

# Preinforme

Sergio Laverde\* and Samuel Hernandez\*\*  
Universidad de los Andes, Bogotá, Colombia.

(Dated: 27 de febrero de 2025)

## I. OBJETIVOS

## II. MARCO TEÓRICO Y EJERCICIOS TEÓRICOS

El concepto de cuantización de la energía es la mayor revolución científica del siglo pasado junto con la relatividad de Einstein. Con la intención de evidenciar este fenómeno, se hicieron varios experimentos, incluido el de Franck Hertz. Este consiste en colisionar electrones con átomos de Mercurio. Si los electrones tienen suficiente energía, colisionarán de manera inelástica con los átomos de mercurio, dando así paso a una transición energética. Pero esto es solo una fracción de los electrones, otros con energía no suficiente para generar una transición, siguen de largo y son detectados por el ánodo. Las caídas de corriente periódicas sugieren que los niveles de energía del átomo están cuantizados.

### Ejercicio 1

- **Teoría atómica de Bohr:** Este modelo buscaba corregir el modelo atómico de Bohr, ya que este no predecía de manera correcta el espectro discreto de emisión para el hidrógeno. Bohr explico esto usando la cuantización de la energía para los niveles del hidrógeno. Su modelo está basado en los siguientes postulados [1]:

1. Planteó que los electrones solo pueden ocupar 'slots' de energía determinados por

$$E_n = -\frac{13,6}{n^2} \text{eV}.$$

Donde  $n$  determina el  $n$ -ésimo slot (también el número cuántico principal).

2. Para explicar el espectro del hidrógeno usando lo anterior, Bohr postuló que si un electrón es golpeado por un fotón lo suficiente energéticamente, entonces este saltará de nivel de energía. Pero por el principio de mínima acción, este tenderá a volver a su estado

con menor energía. En el proceso, debe liberar un fotón con frecuencia  $f$ . Este proceso se describe por

$$E_f - E_i = hf.$$

- **Excitación térmica:** Las transiciones energéticas también se pueden dar si calentamos lo suficiente nuestro gas. En el caso del hidrógeno necesitamos una energía de  $10,2\text{eV}$  aproximadamente. Así, si su energía térmica promedio total es  $\frac{3}{2}kT$ , entonces

$$T = \frac{2E}{3k} \implies T \approx 78461,54K$$

En el caso del Mercurio, la energía necesaria es aproximadamente  $4,67\text{eV}$ . Un cálculo igual al anterior muestra que la temperatura necesaria es de  $3,812 \times 10^4 K$ .

### Ejercicio 2

- **Acoplamiento LS:** Como en la mecánica cuántica predice dos números cuánticos asociados al momento angular, las posibles transiciones energéticas están condicionadas por estos dos números. Los átomos primero acoplan sus momentos angulares orbitales  $J_i$ . Esto da paso a  $J = \sum_i J_i$ . Luego sumamos todos los espines posibles  $s_i$ , dando paso a  $S$ . Al sumar estos dos obtenemos el momento angular total  $J$ . Y denotamos suborbital como  $^{2s+1}L_J$ .
- **Tiempos de vida:** Para analizar la excitación de los átomos de mercurio en este experimento, es fundamental conocer los tiempos de vida de los estados excitados  $^1P_1$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_2$  y  $^3P_0$ . En términos generales, mientras menor sea el tiempo de vida de un estado excitado, mayor será la probabilidad de observar su transición en el experimento, ya que decaerá rápidamente emitiendo un fotón. Los estados  $^3P_1$  y  $^1P_1$  tienen un tiempo de vida corto, del orden de  $10^{-8}s$ , lo que implica que la transición  $^1P_1 \rightarrow ^1S_0$  es altamente probable y, por lo tanto, fácilmente observable. Por otro lado, los estados  $^3P_2$  y  $^3P_0$

\* Correo institucional: s.laverdeg@uniandes.edu.co

\*\* Correo institucional: sm.hernandezc1@uniandes.edu.co

suelen tener tiempos de vida más largos, del orden de  $10^{-3}s$  debido a las restricciones de las reglas de selección, particularmente porque involucran cambios en la multiplicidad de espín ( $\Delta S \neq 0$ ), lo que reduce la probabilidad de transición por emisión espontánea.

Entre estos estados,  $^3P_1$   $^1P_1$  son los que presentan alguna transición detectable en el experimento, mientras que  $^3P_0$  y  $^3P_2$  tienen tiempos de vida significativamente mayores y podrían no contribuir de manera relevante en la detección de emisiones ópticas inmediatas.

