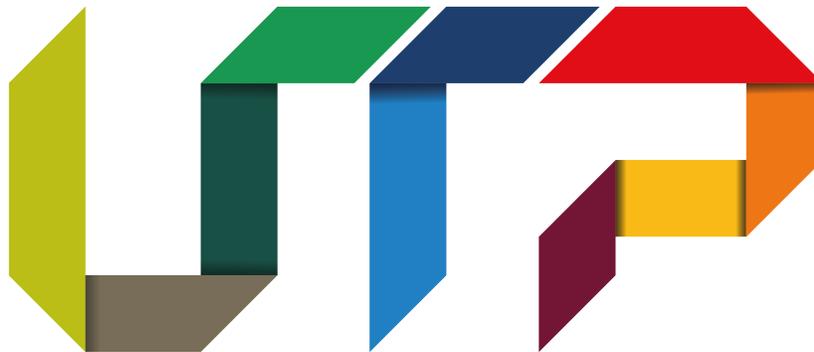


# GUÍAS PARA PRÁCTICAS DE LABORATORIO DE FÍSICA III CON AYUDAS MULTIMEDIA

( INGENIERÍAS Y TECNOLOGÍAS)



## Universidad Tecnológica de Pereira

DEPARTAMENTO DE FÍSICA  
FACULTAD DE CIENCIAS BÁSICAS  
UNIVERSIDAD TECNOLÓGICA DE PEREIRA

PhD Beatriz Cruz Muñoz  
PhD John Quiroga Hurtado

(Revisión y adecuación del texto)

ISBN 958-8065-25-9

Octubre 2020

## INTRODUCCIÓN

El presente documento representa la adecuación y la actualización de las guías de laboratorio del curso de Física III sugerida para el desarrollo de las prácticas disponibles, considerando el estado actual de los equipos del laboratorio así como la posibilidad de orientar la realización de las prácticas de forma remota. Para este propósito el material presentado se complementa con una serie de vídeos en los cuales se explica cada uno de los pasos necesarios para el proceso de la toma de datos en cada una de las prácticas correspondientes.

Las prácticas a realizar están agrupadas en dos ciclos, en el primer ciclo se incluyen seis experimentos para el estudio y verificación experimental de las leyes fundamentales que rigen los procesos *oscilatorios y ondulatorios*. Por otro lado, el segundo ciclo involucra cinco de los llamados experimentos clásicos de finales del siglo XIX, que dieron origen al desarrollo de la teoría cuántica.

Los autores

# Contenido

<b>1 Radiación térmica</b>	<b>4</b>
1.1 Objetivos	4
1.2 Preinforme	4
1.3 Materiales	4
1.4 Fundamento Teórico	5
1.5 Procedimiento	11
1.5.1 Ley de Stefan-Boltzmann a altas temperaturas	11
1.5.2 Ley del cuadrado inverso	11
1.5.3 Introducción a la radiación térmica	13
1.6 Análisis	16
1.6.1 Ley de Stefan-Boltzmann a altas temperaturas	16
1.6.2 Ley del cuadrado inverso	17
1.6.3 Introducción a la radiación térmica	17
<b>2 Efecto fotoeléctrico</b>	<b>20</b>
2.1 Objetivos	20
2.2 Preinforme	20
2.3 Materiales	21
2.4 Precauciones	21
2.5 Fundamento Teórico	22
2.6 Procedimiento	23
2.6.1 Cálculo de $h, V_0$ y $\nu_o$ .	23
2.6.2 Dependencia del potencial de frenado $V_0$ respecto de la intensidad luminosa	25
2.7 Análisis	26
<b>3 Espectroscopía Óptica</b>	<b>27</b>
3.1 Objetivos	27
3.2 Preinforme	27
3.3 Materiales	28
3.4 Precauciones	28
3.5 Fundamento Teórico	28

3.6	Procedimiento . . . . .	30
3.7	Análisis . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Radioactividad</b>	<b>34</b>
4.1	Objetivos . . . . .	34
4.2	Preinforme . . . . .	34
4.3	Materiales . . . . .	35
4.4	Precauciones . . . . .	35
4.5	Fundamento Teórico . . . . .	36
4.6	Procedimiento . . . . .	38
4.6.1	Radiación de fondo . . . . .	38
4.6.2	Ley del cuadrado inverso de la distancia . . . . .	39
4.6.3	Absorción de radiación y medición de la energía de decaimiento $\beta$ . . . . .	39
4.7	Análisis . . . . .	40
<b>5</b>	<b>Medición de la carga del electrón</b>	<b>41</b>
5.1	Objetivos . . . . .	41
5.2	Preinforme . . . . .	41
5.3	Materiales . . . . .	42
5.4	Precauciones . . . . .	42
5.5	Fundamento Teórico . . . . .	42
5.6	Procedimiento . . . . .	45
5.7	Análisis . . . . .	46

# CICLO II: FÍSICA MODERNA



DEPARTAMENTO DE FÍSICA  
FACULTAD DE CIENCIAS BÁSICAS  
UNIVERSIDAD TECNOLÓGICA DE PEREIRA

# Laboratorio 1

## Radiación térmica

### 1.1 Objetivos

1. Estudiar experimentalmente el concepto de radiación térmica.
2. Comprobar la Ley de Stefan-Boltzmann para altas temperaturas.
3. Verificar la ley del cuadrado inverso para la radiación térmica.

### 1.2 Preinforme

1. ¿ En qué consiste la radiación térmica?
2. ¿ A qué se le denomina radiación del cuerpo negro?
3. ¿ Qué establece la ley de Stefan-Boltzmann?

### 1.3 Materiales

- Cubo de radiación térmica TD-8554A (Figura 1.2a).
- Lámpara de Stefan-Boltzman TD-8555 (Figura 1.2b).
- Sensor de radiación PASCO TD-8553 (Figura 1.2c).
- voltímetro, Amperímetro, Óhmetro, Fuente de voltaje (12 VDC; 3A).
- Ventana de vidrio, láminas aislantes con recubrimiento de aluminio, lámina de triplex pequeña, lámina de aluminio, cinta métrica y algunos otros materiales que puedan probarse como bloqueadores de la radiación térmica.

## 1.4 Fundamento Teórico

La radiación térmica se encuentra en la región infrarroja del espectro electromagnético, el cual se extiende desde las señales de radiofrecuencia hasta los rayos  $\gamma$ . Su fuente son los cuerpos calientes debido a oscilaciones de las moléculas que los conforman. La energía asociada a la radiación térmica se puede medir utilizando sensores tales como termopares los cuales responden al calor generado por algún tipo de superficie.

El flujo de energía emitido por la unidad de superficie del cuerpo emisor en todas las direcciones se denomina *luminosidad energética* del cuerpo. Esta magnitud se representa con  $R$ . La luminosidad energética es una función de la temperatura.

La radiación se compone de diferentes frecuencias  $\omega$  (o longitudes de onda  $\lambda$ ). Si se designa el flujo de energía emitida por la superficie del cuerpo en el intervalo de frecuencias  $d\omega$  mediante  $dR_\omega$ . En un intervalo pequeño  $d\omega$ , el flujo  $dR_\omega$  será proporcional a  $d\omega$ :

$$dR_\omega = r_\omega d\omega \quad (1.1)$$

La magnitud  $r_\omega$  se denomina poder *emisivo del cuerpo*. El poder emisivo así como la luminosidad energética dependen de la temperatura. En consecuencia  $r_\omega$  es una función de la frecuencia y de la temperatura.

Si se considera un flujo de energía radiante provocado por ondas electromagnéticas con frecuencia contenida en el intervalo  $d\omega$  y que incide sobre el elemento de área de la superficie de un cuerpo, una parte de este flujo será absorbida por el cuerpo. La razón entre el flujo absorbido por el cuerpo y el flujo incidente se denomina capacidad de absorción del cuerpo (representada por  $a_{\omega T}$ ), siendo esta una función de la frecuencia y de la temperatura.

*La relación entre el poder emisivo y la capacidad de absorción no depende de la naturaleza del cuerpo, sino que para todos los cuerpos es una misma función (universal) de la frecuencia (longitud de onda) y de la temperatura.*

$$f(\omega, T) = \frac{r_\omega T}{a_{\omega T}} \quad (1.2)$$

El enunciado anterior se denomina *Ley de Kirchhoff*.

Se dice que un cuerpo se encuentra en equilibrio térmico cuando emite la misma cantidad de radiación térmica que absorbe. En estado de equilibrio la energía de la radiación se distribuye en el volumen con una densidad  $u = u(T)$ . La función espectral de esta energía se puede caracterizar por la función  $u(\omega, T)$  definida por la condición  $du_\omega = u(\omega, T)d\omega$  siendo  $du_\omega$  la porción de la densidad de energía correspondiente al intervalo de frecuencia  $d\omega$ .

Los buenos absorbentes de la radiación son buenos emisores de la misma. A un absorbente o emisor ideal de la radiación se le llama *cuerpo negro*. El poder

emisivo de un cuerpo se relaciona con la densidad de equilibrio de la energía de radiación térmica, según la fórmula:

$$f(\omega, T) = \frac{c}{4}u(\omega, T) \quad (1.3)$$

La física clásica, hasta el año 1900, había logrado explicar ciertos aspectos relacionados con la radiación térmica.

La explicación teórica de la radiación del cuerpo negro jugó un rol fundamental en la historia de la física al propiciar la ruptura del paradigma de la física clásica, dando origen al concepto de los cuantos de energía. Durante mucho tiempo los intentos por obtener una función que permitiera relacionar el poder emisivo del cuerpo negro con la densidad de equilibrio de la energía de radiación térmica no daban resultados satisfactorios. Josef Stefan en 1879 a partir de observaciones experimentales concluyó que la intensidad de la radiación es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura. En 1884 partiendo de consideraciones termodinámicas Ludwig Boltzmann obtuvo en forma teórica el valor para la luminosidad energética del cuerpo negro determinado por:

$$R = \int_0^{\infty} f(\omega, T)d\omega = \sigma T^4, \quad (1.4)$$

A la ecuación (1.4) se le llamó *Ley de Stefan-Boltzmann*. Esta ecuación determina que la luminosidad energética  $R$  es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura absoluta  $T$  y es correcta solo para los cuerpos negros. La constante de proporcionalidad  $\sigma$  se denomina constante de Stefan-Boltzmann y es igual a  $(5,670400 \pm 0,000040) \times 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$

En 1893 Wien utilizando además de la termodinámica la teoría electromagnética mostró que la distribución espectral debe tener la forma:

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right), \quad (1.5)$$

siendo  $F$  una función de la relación entre la frecuencia y la temperatura.

Wien establece que el producto de la longitud de onda correspondiente al máximo de emisión por la temperatura absoluta es constante. A esta enunciado se le conoce como la *ley de desplazamiento de Wien*.

$$T\lambda_m = b \quad (1.6)$$

El valor experimental de la constante es  $b = 2,90 \times 10^{-3} m \cdot K$

Lord Rayleigh y Sir James Jeans trataron de determinar la densidad de equilibrio de la radiación  $u(\omega, T)$ , partiendo del teorema de la estadística clásica sobre la distribución equitativa de la energía por grados de libertad. En concordancia con la ley de desplazamiento de Wien obtuvieron la fórmula, conocida como fórmula de *Raileigh-Jeans* determinada por las siguientes ecuaciones:

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^3} kT \quad (1.7)$$

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT \quad (1.8)$$

Esta fórmula concuerda satisfactoriamente con los datos experimentales para longitudes de onda muy largas y diverge considerablemente para longitudes de onda muy corta. Esto se evidencia integrando la expresión (1.7) respecto de  $\omega$  en los límites desde 0 hasta  $\infty$ , obteniendo como resultado que la integral diverge implicando de esta manera, que la energía de la radiación puede crecer indefinidamente, esto por otro lado necesariamente conduce a la conclusión que la luz emitida por los cuerpos pasaría de la región de la luz visible hacia la región ultravioleta, esto significa que los cuerpos se volverían invisibles en contradicción con lo que se observa en la experiencia, a este hecho se le denominó *catástrofe ultravioleta*.

