retroceso, representada esquemáticamente por:



Ya que es tan pequeña, el electrón experimentará muchas colisiones a lo largo de una trayectoria en zigzag antes de llegar al reposo, según se ilustra en la figura 2.5.

Sin embargo, si la energía cinética del electrón es mayor que $E_H - E_G = 4.88 \text{ eV}$, puede ocurrir una colisión inelástica, en la cual parte de la energía cinética se transfiere al átomo en forma de energía interna, elevando al electrón desde el estado fundamental al primer estado excitado, E_H .

La energía cinética del electrón después de la colisión inelástica es

$$K_2 = K_1 - (E_H - E_G) = K_1 - 4.88 \text{ eV}$$

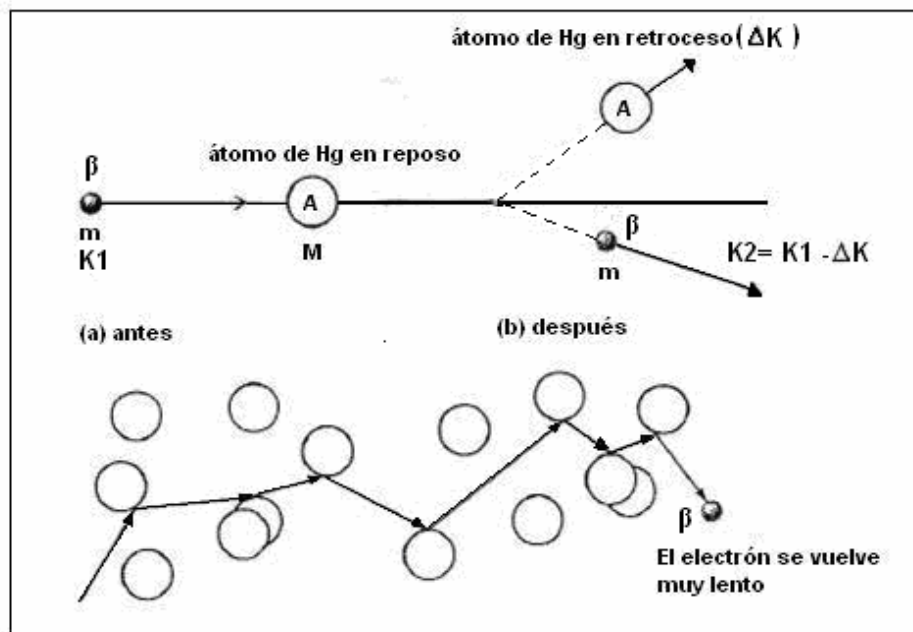
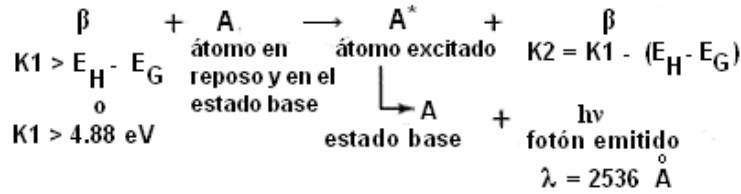


Figura 2.5 Colisiones elásticas de electrones de energía con un átomo de mercurio en reposo.

La situación se representa esquemáticamente de la siguiente forma:



Un segundo proceso tiene lugar inmediatamente después de la colisión (la duración de un estado excitado es cerca de 10^{-8} s).

El átomo excitado A^* regresará al estado fundamental con la emisión de un fotón de energía $E_H - E_G = 4.88$ eV y longitud de onda $\lambda = 2536$ Å.

Si K_1 , la energía del electrón incidente, es apenas ligeramente mayor que 4.88 eV, entonces $K_2 < 4.88$ eV, y ya no pueden tener lugar más colisiones inelásticas. Cualesquiera otras colisiones serán elásticas. Si $K_1 \gg 4.88$ eV, entonces $K_2 > 4.88$ eV y pueden tener lugar otras colisiones inelásticas.

Los mecanismos discutidos atrás fueron verificados experimentalmente por Franck y Hertz en 1914 usando el arreglo experimental que se muestra en las figuras 2.7 y 2.8, empleando una válvula termoiónica de tres electrodos (triodo), que crea un haz de electrones en un tubo de vacío que contiene vapor de mercurio a baja presión a una temperatura de 150 °C, aproximadamente.

Un triodo se compone de un filamento (cátodo), un ánodo y una rejilla de control, según se muestra en la figura 2.6. El filamento se calienta y causa que el cátodo libere electrones que inmediatamente tratan de llegar al ánodo (denominado también placa) que tiene voltaje positivo. Este continuo flujo de electrones se convierte en una corriente eléctrica.

En la trayectoria entre el ánodo y el cátodo se encuentra una rejilla de control, cuya tensión aplicada hace que el flujo de electrones desde el cátodo al ánodo sea mayor o menor.