- **Reglas de selección:** Las reglas de selección determinan las transiciones permitidas entre estados cuánticos en un átomo. La mecánica cuántica tiene como consecuencias las siguientes reglas para las transiciones:

- $\Delta l = \pm 1$
- $\Delta m_l = 0, \pm 1$
- $\Delta S = 0$
- $\Delta J = 0, \pm 1$ .

- **Energía del electrón en función del voltaje de aceleración:**

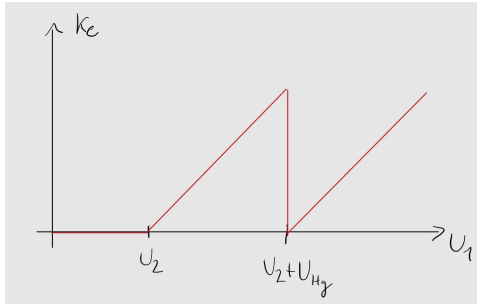


Figura 1.

- **Ventajas gas monoatómico:** un gas monoatómico tiene únicamente 3 grados de libertad por partícula. Además, las transiciones entre niveles energéticos del átomo son más sencillas que para moléculas, donde también existe la energía de enlace. Para un gas diatómico habría que considerar lo mencionado anteriormente.
- **Pérdida de Energía cinética del electrón:**

$$v_{ef} = \frac{m_e - M}{m_e + M} v_0$$

$$v_{Mf} = \frac{2m_e}{m_e + M} v_0$$

$$K_{ef} = \frac{1}{2} m_e \frac{(m_e - M)^2}{(m_e + M)^2} v_0^2$$

$$\Delta K_e = K_0 - K_{ef} = K_0 \frac{4m_e M}{(m_e + M)^2} \approx 4,67 eV$$

- **Camino libre medio:**  $R_M \approx 1,5 \times 10^{-10}$

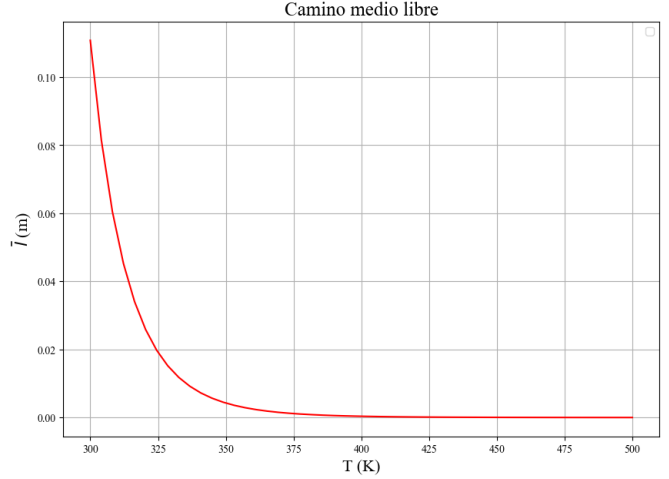


Figura 2. Camino libre medio.

En función de que aumentamos la temperatura, aumenta el número de colisiones y, por tanto, habrá más picos.

- **Distancia entre mínimos:**

$$E_n = n(E_a + \delta_n) = nE_a(1 + n \frac{\bar{l}}{L})$$

$$\Delta E_n = E_n - E_{n-1}$$

$$= nE_a(1 + n \frac{\bar{l}}{L}) - (n-1)E_a(1 + (n-1) \frac{\bar{l}}{L})$$

$$= nE_a \frac{\bar{l}}{L} + E_a + nE_a \frac{\bar{l}}{L} - E_a \frac{\bar{l}}{L}$$

$$= \left(1 + (2n-1) \frac{\bar{l}}{L}\right) E_a$$

Esto implica que la diferencia entre energías de cierto número de colisiones y una menos aumenta proporcionalmente al número de colisiones y a la energía inicial del recorrido.

### III. MONTAJE EXPERIMENTAL Y METODOLOGÍA

Además del montaje experimental mostrado en la figura 3, para el desarrollo del experimento también se hizo uso de 2 cables BNC a caimán (impedancia de  $50\Omega$ ), software *Phywe measure 4* y cable de datos RS 232.

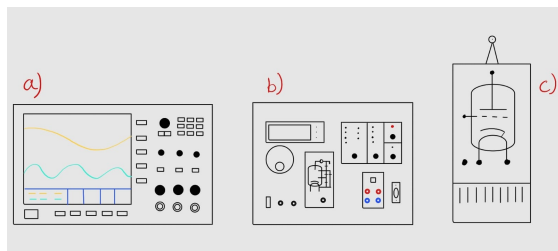


Figura 3. Montaje experimental.

Consiste en: a) Osciloscopio: mide señales eléctricas dependientes del tiempo, b) Módulo de control y medición : modifica los voltajes y corrientes suministrados y mide corriente de electrones y la temperatura de la termo-cúpula, c) Estufa, tubo Franck-Hertz y termo-cúpula.