Aunque la formulación desde el punto de vista de la electrodinámica clásica de la solución planteada al problema de la radiación del cuerpo negro era absolutamente correcta, para explicar un fenómeno que está relacionado con el mundo subatómico esta resultaba insuficiente, lo que hacía suponer que debía existir alguna consideración física diferente a las formulaciones clásicas para explicar los fenómenos en el micromundo. En el año 1900 Max Planck formuló una hipótesis completamente ajena a las concepciones clásicas que consistía en suponer que la radiación electromagnética se emite en forma de paquetes de energía (cuantos), cuya magnitud es proporcional a la frecuencia de la radiación:

$$E = \hbar\omega \quad (1.9)$$

La constante de proporcionalidad  $\hbar$  se denomina *constante de Planck* y su valor experimental es igual a:

$$\hbar = 1,054 \times 10^{-34} J \cdot s = 0,659 \times 10^{-15} eV \cdot s$$

Considerando que la energía se emite en paquetes cada uno con energía  $\hbar\omega$  su energía deberá un múltiplo de esta magnitud.

$$E_n = n\hbar\omega \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.10)$$

Al sustituir la energía de Planck en la fórmula de Rayleigh-Jeans (1.8), se encontró que esta igualaba maravillosamente las observaciones experimentales, superándose de esta forma el problema de la catástrofe ultravioleta.

Con la corrección introducida por la hipótesis de Planck la fórmula (1.8) se puede escribir como:

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2c^2} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \quad (1.11)$$

Se puede observar que si  $\frac{\hbar\omega}{kT} \ll 1$  (frecuencias pequeñas o longitudes de onda largas) la exponencial en el denominador tiende a  $1 + \frac{\hbar\omega}{kT}$  y como resultado la fórmula de Planck (1.11) se transforma en la fórmula de Rayleigh-Jeans (1.8). Mientras que para temperaturas suficientemente grandes (longitudes de onda pequeñas) la fórmula de Planck tiende a cero, este comportamiento se puede observar en la figura 1.1. Teniendo en cuenta la fórmula de Planck (ecuación 1.11) la luminosidad

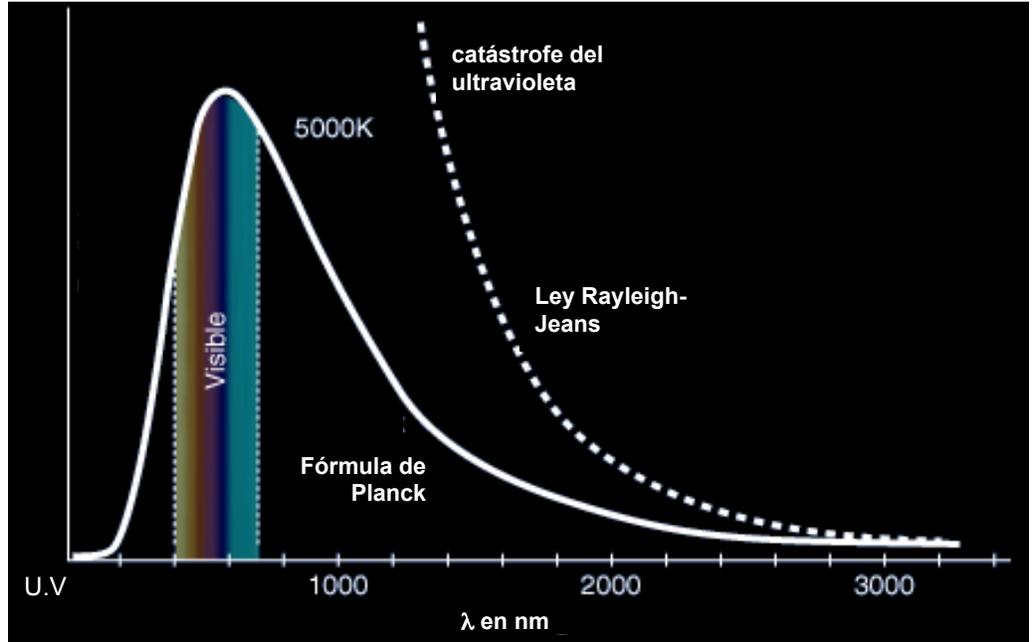


Figura 1.1: Formas de las gráficas de la emisión según la teoría clásica y la hipótesis de Planck

energética del cuerpo negro se determina por:

$$R^* = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \int_0^{\infty} \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2c^2} \frac{d\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \quad (1.12)$$

Realizando la sustitución  $\omega = \frac{kT}{\hbar}x$  y calculando la integral definida en (1.12) finalmente para la luminosidad energética del cuerpo negro se obtiene:

$$R^* = \frac{\pi^2k^4}{60c^2\hbar^3}T^4 = \sigma T^4 \quad (1.13)$$

Sustituyendo en (1.13) los valores numéricos de  $k$ ,  $c$  y  $\hbar$  se obtiene para la constante de Stefan-Boltzmann el valor  $5,6696 \times 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}^4}$  valor que coincide con el valor experimental.

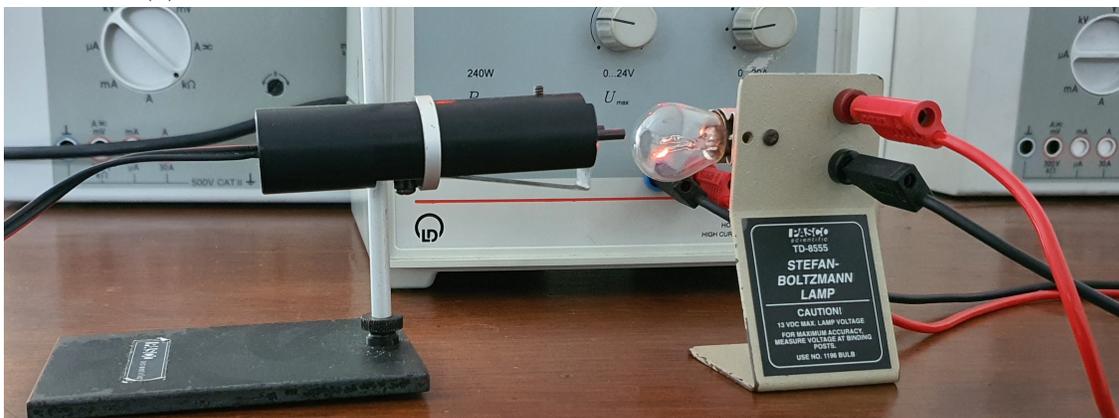
En condiciones normales de laboratorio, un experimento para comprobar esta ley, debe considerar si la temperatura ambiente dentro del laboratorio afecta o no los resultados. Si se consideran temperaturas del objeto  $T$  por encima de 1000 grados Kelvin, la cuarta potencia de la temperatura ambiente es despreciable comparada con la cuarta potencia de la temperatura del objeto. Pero si se consideran temperaturas menores a 370 grados Kelvin, deberá incluirse dentro del procedimiento la medición de la temperatura ambiente la cual ya no podrá ser despreciada.



(a) Cubo de radiación



(b) Lámpara de Boltzmann



(c) Sensor de radiación

Figura 1.2: Componentes del equipo para el experimento de radiación térmica.

En este experimento se utiliza un sensor (Fig.1.2c) que consiste en una pequeña termopila la cual produce una diferencia de potencial que es proporcional a la intensidad de la radiación. La respuesta espectral de la termopila es esencialmente plana en la región infrarroja y el rango de voltajes producidos van desde el orden de los microvoltios hasta el orden de los 100 milivoltios. Además de lo anterior, en esta experiencia de laboratorio se usa un cubo de radiación térmica (Fig.1.2a), cuyas cuatro caras laterales representan superficies con diferentes texturas y/o materiales de recubrimiento para determinar la radiación al ser calentadas hasta una temperatura de 120 grados Celsius. La temperatura se obtiene midiendo con un óhmetro los cambios de la resistencia en un termistor, que se encuentra en uno de los costados en la parte inferior del cubo. Los datos de resistencia se convierten a temperatura utilizando la tabla de conversión suministrada por el fabricante la cual se anexa al final de esta guía (ver tabla 1.5).

Si el detector en el sensor de radiación (Fig. 1.2c) fuera operado a temperatura cero absoluto, este podría producir un voltaje directamente proporcional a la intensidad de radiación incidente.

Dado que la temperatura de operación no corresponde con el cero absoluto, el sensor por si mismo representa un radiador de energía térmica. De acuerdo a la ley de Stefan-Boltzmann (1.13), la energía radiada por este está determinada por:

$$\mathfrak{R}_{detector} = \sigma T_{detector}^4$$

El voltaje producido por el sensor es proporcional a la radiación incidente menos la radiación emitida por él mismo. De acuerdo con esto, el voltaje del sensor se determina por

$$\mathfrak{R}_{neto} = \mathfrak{R}_{rad} - \mathfrak{R}_{det} = \sigma(T^4 - T_{det}^4)$$

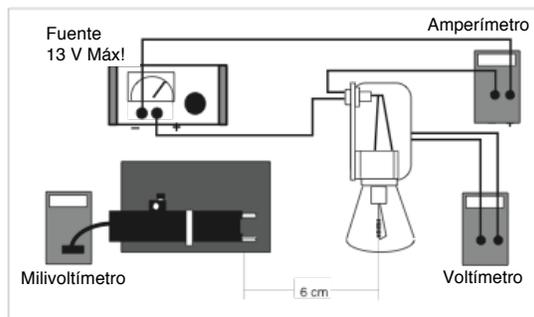
Es necesario cubrir adecuadamente el sensor de radiación, de manera que sobre este no incida radiación proveniente del cubo, mientras no se estén efectuando las mediciones; esto con el fin de mantener la temperatura del sensor  $T_{det}$  muy cercana a la temperatura ambiente  $T_{amb}$ .

En la realización de esta práctica, es importante destacar también la importancia de la lámpara de Stefan-Boltzmann (1.2b) como parte del equipo de medida. Esta representa una fuente de radiación térmica, que puede ser usada para investigar la ley de Stefan-Boltzmann a altas temperaturas. Ajustando el voltaje y la corriente del filamento (13 V<sub>max</sub>, 3 A<sub>max</sub>), se pueden obtener temperaturas de hasta 3000 grados Celsius. La temperatura del filamento de la lámpara se obtiene a través de mediciones de diferencia de potencial y corriente que pasa por este. La resistencia del filamento se obtiene al dividir la diferencia de potencial

entre la corriente que fluye por el filamento, ésta a su vez, se utiliza en conjunto con la tabla 1.4 para el cálculo de la temperatura.

## 1.5 Procedimiento

**Precauciones:** Cuando se use el sensor de radiación, siempre deberá ser protegido de objetos calientes excepto por los pocos segundos necesarios para realizar la medición. Esto previene el calentamiento de la termopila, lo cual cambiaría la temperatura de referencia y alteraría la lectura. El voltaje en la lámpara no puede exceder 13 V.