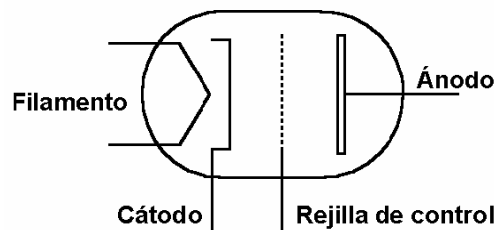


Figura 2.6 Representación de un triodo

El dispositivo experimental empleado en el experimento de Franck Hertz se ilustra en la figura 2.7.

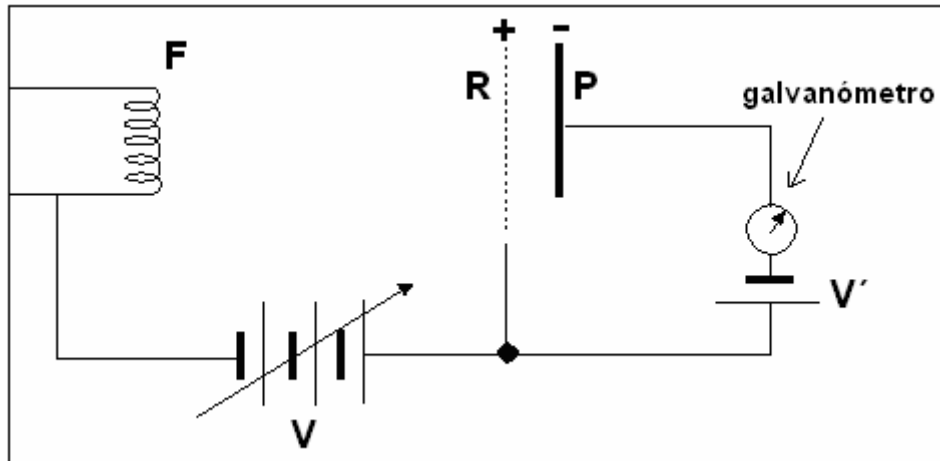


Figura 2.7 Dispositivo experimental empleado en el experimento de Franck- Hertz

Donde:

F es el filamento emisor de electrones.

R es la rejilla de control encargada de acelerar electrones

P es la placa colectora de electrones.

V es un potencial eléctrico acelerador variable.

V' es un potencial eléctrico retardador.

2.3.1 PRINCIPIO BÁSICO DE FUNCIONAMIENTO

- Entre el filamento y la rejilla existe un potencial acelerador V_a que puede variarse entre 0 y 60 V.
- Entre la placa P y la rejilla R hay un pequeño potencial retardador V_r (alrededor de 1.5 V).
- Un galvanómetro muy sensible en serie con la placa mide la corriente de placa, que es de cerca de 10^{-9} A.
- Al aplicar el potencial de calentamiento al cátodo ($6.0 V_{cd}$) este es capaz de emitir electrones cuya energía cinética aumenta al aumentar el potencial de aceleración (por ejemplo $20 V_{cd}$). Entonces los electrones son capaces de alcanzar el ánodo y cruzarlo hasta llegar al colector, en contra del potencial de retardo (por ejemplo $1.5 V_{cd}$).
- Las colisiones, entre los electrones, provenientes del cátodo, y los átomos de mercurio tienen lugar, primeramente, en forma elástica sin una transferencia significativa de energía hacia los átomos del gas (Hg).

- A medida que el potencial de aceleración aumenta la energía cinética de los electrones es suficientemente grande para excitar los átomos del gas justo enfrente del ánodo; de esta forma los electrones pierden su energía cinética y no son capaces por sí mismos de alcanzar el colector, en contra del potencial de retardo manifestándose mínimos en la corriente del mismo.
- Cuando el potencial de aceleración se incrementa nuevamente la región donde tienen efecto las colisiones se mueve progresivamente aproximándose al cátodo; de tal suerte que los electrones, frenados por las colisiones, son ahora reacelerados alcanzando de nueva cuenta el colector.
- Entonces pueden ocurrir colisiones, de tipo inelástico, entre electrones y átomos del gas de tal suerte que la energía transferida aparezca en forma periódica al incrementar gradualmente el potencial de aceleración.