#### A. Estudio Cualitativo.

Se conectaron la estufa y la unidad de control mediante el cable DIN en los puertos correspondientes, y se insertó la termocupla en la parte superior de la estufa, asegurando que el cable solo tocara la manija. Luego, se utilizó un cable BNC para conectar la estufa al módulo de control (puerto 11) y se alimentaron ambos dispositivos con la fuente de voltaje.

Se configuró el voltaje en la unidad de control ( $U_H = 6,3V$ ,  $U_1 = 0V$ ,  $U_2 = 2V$ ) y se ajustó la perilla de la estufa a un valor entre 5 y 6, monitoreando la temperatura hasta alcanzar aproximadamente  $180^\circ C$ . En ese momento, se conectaron las salidas analógicas de corriente y voltaje al osciloscopio en modo XY, verificando la polaridad y asignando el voltaje al eje X y la corriente al eje Y.

Al llegar a la temperatura deseada, se incrementó manualmente  $U_1$  a cerca de  $50V$ , se seleccionó el modo de medición en forma de diente de sierra y se inició la medición, observándose en el osciloscopio un patrón similar al esperado. Para temperaturas inferiores a  $160^\circ C$ , el módulo detuvo automáticamente la medición como medida de protección, lo que requirió aumentar la temperatura y reiniciar el proceso.

#### B. Actividad 1.

Se midió la distancia entre los mínimos utilizando el osciloscopio. Luego, se posicionaron los cursores del osciloscopio de manera que uno de los picos quedara centrado en el origen y se apagó la estufa.

Se observó el comportamiento de los picos a medida

que la temperatura disminuía, asegurando que no bajara de  $160^\circ C$  y ajustando el voltaje máximo  $U_1$  cuando fue necesario.

Finalmente, se modificó el voltaje  $U_2$  primero a  $1.5V$  y luego a  $1V$ , manteniendo la temperatura constante, y se describió el cambio en la curva observada en el osciloscopio.

#### C. Medición de la corriente $I_A$ en función del voltaje $U_1$ .

Se conectó el computador con el software especializado de Franck-Hertz al módulo de control. Con la estufa encendida y la temperatura estabilizada alrededor de  $180^\circ C$ , se cambió el selector de medición a la posición PC.

Se ejecutó el programa de medición desde la carpeta Franck-Hertz, seleccionando una nueva medición y ajustando los parámetros de control y medición, incluyendo la temperatura como variable a reportar. Una vez configurados los parámetros, se inició la medición al alcanzar la temperatura establecida.

Durante el proceso, se aseguró que la temperatura se mantuviera estable. Los resultados se obtuvieron en forma de gráfica y, a través del menú de análisis de curva, se identificaron los máximos y mínimos, ajustando la sensibilidad del análisis según fuera necesario. Finalmente, los datos y las gráficas se guardaron para su posterior análisis y reporte.

#### D. Actividad 2.

Se realizaron varias series de mediciones manteniendo la temperatura constante y minimizando las variaciones. Se registraron los valores de corriente  $I_A$  y voltaje  $U_1$  para diferentes temperaturas dentro del rango de  $165^\circ C$  a  $185^\circ C$ , manteniendo  $U_H$  y  $U_2$  constantes.

Para cada temperatura, se calculó la distancia entre mínimos y se comparó con el valor esperado de  $4.67 \text{ eV}$ . Además, se identificó la posición del primer mínimo y se analizó su relación con el voltaje de retardo  $U_2$ .

Posteriormente, con la temperatura fija, se varió  $U_2$  entre  $1V$  y  $2V$ , registrando  $I_A$  en función de  $U_1$  y graficando los resultados. Luego, manteniendo  $U_2$  y la temperatura constantes, se modificó  $U_H$  dentro del rango de  $6,3 \pm 0,5V$ , observando los cambios en la curva

$I_A$  vs.  $U_1$  y explicando el comportamiento en términos de emisión termoiónica, temperatura del cátodo y la distribución de Maxwell-Boltzmann.

Finalmente, se graficó la distancia entre mínimos en función del orden del mínimo, realizando regresiones

lineales para cada temperatura y calculando el camino libre medio experimental  $\bar{\ell}_{\text{exp}}$  utilizando la ecuación (8). A partir de las regresiones, se evaluó  $\Delta E(0,5)$  y se comparó con el valor reportado de 4.67 eV, considerando  $L = 12$  cm.

---

[1] Eisberg, R. M. and Resnick, R. (1985). *Quantum physics of atoms, molecules, solids, nuclei, and particles*. Wiley,

New York, 2nd ed edition.