(a) Esquema del montaje experimental



(b) Montaje experimental

Figura 1.3: Ley de Stefan-Boltzmann. Imágenes del montaje experimental.

### 1.5.1 Ley de Stefan-Boltzmann a altas temperaturas

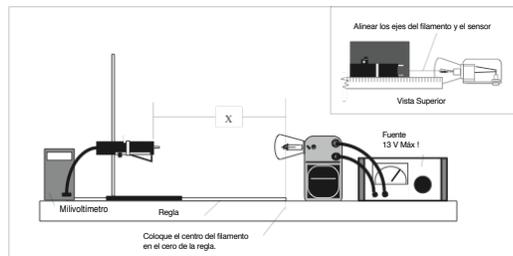
1. Mida la temperatura en el laboratorio  $T_{ref}$  en grados kelvin ( $K = C + 273$ ). Asuma una resistencia de  $(0,3 \pm 0,1) \Omega$  para una temperatura cercana a 295 K.
2. Monte el equipo como indica en la figura 1.3. El voltímetro debe estar conectado en paralelo con la lámpara, mientras que el amperímetro se conecta en serie con esta. El sensor debe estar a la misma altura del filamento, con su cara frontal aproximadamente a 6.0 cm del filamento, de forma que no hayan elementos que interfieran entre el filamento y la termopila del sensor.
3. Para cada voltaje de la tabla 1.1, anote el valor correspondiente de la corriente  $I$  y el valor de la radiación  $\mathcal{R}$  leído en el voltímetro.

### 1.5.2 Ley del cuadrado inverso

**IMPORTANTE:** Haga cada lectura del sensor rápidamente. Entre lecturas, coloque las dos láminas bloqueadoras de la radiación entre la lámpara y el sensor,

Datos			Cálculos		
V (Voltios)	I (Amperios)	Rad (mV)	R (Ohmios)	T (K)	$T^4$ ( $K^4$ )
1.00					
2.00					
3.00					
4.00					
5.00					
6.00					
7.00					
8.00					
9.00					
10.00					
11.00					
12.00					

Tabla 1.1: Tabla de datos para comprobar la ley de Stefan-Boltzmann



(a) Esquema del montaje experimental



(b) Montaje experimental

Figura 1.4: Montaje experimental para comprobar la ley del cuadrado inverso.

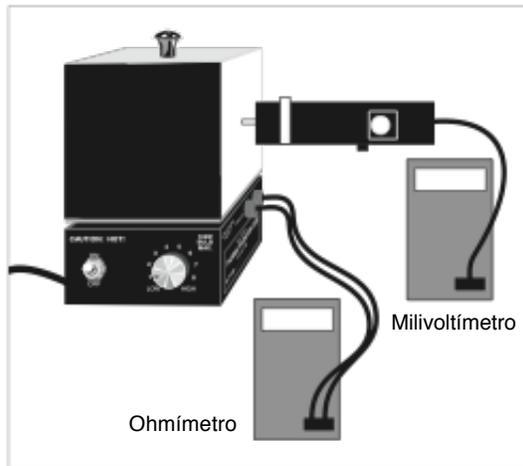
con la superficie plateada frente a la lámpara, de tal manera que la temperatura del sensor permanezca relativamente constante.

1. Monte el equipo como se muestra en la figura 1.4a

- Adhiera la cinta métrica en la mesa.
- Coloque la lámpara de Stefan-Boltzmann en uno de los extremos de la cinta métrica como se muestra. El cero de la cinta métrica debe alinearse con el centro del filamento de la lámpara.
- Ajuste la altura del sensor de radiación tal que esté en el mismo plano del filamento de la lámpara de Stefan-Boltzmann.
- Oriente la lámpara y el sensor de tal modo que, al deslizar el sensor a lo

largo de la cinta métrica, el eje de la lámpara se alinee tan cerca como sea posible con el eje del sensor.

- Conecte el sensor al voltímetro y la lámpara a la fuente de voltaje como se muestra en la figura 1.4b
2. Con la lámpara apagada, deslice el sensor a lo largo de la cinta métrica. Tome nota de las lecturas del voltímetro a intervalos de 10.0 cm (Tabla 1.2a). Promedie estos valores para determinar el nivel ambiental de radiación térmica. Para determinar la contribución de la radiación térmica emitida solo por la lámpara, es necesario restar el valor promedio de la radiación ambiental de las mediciones realizadas con la lámpara encendida.
  3. Encienda la lámpara aplicando una diferencia de potencial de aproximadamente 10 V.
  4. Tome nota de los valores de radiación en el voltímetro para cada una de las posiciones de la lámpara, según se indica en la tabla 1.2b



(a) Esquema del montaje experimental.



(b) Montaje experimental

Figura 1.5: Radiación térmica. Imágenes del montaje experimental.

### 1.5.3 Introducción a la radiación térmica

1. Conecte el óhmetro y el voltímetro (en la escala de mV) como se muestra en la figura 1.5
2. Lleve el interruptor del cubo de radiación a "ON" y la perilla que controla la potencia del bombillo a la posición "HIGH". Esté atento de la lectura del óhmetro, cuando haya bajado a un valor cercano a 40 kΩ, ponga la perilla en 5.0.

X (cm)	Nivel de radiación ambiental (mV)
10.0	
20.0	
30.0	
40.0	
50.0	
60.0	
70.0	
80.0	
90.0	
100.0	
Nivel de radiación ambiental promedio:	

(a) Nivel de radiación ambiental

X (cm)	Rad (mV)	1/X <sup>2</sup> (cm <sup>2</sup> )	Rad - Ambien (mV)
2.5			
3.0			
3.5			
4.0			
5.0			
6.0			
7.0			
8.0			
9.0			
10.0			
12.0			
14.0			
16.0			
18.0			
20.0			
25.0			
30.0			
35.0			
40.0			
45.0			
50.0			
60.0			
70.0			
80.0			
90.0			
100.0			

(b) Radiación vs distancia

Tabla 1.2: Ley del cuadrado inverso

3. Cuando el cubo se encuentre en equilibrio térmico la lectura del óhmetro fluctuará alrededor de determinado valor. Mida la radiación emitida por cada una de las cuatro superficies con ayuda del sensor de radiación, acercándolo de manera que sus terminales hagan contacto con la superficie del cubo, anote sus medidas en tabla 1.3. En la figura (1.6) se ilustra el proceso para cada una de las cuatro superficies: brillante (1.6a), negra (1.6b), blanca (1.6c) y opaca (1.5b).
4. Repita el procedimiento del paso anterior (3), para las posiciones de la perilla de potencia 6.5, 8.0 y "high", respectivamente.
5. Coloque el sensor aproximadamente a 5.0 cm de la superficie negra del cubo de radiación térmica y anote la lectura. Coloque una placa de vidrio entre la superficie y el sensor. Determine si la placa de vidrio actúa como un bloqueador de la radiación térmica.



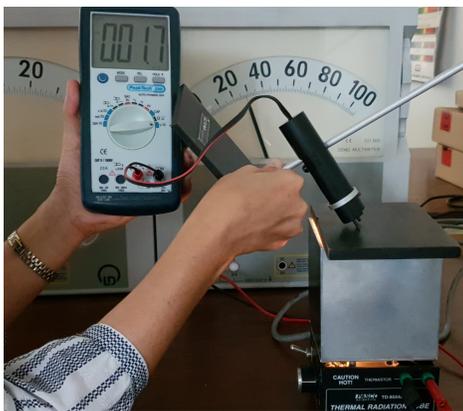
(a) Superficie brillante.

(b) Superficie negra

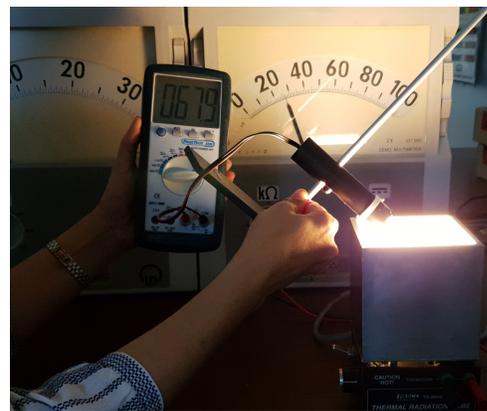
(c) Superficie blanca

Figura 1.6: Radiación térmica.

6. Remueva la tapa del cubo de radiación y repita las medidas del paso anterior, ubicando el sensor directamente encima del bombillo. Repita con otros materiales. En la figura (1.7) se ilustra el procedimiento.



(a) Bloqueador de madera



(b) Sin bloqueador

Figura 1.7: Radiación medida: a) con bloqueador y b) sin bloqueador

Figura 1.8: [Hacer click para ver el vídeo](#)

## 1.6 Análisis

### 1.6.1 Ley de Stefan-Boltzmann a altas temperaturas

1. Calcule la resistencia del filamento ( $R_T$ ) con los datos registrados en la tabla 1.1.
2. Divida  $R_T$  entre  $R_{ref}$ , para obtener la resistencia relativa ( $R_T/R_{ref}$ ).
3. Utilizando los valores de resistividad relativa del filamento a temperatura  $T$ , use la ecuación de la curva de la gráfica, correspondiente a los datos de resistividad relativa vs temperatura para el filamento de tungsteno de la lámpara de Stefan-Boltzmann. (Fig. 1.9 obtenida a partir de los datos de la tabla 1.4).

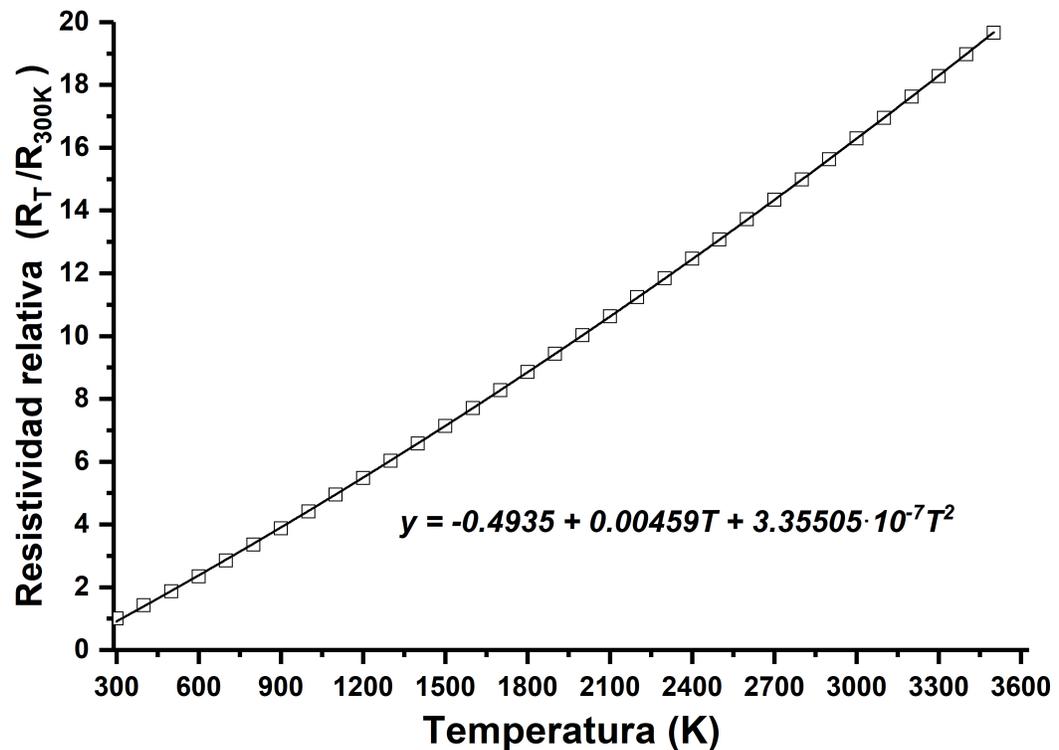


Figura 1.9: Resistividad relativa del tungsteno en función de la temperatura.