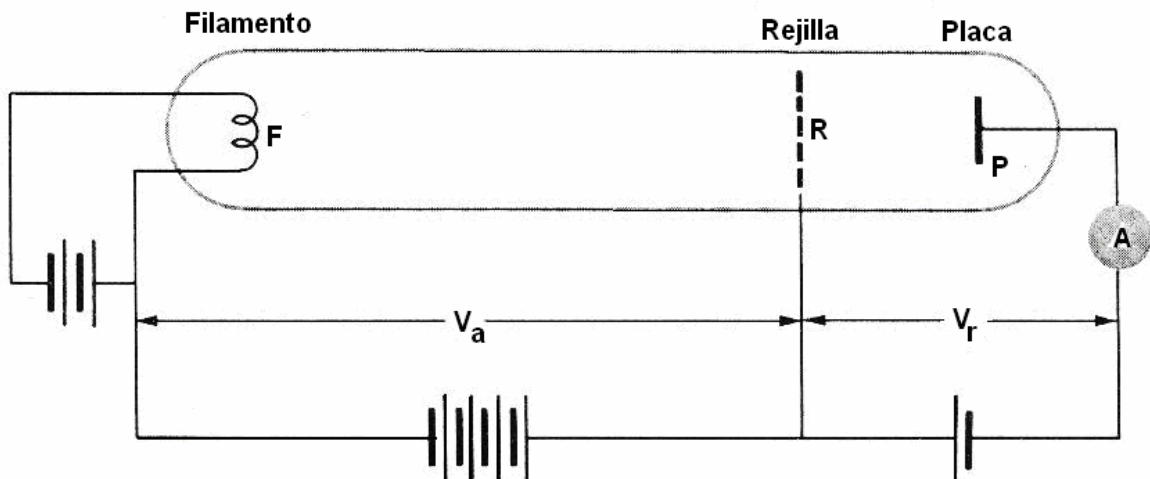


Figura 2.8 Diagrama simplificado del experimento

En el experimento es posible observar las transiciones de energía producidas por las colisiones entre los electrones provenientes del cátodo, y los átomos de mercurio al interior del tubo, como se muestra en la figura 2.9.

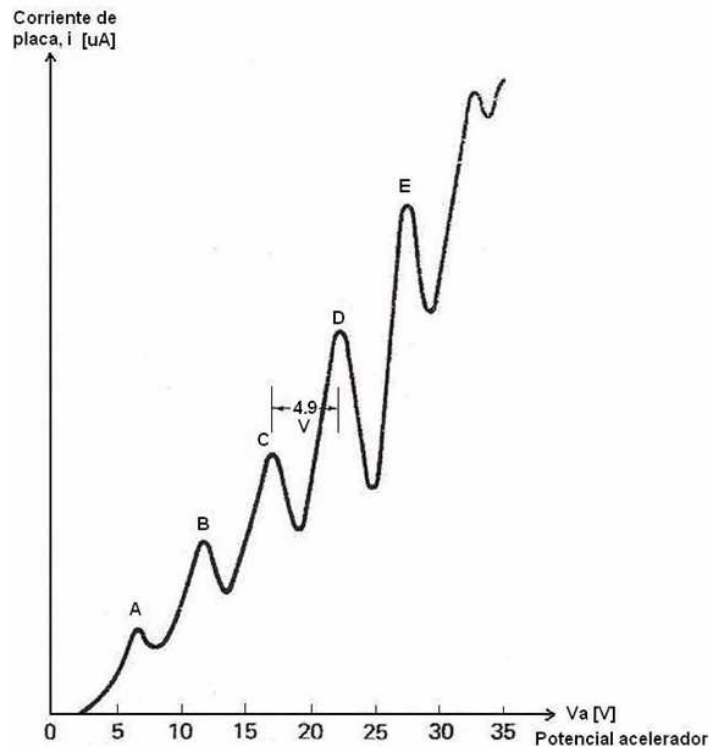


Figura 2.9 Corriente de placa contra el potencial acelerador en el experimento de Franck-Hertz. La separación entre dos picos consecutivos cualesquiera es de alrededor de 4.9 V

A medida que V_a es incrementado, la corriente de placa aumenta en cualquier tubo electrónico, con la excepción de que ocurre una disminución significativa en la corriente de placa cada vez que el potencial acelerador se incrementa en 5 V aproximadamente.

Algunos de los electrones con energías ligeramente mayores que 4.88 eV experimentarán colisiones inelásticas y quedarán con tan poca energía que no podrán alcanzar la placa, debido a la presencia del potencial retardador.

Si V_a es incrementado por 5 V adicionales, algunos de los electrones que quedaron casi sin energía cinética experimentarán otra colisión inelástica y no alcanzarán la placa. Esto explica el segundo valle a un potencial aproximadamente 5 V mayor que para el primer valle.

Por lo tanto, este segundo valle corresponde a aquellos electrones que han experimentado dos colisiones inelásticas; el tercer valle corresponde a tres colisiones inelásticas, y así sucesivamente.

Cada vez que hay una colisión inelástica, los átomos de mercurio serán excitados y regresarán al estado fundamental por la emisión de fotones. Usando técnicas espectroscópicas, se encontró que la longitud de onda de la radiación procedente del tubo era de 2536 Å, correspondiente a transiciones del primer estado excitado del mercurio al estado fundamental.

Este resultado, junto con el hecho de que la diferencia de energía entre dos valles consecutivos es cerca de 4.9 V, muestra de forma muy convincente la existencia de niveles de energía discretos en el átomo de mercurio.

También es posible, usando voltajes diferentes y una mejor resolución, medir la excitación de otros niveles de energía atómica. Es perfectamente comprensible que a Franck y Hertz se les concediera el premio Noble de Física (1925) por este trabajo de investigación.

Aplicando la hipótesis de Bohr se puede calcular la diferencia de energías entre el estado fundamental y el primer estado excitado:

$$E_i - E_f = \frac{hc}{\lambda} \dots\dots\dots (2.25)$$

Esta diferencia es de 4.86 eV, la cual corresponde a la energía emitida por el átomo para regresar a su estado fundamental.