4. Calcule el valor  $T^4$  para cada valor de  $T$  y registre sus resultados en la tabla 1.1.
5. Construya la gráfica de radiación  $\mathfrak{R}$  en función de  $T^4$ .

6. Determine el carácter de la dependencia de  $\mathfrak{R}$  en función de  $T^4$ . Verifique si se cumple la ley de Stefan-Boltzmann a altas temperaturas.

### 1.6.2 Ley del cuadrado inverso

1. Construya una gráfica de nivel de radiación  $\mathfrak{R}$  en función de la distancia, usando los datos de la tabla 1.2.
2. Linealice la gráfica obtenida en el punto anterior, graficando los datos del nivel de radiación vs  $1/X^2$ . (Tabla 1.2).
3. Determine si con las curvas obtenidas se puede establecer el cumplimiento de la ley del cuadrado inverso de la distancia para la radiación térmica.

### 1.6.3 Introducción a la radiación térmica

1. Para determinar la temperatura a partir de las medidas de resistencia térmica registradas en el tabla 1.3 utilice la tabla 1.5.
2. Ordene las superficies del cubo de radiación de acuerdo a la cantidad de radiación emitida. Establezca si el orden depende de la temperatura.
3. En relación con las cuatro superficies, según el punto anterior, determine cuáles se comportan como buenos absorbentes, siendo también buenos emisores.

VARIACIONES DE RADIACIÓN PROVENIENTES DE DIFERENTES SUPERFICIES									
Datos y Cálculos									
Dial de Potencia: 5.0		Dial de Potencia: 6.5		Dial de Potencia: 8.0		Dial de Potencia: 10.0			
Resistencia Térmica	Ohm	Resistencia Térmica	Ohm	Resistencia Térmica	Ohm	Resistencia Térmica	Ohm	Resistencia Térmica	Ohm
Temperatura	°C	Temperatura	°C	Temperatura	°C	Temperatura	°C	Temperatura	°C
SUPERFICIE	LECTURA DEL SENSOR (mV)	SUPERFICIE	LECTURA DEL SENSOR (mV)	SUPERFICIE	LECTURA DEL SENSOR (mV)	SUPERFICIE	LECTURA DEL SENSOR (mV)	SUPERFICIE	LECTURA DEL SENSOR (mV)
NEGRA		NEGRA		NEGRA		NEGRA		NEGRA	
BLANCA		BLANCA		BLANCA		BLANCA		BLANCA	
Aluminio Pulido		Aluminio Pulido		Aluminio Pulido		Aluminio Pulido		Aluminio Pulido	
Aluminio Opaco		Aluminio Opaco		Aluminio Opaco		Aluminio Opaco		Aluminio Opaco	

Tabla 1.3: Ley de Stefan-Boltzmann. Radiación emitida por diferentes superficies.

$R/R_{300K}$	Temp. °K	Resistividad $\mu\Omega$ cm									
1.00	300	5.65	5.48	1200	30.98	10.63	2100	60.06	16.29	3000	92.04
1.43	400	8.05	6.03	1300	34.08	11.24	2200	63.48	16.95	3100	95.76
1.87	500	10.56	6.58	1400	37.19	11.84	2300	66.91	17.62	3200	99.54
2.34	600	13.23	7.14	1500	40.36	12.46	2400	70.39	18.28	3300	103.3
2.85	700	16.09	7.71	1600	43.55	13.08	2500	73.91	18.97	3400	107.2
3.36	800	19.00	8.28	1700	46.78	13.72	2600	77.49	19.66	3500	111.1
3.88	900	21.94	8.86	1800	50.05	14.34	2700	81.04	26.35	3600	115.0
4.41	1000	24.93	9.44	1900	53.35	14.99	2800	84.70			
4.95	1100	27.94	10.03	2000	56.67	15.63	2900	88.33			

Tabla 1.4: Temperatura y resistividad para el Tungsteno lámpara de Boltzmann

Resistencia Térmica ( $\Omega$ )	Temp. (°C)										
207,850	10	66,356	34	24,415	58	10,110	82	4,615.1	106	2,281.0	130
197,560	11	63,480	35	23,483	59	9,767.72	83	4,475.0	107	2,218.3	131
187,840	12	60,743	36	22,590	60	9,437.7	84	4,339.7	108	2,157.6	132
178,650	13	58,138	37	21,736	61	9,120.8	85	4,209.1	109	2,098.7	133
169,950	14	55,658	38	20,919	62	8,816.0	86	4,082.9	110	2,041.7	134
161,730	15	53,297	39	20,936	63	8,522.7	87	3,961.1	111	1,986.4	135
153,950	16	51,048	40	19,386	64	8,240.6	88	3,843.4	112	1,932.8	136
146,580	17	48,905	41	18,668	65	7,969.1	89	3,729.7	113	1,880.9	137
139,610	18	46,863	42	17,980	66	7,707.7	90	3,619.8	114	1,830.5	138
133,000	19	44,9017	43	17,321	67	7,4056,2	91	3,503.6	115	1,781.7	139
126,740	20	43,062	44	16,689	68	7,214.0	92	3,411.0	116	1,734.3	140
120,810	21	41,292	45	16,083	69	6,980.6	93	3,311.8	117	1,688.4	141
115,190	22	39,605	46	15,502	70	6,755.9	94	3,215.8	118	1,643.9	142
109,850	23	37,995	47	14,945	71	6,539.4	95	3,123.0	119	1,600.6	143
104,800	24	36,458	48	14,410	72	6,330.8	96	3,033.3	120	1,558.7	144
100,000	25	34,991	49	13,897	73	6,129.8	97	2,946.5	121	1,518.0	145
95,447	26	33,591	50	13,405	74	5,936.1	98	2,862.5	122	1,478.6	146
91,126	27	32,253	51	12,932	75	5,749.3	99	2,781.3	123	1,440.2	147
87,022	28	30,976	52	12,479	76	5,569.3	100	2,702.7	124	1,403.0	148
83,124	29	29,756	53	12,043	77	5,395.6	101	2,626.6	125	1,366.9	149
79,422	30	28,590	54	11,625	78	5,228.1	102	2,553.0	126	1,331.9	150
75,903	31	27,475	55	11,223	79	5,066.6	103	2,481.7	127		
72,560	32	26,409	56	10,837	80	4,910.7	104	2,412.6	128		
69,380	33	25,390	57	10,467	81	4,760.3	105	2,345.8	129		

Tabla 1.5: Temperatura y resistividad para el Tungsteno.

# Laboratorio 2

## Efecto fotoeléctrico

### 2.1 Objetivos

1. Determinar la constante de Planck ( $h$ )
2. Determinar la dependencia del potencial de frenado respecto de la intensidad de la radiación incidente.

### 2.2 Preinforme

Responda las preguntas que se dan a continuación, para lo cual se sugiere ver el vídeo informativo, al que se puede acceder clicando en el link indicado.

1. Explique en qué consiste el efecto fotoeléctrico y establezca cuáles eran las predicciones clásicas sobre este fenómeno físico.
2. Explique el significado físico de las siguientes magnitudes: frecuencia umbral ó de corte  $f_0$ , potencial de frenado  $V_0$  y función de trabajo  $w_0$ .
3. En un gráfico represente la dependencia del potencial de frenado  $V_0$  en función de la frecuencia indicando en este las condiciones para que se produzca el efecto fotoeléctrico.



Figura 2.1: [Hacer click para ver el vídeo](#)

## 2.3 Materiales

- Equipo Pasco h/e. Representado en la figura 2.2



Figura 2.2: Equipo PASCO  $h/e$

- Voltímetro digital.
- Tres filtros, a saber, para los colores amarillo y verde y el de transmisión. (Figura 2.3)



Figura 2.3: Filtros: de transmisión, para los colores amarillo y verde

## 2.4 Precauciones

- Encender la lámpara de mercurio y esperar a que la radiación observada sea intensa

## 2.5 Fundamento Teórico

La emisión de electrones en un material alcalino por acción de la luz se denomina **Efecto Fotoeléctrico**. Por la explicación teórica de este fenómeno *Albert Einstein*, recibió el premio Nobel en 1921 y por su contribución experimental *Robert Andrews Millikan* lo obtuvo en 1923.

En 1905 Albert Einstein propuso una teoría que proporciona una explicación coherente para determinar la dependencia de la emisión fotoeléctrica de la frecuencia de la radiación incidente. Einstein sugirió que los electrones libres, en su interacción con la radiación electromagnética, se comportan en la forma propuesta por *Max Planck*, para los osciladores atómicos en relación con la radiación de cuerpo negro, según la cual cada oscilador puede absorber o emitir una cantidad de energía discreta, o cuanto de energía posteriormente llamado *Fotón*. La energía de un cuanto está determinada por:

$$E = h\nu \quad (2.1)$$

Siendo  $E$  la energía absorbida o emitida,  $h$  la constante de *Planck* con un valor experimental dado por  $h = 6.625 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$  y  $\nu$  la frecuencia de radiación electromagnética.

Por otro lado, la frecuencia y la longitud de onda de la luz radiada se relacionan por  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ , donde  $c = 3 \times 10^8 \text{m/s}$ , es la velocidad de la onda electromagnética incidente y  $\lambda$  la longitud de onda correspondiente.

Según la teoría propuesta por Einstein, cuando un fotón incide sobre una superficie metálica alcalina puede transmitir energía suficiente a un electrón para que supere la barrera de energía potencial de la superficie y se libere del metal. La energía del fotón  $h\nu$  debe ser mayor o igual que la función de trabajo  $w_0$ , la cual es la mínima energía que necesita un electrón para poder escapar del metal, es decir  $h\nu \geq w_0$ . En este caso,  $\nu_0 = \frac{w_0}{h}$ , es llamada la **frecuencia umbral**. Esta frecuencia mínima, en el marco de la física clásica, no es coherente con la teoría ondulatoria, dado que independientemente de la frecuencia, ante una iluminación suficientemente intensa siempre sería posible la emisión electrónica.

En virtud del principio de la conservación de la energía, la energía de la radiación incidente se invierte en el trabajo necesario para desprender el electrón del metal e incrementar la energía cinética del mismo, es decir que:

$$h\nu = w_0 + \frac{1}{2}mv_{max}^2, \quad (2.2)$$

donde  $\frac{1}{2}mv_{max}^2$  es la energía cinética del electrón desprendido del metal. Esta ecuación se conoce como la ecuación de *Einstein* del efecto fotoeléctrico. Se puede destacar que en esta ecuación se involucra las dos formulaciones sobre la naturaleza

de la luz, por un lado, se considera el comportamiento corpuscular al asumir que la luz puede ser vista como un haz de pseudopartículas (fotones) y por otro lado, vista también como onda electromagnética.

En la ecuación (2.2) se evidencia que la energía cinética del electrón aumenta linealmente con la frecuencia de la radiación incidente, sin embargo, se prueba que esta es independiente de la intensidad de la luz incidente.

Para el estudio experimental del efecto fotoléctrico se usa una fotocelda, compuesta de una placa fotoemisiva, llamada cátodo y un ánodo colector de carga. Cuando el cátodo se se radia con luz de frecuencia  $\nu$  mayor que la frecuencia umbral  $\nu_0$  se produce una corriente en el circuito de la fotocelda que puede ser anulada parcial o totalmente por un potencial de frenado  $V_0$ , aplicado al ánodo, tal que:

$$eV_0 = \frac{1}{2}mv_{max}^2 \quad (2.3)$$

Cuando la corriente se hace igual a cero en el circuito de la fotocelda, la ecuación (2.2) se transforma en la siguiente expresión:

$$h\nu = w_0 + eV_0 \quad (2.4)$$

La ecuación (2.4) expresa la relación lineal existente entre el voltaje de frenado y la frecuencia de la luz radiada.

Para el desarrollo de esta práctica experimental se usa un equipo  $h/e$  de Pasco (Figura 2.2), en el cual los fotones emitidos por una lámpara de mercurio, pasan por una lente que dispersa la luz emitida por la lámpara, separándola en sus diferentes longitudes de onda. Los fotones de determinada longitud de onda son dirigidos hacia el cátodo de un tubo al vacío. La energía cinética recibida por cada electrón parcialmente es usada para escaparse del cátodo,  $w_0$ , quedando éste con una energía cinética, que puede alcanzar un valor máximo:  $E_{kmax} = \frac{1}{2}mv_{max}^2$ . Al aplicar una diferencia de potencial entre el ánodo y el cátodo, se puede determinar el potencial necesario para detener todos los electrones (ecuación 2.3), lo que permite determinar el máximo de la energía cinética. Con el equipo usado el potencial de frenado se mide directamente con un voltímetro digital.

## 2.6 Procedimiento

### 2.6.1 Cálculo de $h, V_0$ y $\nu_0$ .

1. Encienda la fuente de mercurio, espere que la lámpara se caliente durante un minuto para empezar a tomar medidas.
2. Observe los espectros que se forman e identifique el espectro de primer orden (el más brillante). (Figura 2.4)

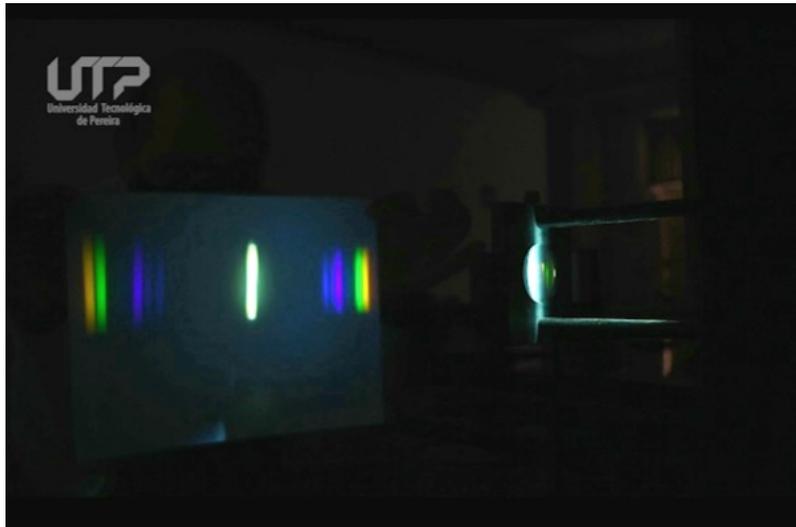


Figura 2.4: Espectro de emisión del mercurio

3. Para medir el potencial de frenado  $V_0$  enfoque cada color del espectro exactamente en la ranura de la pantalla reflectiva blanca. Para conseguir esto, rote la barra de la base de apoyo hasta lograrlo.(Figura 2.5)

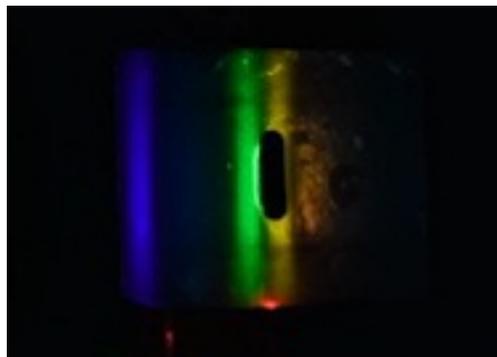


Figura 2.5: Ubicación de la línea espectral sobre la ranura de la pantalla reflectiva.

4. Gire el cilindro negro que está detrás de la pantalla blanca hasta que pueda ver la pantalla del fotodiodo.
5. Para los colores amarillo y verde ubique en la pantalla reflectiva el filtro correspondiente antes de tomar la medida.
6. Gire el aparato h/e sobre la barra vertical hasta lograr que el color seleccionado quede centrado sobre los agujeros del fotodiodo. Ubique el cilindro en su posición inicial.
7. Presione el botón de descarga y cerciőrese que el voltímetro marque cero

voltios. Libérela y espere aproximadamente 30 segundos para medir el valor del potencial de frenado con cada color. Tome cinco medidas del potencial para cada caso. (Figura 2.6)



Figura 2.6: Toma de datos

### 2.6.2 Dependencia del potencial de frenado $V_0$ respecto de la intensidad luminosa

1. Mida el potencial de frenado para el color amarillo, con cada porcentaje del filtro de transmisión. No olvide poner antes el filtro amarillo. Tome 5 medidas en cada caso.
2. Repita el paso anterior para el color verde con su respectivo filtro.



Figura 2.7: [Hacer click para ver el vídeo](#)

## 2.7 Análisis

1. Con los datos medidos elabore las tablas necesarias y obtenga el valor promedio del potencial de frenado para cada color.
2. Grafique el potencial de frenado en función de la frecuencia de cada color. Utilice los datos correspondientes al espectro del mercurio (Hg) que pueden ser encontrados en la tabla 3.1 del laboratorio espectroscopía óptica.
3. Determine la ecuación de la línea de tendencia de la gráfica obtenida. Compárela con la ecuación (2.4) y calcule la constante  $h$  de Planck. Recuerde que el valor de la carga del electrón es  $1.60 \times 10^{-19}C$ .
4. Compare el valor obtenido para  $h$  con el valor experimental aceptado.
5. De su gráfico determine la frecuencia umbral o de corte  $\nu_0$  y la función de trabajo de la fotocelda  $w_0$ . Explique el significado físico que tienen  $\nu_0$  y  $w_0$ .
6. Grafique el potencial de frenado en función de la intensidad luminosa para el color amarillo y determine la ecuación correspondiente a la línea de tendencia. En el mismo gráfico repita el procedimiento anterior para el color verde.
7. Partiendo del análisis del gráfico anterior, determine si el potencial de frenado depende de la intensidad luminosa.

# Laboratorio 3

## Espectroscopía Óptica

### 3.1 Objetivos

1. Utilizar el espectroscopio como herramienta para la identificación de elementos desconocidos a partir de su espectro de emisión
2. Verificar la teoría de Bohr sobre el átomo de hidrógeno mediante la determinación de la constante de Rydberg con base en su espectro de emisión.

### 3.2 Preinforme

Responda las preguntas que se dan a continuación, para lo cual se sugiere ver el vídeo informativo, al que se puede acceder clicando en el link indicado.

1. Explique la diferencia entre espectro de emisión y espectro de absorción. Cómo se distinguen ópticamente?
2. Explique a qué se denomina espectro continuo, espectro de bandas y espectro de líneas o discreto.
3. Consulte el valor aceptado de la constante de Rydberg y sus unidades.

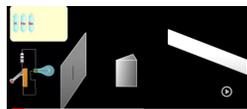


Figura 3.1: [Hacer click para ver el vídeo](#)

### 3.3 Materiales

- Equipo conformado por espectroscopio, lámpara y fuente de 220 VAC.
- Tubos espectrales de: Cd, Hg, Zn, Ne, He, Na, K, Rb.
- Tubo espectral de H.
- Soportes para tubos espectrales.
- Cables de conexión

### 3.4 Precauciones

- Iluminar el espectroscopio y comprobar que se observe una imagen nítida de la escala en el objetivo.
- Al colocar el tubo de estudio enfrente del colimador (C1) del espectroscopio cerciorándose que la ranura ajustable esté abierta y la luz del tubo enfocada hacia esta.
- La vida útil de los tubos se amplía si la operación se hace en ciclos cortos de tiempo.

### 3.5 Fundamento Teórico

De acuerdo con la teoría de Bohr del átomo, un átomo o una molécula puede absorber o emitir radiación electromagnética cuyas frecuencias se encuentran bien definidas, debido a que los electrones dentro del átomo se distribuyen en niveles de energía llamados "estados estacionarios". Esto permite explicar que la energía del electrón no varía de manera continua sino en forma discreta, lo cual se conoce como cuantización de la energía. De acuerdo con esto, el electrón puede aumentar o disminuir su energía al efectuar saltos entre niveles permitidos, emitiendo o absorbiendo una cantidad discreta de energía en este proceso. (Ver figura 3.2).

El físico danés *Niels Bohr* en 1913 introdujo suposiciones que contradecían las concepciones clásicas. Las suposiciones hechas por Bohr están contenidas en los dos postulados enunciados por él:

- De la cantidad infinita de órbitas electrónicas que son posibles desde el punto de vista de la mecánica clásica, se realizan en realidad solo algunas órbitas discretas que cumplan determinadas condiciones cuánticas. El electrón que se encuentre en una de estas órbitas, a pesar de su movimiento con aceleración, no emite ondas electromagnéticas (luz).

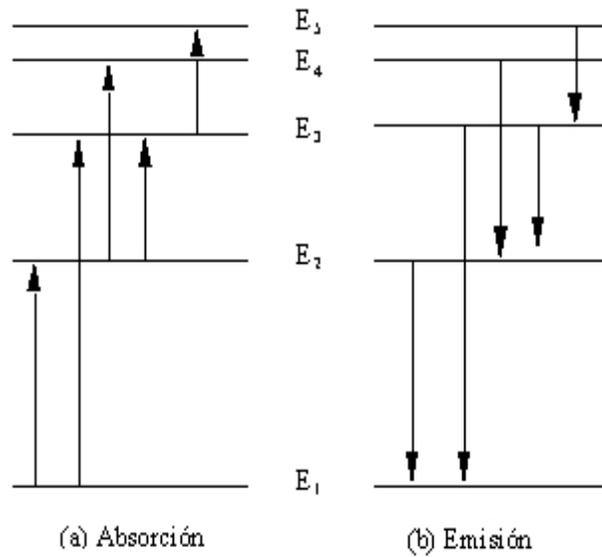


Figura 3.2: Transiciones entre los estados estacionarios de un átomo, una molécula o un núcleo. La separación entre los niveles de energía y las transiciones posibles dependen de la naturaleza del sistema

- La radiación se emite o se absorbe en forma de cuanto de luz de energía  $h\nu$  al pasar el electrón de un estado estacionario a otro. La magnitud del cuanto de luz es igual a la diferencia de energía de aquellos estados estacionarios entre los cuales se realiza el estado cuántico del electrón.

$$h\nu = E_n - E_m \quad (3.1)$$

Para el caso del hidrógeno, Bohr propuso que los estados estacionarios deberían corresponder a órbitas circulares del electrón alrededor del núcleo siendo el momento angular  $L$  de este un múltiplo entero de  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ . De acuerdo con esto es posible calcular la energía de los estados estacionarios del electrón por medio de la siguiente ecuación:

$$E = \frac{Rhc}{n^2}. \quad (3.2)$$

donde  $R$  es la constante de Rydberg,  $c$  la velocidad de la luz,  $e$  la carga eléctrica del electrón,  $n$  un entero positivo que denota el nivel energético. En consecuencia la ecuación (3.1) se puede escribir como:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (3.3)$$

donde  $n$  denota el estado energético inicial o base y  $m$  el final para el caso de emisión. La anterior ecuación en su forma empírica recibió el nombre de *Ecuación*

*de Balmer* en honor a *Johan Jacob Balmer* quien catalogó las líneas espectrales del hidrógeno. En este caso  $n = 2$  y  $m = 3, 4$  y  $5$ , para rojo, verdeazul y violeta respectivamente.

### 3.6 Procedimiento

El espectrómetro óptico está conformado por: un anteojo (T), dos colimadores (C1 y C2) y un prisma de dispersión (P). El colimador (C1) es un sistema de lentes ubicado dentro de un tubo telescópico con una ranura ajustable en un extremo, cuya función es generar un haz de rayos paralelos provenientes de la ranura iluminada. Los colimadores son fijos y el anteojo va unido a un brazo que gira alrededor del centro del soporte. En el centro del instrumento hay una plataforma (B), sobre la cual se ubica un prisma de dispersión (P) que produce una serie de líneas espectrales provenientes de la fuente luminosa (F1) (uno de los tubos de estudio). El colimador (C2) está ajustado de modo que dirija los rayos luminosos hacia el anteojo (T) después de ser reflejados en una de las caras del prisma (P). En su extremo se ubica una escala graduada que permite definir la posición de cada una de las líneas correspondientes a las longitudes de onda observadas. (Ver figura 3.3)

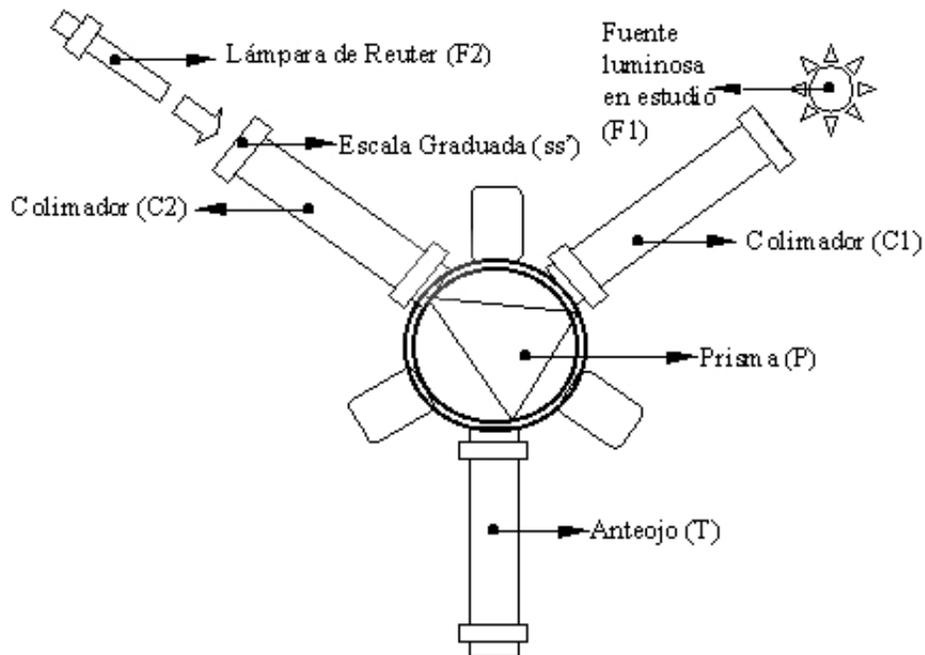


Figura 3.3: Esquema que ilustra los componentes del espectroscopio en un plano central.

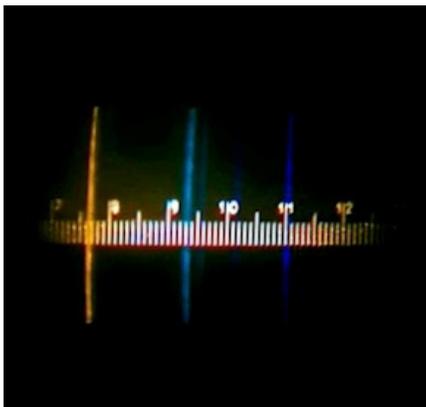


(a) Montaje del equipo

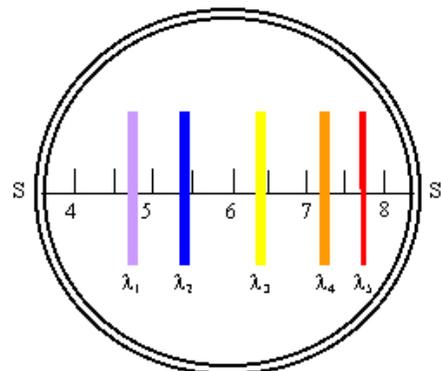
(b) Toma superior.

Figura 3.4: Fotografías del equipo de espectroscopía.

1. Encienda la lámpara de Reuter (F2) y aumente lentamente el voltaje de alimentación del tubo espectral elegido (F1) justo hasta que éste encienda (considere que un voltaje mayor puede quemar el tubo). En la figura 3.4 se presentan fotografías del montaje experimental que se usa para realizar las medidas.
2. Emplee el tornillo que se encuentra en el extremo del colimador (C1) para regular la abertura de la ranura ajustable y de esa manera obtener mayor nitidez en las líneas espectrales.
3. Anote la posición de cada una de las líneas espectrales observadas según la escala graduada ( $ss'$ ) ( Ver figura 3.5). En la tabla 3.1, se listan los colores, intensidad y longitud de onda para los elementos que componen cada uno de los tubos espectrales empleados para el estudio. Construya una tabla con las posiciones anotadas y su correspondiente longitud de onda.



(a) Líneas espectrales



(b) Ilustración de la escala graduada

Figura 3.5: Ilustración de la escala  $ss'$  y algunas longitudes de onda vistas a través del antejo (T)

4. Repita el paso anterior con cada uno de los tubos espectrales disponibles incluido el de hidrógeno.
5. Con los datos tomados en los puntos (3 y 4) contruya una gráfica de longitud de onda  $\lambda$  (en  $\text{Å}$ ) en función de la escala ( $ss'$ ). Esta gráfica será nombrada *curva de calibración*.
6. Usando la curva de calibración, determine las longitudes de onda  $\lambda_\alpha$  (Rojo),  $\lambda_\beta$  (Azul) y  $\lambda_\gamma$  (Violeta) para el tubo de hidrógeno.



[Hacer click para ver el vídeo](#)

### 3.7 Análisis

1. Con base en la ecuación 3.3, usando las longitudes de onda determinadas para el espectro de líneas del tubo de hidrógeno, construya una gráfica  $\frac{1}{\lambda}$  en función de  $(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2})$ .
2. Obtenga la ecuación de la línea de tendencia correspondiente a la gráfica construida en el punto anterior. Compare esta ecuación con la ecuación 3.3 y obtenga el valor experimental de la constante de Rydberg.
3. Obtenga un porcentaje de error entre el valor que obtuvo de  $R$  y el valor aceptado
4. En relación con el punto anterior, explique la validez de los resultados obtenidos para la verificación de la teoría de Bohr respecto del átomo de hidrógeno.

Elemento	Color	Intensidad	Longitud de Onda (Å)
Neón Ne	Rojo	Fuerte	6532
	Rojo	Fuerte	6402
	Naranja	Fuerte	5902
	Naranja	Fuerte	5872
	Amarillo	Fuerte	5804
	Verde	Débil	5080
	Verde	Débil	5052
Cinc Zn	Rojo	Débil	6483
	Rojo	Muy fuerte	6362
	Verde-azul	Muy fuerte	5585
	Azul	Muy fuerte	4811
	Azul	Muy fuerte	4722
	Violeta	Débil	4293
	Violeta	Mediano	4113
Rubidio Rb	Rojo	Mediano	6560
	Rojo	Mediano	6458
	Rojo	Débil	6200
	Amarillo	Débil	5724
	Amarillo	Débil	5700
	Verde	Mediano	5523
	Verde	Mediano	5431
	Verde	Mediano	5362
	Verde	Mediano	5153
	Violeta	Fuerte	4201
Hidrógeno H	Rojo	Fuerte	6563
	Verde-azul	Mediano	4861
	Violeta	Mediano	4340
Helio He	Rojo oscuro	Débil	7065
	Rojo	Fuerte	6678
	Amarillo	Muy fuerte	5876
	Verde	Débil	5048
	Verde	Mediano	5016
	Verde-azul	Mediano	4922
	Azul	Débil	4713
	Azul	Fuerte	4471
	Violeta	Débil	4390
Mercurio Hg	Amarillo	Muy fuerte	5791
	Amarillo	Muy fuerte	5770
	Verde	Fuerte	5461
	Verde-azul	Mediano	4916
	Azul	Fuerte	4358
	Violeta	Mediano	4078
	Violeta	Mediano	4047
Sodio Na	Amarillo	Fuerte	5896
	Amarillo	Muy fuerte	5890
Cadmio Cd	Rojo	Fuerte	6438
	Verde	Fuerte	5382
	Azul	Fuerte	4800
	Violeta	Fuerte	3729
Potasio K	Rojo	Mediano	6307
	Rojo	Mediano	6247
	Naranja	Mediano	5812
	Amarillo	Mediano	5772
	Verde	Fuerte	5310
	Verde	Mediano	5084
	Verde	Débil	5005
	Violeta	Débil	4424
	Violeta	Fuerte	4340

Tabla 3.1: Longitudes de onda de líneas espectrales.

# Laboratorio 4

## Radioactividad

### 4.1 Objetivos

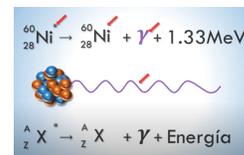
1. Determinar la validez de la ley del cuadrado inverso para el caso de la radiación emitida por sustancias radioactivas.
2. Estudiar la capacidad de absorción de radiación  $\beta$  de algunos materiales.

### 4.2 Preinforme

Responda las preguntas que se presentan a continuación, para lo cual se sugiere ver los vídeos informativos, a los cuales puede acceder clicando en el link indicado.



(a) [Hacer click para ver el vídeo](#)



(b) [Hacer click para ver el vídeo](#)

Figura 4.1: Vídeos para el preinforme

1. Defina el término radioactividad. Explique la diferencia entre radioactividad natural y radioactividad artificial.
2. Explique el concepto de radiación de fondo. Enumere los tipos de radiación emitidas por sustancias naturales.

3. Explique qué tipo de fuerza mantiene unidos los protones y neutrones en el núcleo del átomo y enumere sus características principales.
4. Consulte la definición de tiempo de vida media de una sustancia radioactiva.

### 4.3 Materiales

Los materiales usados para realizar la práctica (ver figura 4.2) son:

- Contador de radiación Leybold Didactic 575471 NA.
- Tubo contador GEIGER Leybold Didactic 55901 (voltaje máximo 500 V).
- Portamuestras.
- Muestras radioactivas de Cs-137, Tl-204, Sr-90.
- Caja con absorbedores.



Figura 4.2: Equipo experimental para el estudio de la radioactividad.

### 4.4 Precauciones

- Conservar las muestras radioactivas en la caja de plomo.
- Evitar quitar el protector del tubo Geiger.

## 4.5 Fundamento Teórico

Se llama radioactividad a la transmutación espontánea de unos núcleos atómicos en otros acompañada de la emisión de partículas elementales. Estas transmutaciones solo se presentan en los núcleos inestables. Algunos procesos radioactivos son:

- la desintegración  $\alpha$
- la desintegración  $\beta$  (incluyendo la captura electrónica)
- la emisión  $\gamma$  por núcleos
- la fisión espontánea de los núcleos pesados
- la radiactividad protónica

La radiactividad puede ser natural o artificial obedeciendo ambas los mismos principios. La radiactividad natural es la que se observa en los núcleos en condiciones naturales, mientras que la artificial, se observa en los núcleos obtenidos en reacciones nucleares.

**Ley de la transmutación radioactiva.** Los núcleos radioactivos aislados se transmutan independiente uno de otro. Por esta razón puede considerarse que la cantidad de núcleos  $dN$ , que se desintegran en un período de tiempo pequeño  $dt$ , es proporcional tanto al número de núcleos existentes como al intervalo de tiempo  $dt$ :

$$dN = -\lambda N dt, \quad (4.1)$$

siendo  $\lambda$  una constante característica para cada sustancia radioactiva que se denomina *constante de desintegración*. El signo menos indica que  $dN$  representa una disminución del número  $N$  de núcleos que no se han desintegrado.

Integrando la ecuación (4.1) se obtiene:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.2)$$

donde  $N_0$  representa el número de núcleos en instante inicial,  $N$ , la cantidad de núcleos que no se han desintegrado en el instante de tiempo  $t$ . Esta ecuación que recibe el nombre de *ley de la transmutación radiactiva*, establece que el número de núcleos sin desintegrarse disminuye de forma exponencial con el tiempo.

De acuerdo con esto, el número de núcleos que se desintegra en el tiempo  $t$  está determinado por:

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}) \quad (4.3)$$

**Tiempo de vida medio de un núcleo radioactivo.** La cantidad de núcleos  $dN(t)$ , que sufren transmutación en el intervalo de tiempo desde  $t$  hasta  $t + dt$ , se define por el valor absoluto de la ecuación (4.1). En este caso el tiempo de vida

de cada uno de estos núcleos es  $t$ . En consecuencia, la suma de los tiempos de vida de cada uno de los  $N_0$  existentes al inicio del proceso se obtiene integrando la expresión  $t dN(t)$ . El tiempo de vida media  $\tau$  del núcleo radioactivo se obtiene dividiendo esta suma entre el número  $N_0$  de núcleos, es decir:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t dN(t) = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N(t) dt.$$

Sustituyendo  $N(t)$  (ecuación 4.2) se obtiene:

$$\tau = \int_0^{\infty} t \lambda e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}$$

Finalmente, el tiempo de vida media se determina por la constante de desintegración, siendo igual al inverso de esta magnitud:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \tag{4.4}$$

Con frecuencia los núcleos que surgen como resultado de una transmutación radioactiva resultan ser a su vez radioactivos y se desintegran por la constante de desintegración  $\lambda'$ . Los nuevos productos de la desintegración pueden ser también radioactivos y así sucesivamente. Como resultado surge toda una serie de transmutaciones radioactivas. En la naturaleza existen tres series radioactivas (familias), cuyos ascendientes son el  $^{238}\text{U}$  (serie del uranio),  $^{232}\text{Th}$  (serie del torio) y el  $^{235}\text{U}$  (serie del actinouranio). Los productos finales en los tres casos son los isótopos del plomo:  $^{206}\text{Pb}$  en el primer caso,  $^{208}\text{Pb}$  en el segundo y  $^{207}\text{Pb}$  en el tercero.

La radioactividad natural fue descubierta en el año 1896 por el científico francés A. Becquerel (1852-1908), quien estudiando el fenómeno de fosforescencia, encontró que un determinado material con contenido de uranio oscurecía una placa fotográfica, incluso cuando se cubría para que sobre esta no incidiera la luz. Se evidenciaba que este material emitía una nueva clase de radiación que, a diferencia de los rayos X, se producía en forma natural.

Después del descubrimiento de Becquerel, Marie Curie (1867-1934) y su esposo Pierre Curie (1859-1906), aislaron el polonio y el radio, dos elementos radioactivos y desconocidos hasta entonces. Se logró establecer que la radiactividad no era afectada por reactivos químicos, ni altas o bajas temperaturas, entre otros procesos físicos. A partir de los estudios realizados, se logró establecer que la radioactividad tiene origen en el interior del átomo y emana de su núcleo.

En el estudio de la radiactividad se estableció la existencia de tres tipos de emisiones radiactivas que se diferencian fundamentalmente por su poder de

penetración. La primera de estas recibió el nombre de rayos  $\alpha$ , la cual se desvía bajo la acción de un campo magnético en el mismo sentido en el que se desviaría un haz de partículas cargadas positivamente y cuyo poder de penetración permite atravesar apenas una hoja de papel. La segunda, denominada rayos  $\beta$ , se desvía por el campo magnético en sentido inverso, es decir, como se desviaría un haz de partículas cargadas negativamente y posee un poder de penetración un poco mayor alcanzando a traspasar una lámina de aluminio de 3 mm de espesor. Por último, el tercer tipo de emisión corresponde a los rayos  $\gamma$ , los cuales no reaccionan de ninguna manera al campo magnético y cuyo poder de penetración es extremadamente alto y puede atravesar capas de varios centímetros de plomo, debido a que su longitud de onda es muy pequeña, con ordenes de magnitud comprendidos en el intervalo  $(10^{-4}, 0.1)$  nm.

## 4.6 Procedimiento

1. Conecte el contador de radiación a una toma de 110 Vac. Ubíquelo en la posición 100 s presionando la tecla MODE junto con la tecla GATE
2. Cerciórese que el tubo GEIGER esté en la cápsula y conectado al contador.
3. Accione la tecla START para iniciar el conteo. Seleccione un tiempo de 100 s. El contador se detendrá automáticamente una vez transcurrido este tiempo.
4. Borre el display con la tecla  $\rightarrow 0 \leftarrow$  antes de tomar un nuevo dato.

### 4.6.1 Radiación de fondo

La radiación de fondo esta constituida por cierta variedad de radiación natural existente en el ambiente la cual es captada por el sensor causando errores en la medida de la radiación de muestras de baja actividad. Para obtenerla se debe realizar el siguiente procedimiento:

1. Todas las muestras radioactivas deben estar dentro de la caja de plomo y esta a su vez alejada del detector.
2. Registre el número de cuentas durante 100 s con el portamuestras vacío. El led encendido en STOP indica fin de conteo. Anote los datos en una tabla.
3. Reinicie nuevamente el conteo y repita las medidas dos veces más.
4. Convierta la actividad medida en cuentas por minuto (CPM). Determine el promedio de las tres medidas para obtener la radiación de fondo en el laboratorio.

### 4.6.2 Ley del cuadrado inverso de la distancia

Dado que la radioactividad es otra forma de radiación electromagnética, la intensidad de radiación emitida por una fuente puntual decrece según la ley del cuadrado inverso de la distancia a la fuente. Para verificar la validez de esta ley en relación con la radioactividad, considerando que la distancia a medir, corresponde a la distancia entre la muestra radioactiva ubicada en el portamuestras y el detector Geiger, se deben realizar los siguientes pasos:

1. Ubique la muestra de Tl-204 en el portamuestras y colóquelo en la ranura más baja del dispositivo de detección.
2. Seleccione el control del contador de radiación en la posición de 100 s y registre el número de cuentas.
3. Repita el paso anterior ubicando el portamuestras en cada una de las ranuras hasta llegar a la primera.
4. Construya una tabla y convierta la actividad medida en CPM. Recuerde descontar en cada caso el valor hallado de la radiación de fondo.

### 4.6.3 Absorción de radiación y medición de la energía de decaimiento $\beta$

Cuando la radiación  $\beta$  es emitida por el núcleo atómico, puede tener un rango amplio de energías. La máxima energía asociada a una radiación  $\beta$  es un factor muy importante que ayuda a identificar el isótopo que la originó. Para determinar esta energía es necesario construir un gráfico del logaritmo natural de la actividad corregida  $R_c$  en CPM como función de la densidad del material absorbente. La información necesaria para la elaboración de la gráfica se obtiene de la manera siguiente:

1. Ubique la muestra de Tl-204 en el dispositivo de detección en la tercera ranura de arriba hacia abajo.
2. Seleccione el control del contador de radiación en la posición de 100 s y registre el número de cuentas. El valor obtenido será el número de cuentas registradas sin el bloqueador (cuando no hay un bloqueador entre la muestra y el tubo Geiger).
3. Repita el paso anterior ubicando el bloqueador de  $4.5 \text{ mg/cm}^2$  en la segunda ranura de arriba hacia abajo. El resultado obtenido será el número de cuentas cuando la radiación es bloqueada durante un tiempo de 100 s.
4. Repita el paso anterior para cada bloqueador según el orden dispuesto hasta llegar al de aluminio, Al, con una densidad de  $206 \text{ mg/cm}^2$

- Organice en una tabla los datos de la actividad medida (en CPM) para cada absorbedor.



[Hacer click para ver el vídeo](#)

## 4.7 Análisis

- Calcule el valor promedio de la radiación de fondo en el laboratorio y recuerde restarle este valor a cada uno de sus datos antes de construir la gráfica. *Observación:* La incertidumbre para una medida de radioactividad se determina por la raíz cuadrada de la misma medida. Por ejemplo, la incertidumbre de una medida de 100 CPM es de  $\pm 10$  CPM. En los siguientes gráficos se debe usar esta aproximación para dibujar las barras de incertidumbre en cada dato.
- Con los datos de la subsección (4.6.2), ley del cuadrado inverso, trace una gráfica de las actividades observadas en CPM en función del inverso de la distancia al cuadrado de la muestra radioactiva al tubo Geiger. Trace la línea de tendencia con su respectiva ecuación y coeficiente de correlación. Con el valor de este coeficiente determine el grado de confiabilidad para establecer la validez de la suposición inicial de que la actividad decae según el inverso del cuadrado de la distancia.
- Con los datos correspondientes a la absorción de radiación  $\beta$ , subsección (4.6.3), trace una gráfica del logaritmo natural de la actividad (en el eje  $y$ ) en función de la densidad del bloqueador (en el eje  $x$ ). Trace la mejor recta de interpolación entre los puntos de forma que intercepte al eje  $x$ , incluyendo la ecuación de tendencia. Con la ecuación obtenida, deduzca el valor de la densidad del bloqueador en el punto de intersección con el eje  $x$  y asigne este valor al parámetro  $D$  en la siguiente relación empírica que determina la energía de decaimiento  $\beta$ :

$$E_m = 1.84D + 0.212 \quad (4.5)$$

- Compare el valor de  $E_m$  con su valor teórico. ( $E_{mt} = 0,71MeV$ )

# Laboratorio 5

## Medición de la carga del electrón

### 5.1 Objetivos

1. Medir la carga del electrón siguiendo el método utilizado por Millikan
2. Calcular la incertidumbre y el porcentaje de error en la medida de la carga.

### 5.2 Preinforme



(a) [Hacer click para ver el vídeo](#)



(b) [Hacer click para ver el vídeo](#)

Figura 5.1: Vídeos para el preinforme

1. Enumere y comente los métodos que se usaron para medir la carga del electrón.
2. Consulte los valores de carga del electrón y el protón, medidas en unidades del sistema internacional.

### 5.3 Materiales

El equipo para realizar la práctica está conformado por (ver figura 5.2):



Figura 5.2: Equipo para el experimento de Millikan

- Cámara de ionización.
- Microscopio con escala graduada y lámpara.
- Fuente de voltaje.
- Cronómetros mecánicos.
- Bomba de aceite y aceite.

### 5.4 Precauciones

No excederse en la aplicación del aceite para evitar inundar la cámara de ionización.

### 5.5 Fundamento Teórico

A finales del siglo XIX se conocía con buena precisión la relación carga/masa del electrón. Estas mediciones se realizaron en tubos de rayos catódicos, desviando la dirección de las cargas por medio de campos eléctricos o magnéticos. En 1897 J.J. Thomson, descubrió el electrón como partícula y determinó experimentalmente la

relación carga/masa  $q/m = 1.756 \times 10^{11} \text{C/kg}$ . En 1909 Robert Millikan y Harvey Fletcher modificaron el experimento original propuesto por Thomson, sustituyendo las gotas de agua por gotas de aceite con una mayor temperatura de evaporación y mejor capacidad para retener carga eléctrica. El dispositivo utilizado consistía en una cámara superior para producir las gotas, cargarlas por fricción y dejarlas caer hasta alcanzar su velocidad terminal, un par de placas paralelas (la superior con un orificio que permite la entrada de las gotas en el espacio entre las placas) conectadas a una serie de baterías con capacidad de suministrar altos voltajes y un dispositivo óptico para observar partículas pequeñas a distancia.

De esta manera, localizando una gota cargada y controlando su ascenso y descenso mediante la variación de la polaridad del campo eléctrico al modificar la diferencia de potencial entre las placas, Millikan y Fletcher obtenían características físicas de las gotas para calcular a partir de estos datos, la carga depositada en estas.

Mediante este procedimiento, después de doscientas gotas de aceite, mercurio y glicerina, habiendo realizado un gran número de mediciones de sus características, concluyeron que la carga de todas debía ser un múltiplo entero de una mínima, la carga del electrón, cuyo valor estimado fue  $e^- = 1.5924 \times 10^{-19} \text{ C}$ , que fue reportado por primera vez por Millikan en su artículo en 1911 [1]. En su publicación de 1913 [2] describe el experimento realizado con gotas cuyos tiempos de caída eran de 12 a 19 s, logrando demostrar la cuantización de la carga y el valor de la carga de un electrón. Finalmente, en el año de 1922 en su discurso del premio Nobel [3], presenta sus mejores resultados obtenidos con una gota que tardaba 120 s en caer una distancia de 1.3 cm.

El método utilizado por Millikan consistió en introducir pequeñas gotas de aceite en una cámara vacía. Las gotas de aceite al descender hacia el condensador adquieren carga eléctrica por fricción. Cuando las gotas de aceite llegan al condensador, estas caerán debido a su propio peso. Sin embargo, se puede aplicar una diferencia de potencial entre las placas del condensador para mover las gotas hacia abajo y hacia arriba. Midiendo las velocidades de bajada y subida de las gotas de aceite es posible calcular la carga neta de la gota examinada.

Durante el movimiento de caída de la gota la fuerza de resistencia ejercida sobre esta por el aire, está dada por:

$$F_f = 6\pi\eta v_g r, \quad (5.1)$$

donde  $\eta$  es la viscosidad del aire,  $r$  es el radio de la gota (asumiendo que es esférica) y  $v_g$  la velocidad terminal de la gota. Para una gota que alcanza su velocidad terminal, debido la aplicación de una diferencia de potencial  $V$  entre las placas del condensador, asumiendo la dirección positiva hacia abajo, la sumatoria de fuerzas

ejercidas sobre la gota durante su movimiento hacia abajo es:

$$mg + \frac{qV}{d} = 6\pi\eta v_{g1} r, \quad (5.2)$$

donde  $v_{g1}$  es la velocidad terminal de bajada de la gota,  $V$  la diferencia de potencial aplicada entre las placas y  $d$  la separación entre las placas. Cuando la gota sube se tiene:

$$-mg + \frac{qV}{d} = 6\pi\eta v_{g2} r, \quad (5.3)$$

donde  $v_{g2}$  es su velocidad terminal de subida y  $q$  la carga de esta. Si se restan las dos ecuaciones anteriores, se obtiene:

$$2mg = 6\pi\eta(v_{g1} - v_{g2})r. \quad (5.4)$$

En la presunción de que la gota posee forma cuasiesférica, su masa se determina por:

$$m = \frac{4}{3}\rho\pi r^3, \quad (5.5)$$

siendo  $\rho$  la densidad de la gota y  $r$  su radio. Sustituyendo esta masa (5.5) en la ecuación (5.4), se obtiene el radio de la gota  $r$  en términos de las velocidades y de las otras constantes,

$$r = \frac{3}{2}\sqrt{\frac{\eta}{\rho g}}(v_{g1} - v_{g2}). \quad (5.6)$$

Después de sumar las ecuaciones (5.3) y (5.4) se obtiene:

$$2q\frac{V}{d} = 6\pi\eta(v_{g1} + v_{g2})r. \quad (5.7)$$

Sustituyendo el valor obtenido de  $r$  (5.6) en la expresión (5.7), se obtiene para la carga de la gota:

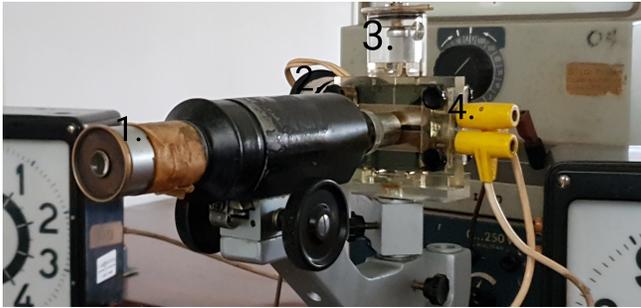
$$q = \frac{a}{V}(v_{g1} + v_{g2})\sqrt{v_{g1} - v_{g2}}, \quad (5.8)$$

siendo  $a$  una constante determinada por:

$$a = \frac{9\pi}{2}\sqrt{\frac{\eta^3 d^2}{\rho g}}. \quad (5.9)$$

en la expresión para la definición de la constante  $a$  se tiene:

- $d$  = distancia entre las placas del condensador =  $3.0 \times 10^{-3}$  m
- $\eta$  = viscosidad de aire =  $1.855 \times 10^{-5} \frac{kg}{m.s}$
- $\rho$  = densidad de aceite =  $851 \text{ kg}/m^3$
- $g$  = aceleración de la gravedad.



(a) Vista frontal.



(b) Vista superior.

Figura 5.3: Partes del aparato de Millikan: (1) ocular, (2) lámpara, (3) cámara para almacenamiento de las gotas, (4) cámara de ionización.

## 5.6 Procedimiento

1. Encienda la fuente y verifique que el voltaje aplicado sea de 100 V.
2. Usando el atomizador de aceite, rocíe unas pocas gotas por el orificio de la cámara de almacenamiento (indicado con 3 en la figura 5.3), teniendo cuidado de no saturarla.
3. Verifique que lámpara este encendida, iluminando la cámara de ionización (partes señaladas con 2 y 4, correspondientemente, en la figura 5.3), de forma que se puedan observar claramente algunas gotas. Observe que al invertir la dirección del campo eléctrico entre las placas, las gotas cambian su dirección de movimiento.
4. Ajustando previamente los relojes en cero, seleccione una gota, fije su posición y registre el tiempo que esta tarda en subir y bajar entre las marcas superior e inferior que aparece en la escala del telescopio. Tenga en cuenta que el telescopio invierte la imagen y por lo tanto, la gota que se ve subir, en realidad está bajando y viceversa.
5. Repita el proceso anterior para al menos 30 gotas.

*NOTA : Debido a que los relojes fueron contruidos para se operados a 50Hz y la frecuencia de la red es de 60Hz, todos los tiempos deben corregirse por un factor de 5/6*



[Hacer click para ver el vídeo](#)

## 5.7 Análisis

El análisis que se recomienda a continuación supone un proceso estadístico para obtener el valor de la carga eléctrica mínima. En este análisis se hace uso del carácter discreto de la carga eléctrica, asumiéndose que la carga de cualquier gota ( $q$ ), es igual a un múltiplo entero  $n$  de la carga del electrón ( $e^-$ ).

$$q_i = n_i e^- . \quad (5.10)$$

1. Considerando que la distancia que recorre la gota entre las dos marcas de la escala es 1.0 mm, calcule la velocidad de subida y bajada de cada gota (teniendo en cuenta que se mueve con velocidad constante). Construya una tabla de datos con los tiempos registrados, las velocidades calculadas y la carga de cada gota, calculada mediante la ecuación (5.8).
2. Identifique la carga que tenga menor valor y represéntenla por  $q_1$ .
3. Asumiendo que esta carga posee un electrón ( $n_1 = 1$ ), divida las demás cargas entre el valor de  $q_1$ . Los valores obtenidos representan los valores de  $n_i$  para cada carga.
4. Ordene en una tabla los resultados en forma ascendente según la carga  $q$ , de manera que en una columna se encuentre el valor de carga  $q$  y en la otra, los resultados de la división entre el valor de  $q_1$ .
5. A continuación repita el proceso anterior asumiendo que la carga de menor valor posee 2 electrones ( $n_1 = 2$ ).
6. Elabore tablas similares a las construidas en los items anteriores, asumiendo  $n_1 = 3, 4, 5, \dots, 10$ .
7. En cada una de las tablas obtenidas, calcule la diferencia positiva entre cada  $n_i$  y el entero mas cercano. Sume estas diferencias en cada tabla y determine en cuál de estas la sumatoria es la mínima.
8. Con la información contenida en esta tabla (con la mínima sumatoria), usando la ecuación (5.10), obtenga la carga del electrón. Para esto tenga en

cuenta, aproximar al entero más cercano los valores de los  $n_i$  correspondientes.

9. Promedie los valores de carga obtenidos en el item anterior, este será el valor estimado experimental de la carga del electrón.
10. Calcule la incertidumbre en la medición de la carga del electrón, teniendo en cuenta que las incertidumbres en las mediciones directas son:  $\pm 0.1$  mm para las distancias,  $\pm 0.01$  s para los tiempos, 0.1 V para el voltaje entre las placas y 10 % de  $a$  para el valor de la constante  $a$ .
11. Compare el valor obtenido de la carga del electrón, con el aceptado de:  
 $e^- = 1.60217733 \text{ C} \pm 0.000.00049 \times 10^{-19} \text{ C}$

# Bibliografía

- [1] Millikan, R. 1911 "The Isolation on an Ion, a Precision measurement of its Charge, and the Correction of Stokes Law." Phys. Rev. (Series I) 32, 349 – Published 1 April 1911. Received 28 November 1910.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevSeriesI.32.349>
- [2] R.A.Millikan, "On the elementary electric charge and the Avogadro constant", Phys. Rev. (Series II) 2 (Aug. 1913) 109-143 .  
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.2.109>.
- [3] Nobel Foundation, Nobel Lectures in Physics 1922-1941, Elsevier, pag. 49.