

COMPROBACIÓN EXPERIMENTAL DE LA LEY DE STEFAN-BOLTZMANN EN LA CÁTEDRA DE FÍSICA III DE INGENIERÍA DE LA UNLP

EXPERIMENTAL VERIFICATION OF THE STEFAN-BOLTZMANN LAW IN THE PHYSICS III COURSE OF THE ENGINEERING DEPARTMENT OF LA PLATA UNIVERSITY

E.L. Muñoz^{1,3*}, M. Creus^{1,2}, F. Sanjuan^{1,2}, H. Rabal^{1,2}, J. Gallego Sagastume¹.

¹Dpto. de Cs. Básicas, Fac. de Ingeniería, UNLP, Argentina.

²Centro de Investigaciones Ópticas (CIOP, CIC-CONICET), Gonnet, Argentina.

³Departamento de Física e IFLP (CCT La Plata - CONICET), Fac. de Cs. Exactas, UNLP, Argentina.
e-mail: munoz@fisica.unlp.edu.ar

Recibido: 02/12/12; Aceptado: 26/08/13

El dictado de la materia Física IIIA de las carreras de Ingeniería Electrónica, Electricista y Química dictadas en la Facultad de Ingeniería de la Universidad Nacional de La Plata abarca dos módulos bimestrales. En el segundo de ellos se abordan temas de Física Moderna y entre las actividades de laboratorio establecidas, los alumnos realizan un experimento donde comprueban la ley de Stefan-Boltzmann determinando la dependencia funcional de la irradiancia emitida por un cuerpo negro con su temperatura absoluta utilizando un cubo de Leslie. En el presente trabajo se describe el instrumental utilizado en el laboratorio, la metodología experimental realizada por los alumnos, se presentan las mediciones realizadas y se analiza la relación funcional entre la irradiancia emitida por el cubo de Leslie y su temperatura comprobando la Ley de Stefan-Boltzmann. Además, se determina el valor de la constante de Stefan-Boltzmann (σ) analizando la relación de la radiación electromagnética emitida por la cara negra del cubo con su temperatura.

Palabras Claves: Stefan-Boltzmann, cuerpo negro, temperatura, Ingeniería, laboratorio. (hasta 6)

The Physics IIIA course of the Electronic, Electric and Chemical Engineering degrees of La Plata University includes two modules of two months each. The second teaching module includes Modern Physics topics and laboratory activities where students perform an experiment to verify the Stefan-Boltzmann law where they get the dependency of the radiation of the black body with the absolute temperature of the Leslie cube. In the present work, we describe the experimental methodology, the experimental equipment and we analyze the temperature dependence of the radiation emitted by the Leslie cube. Finally, we verified the Stefan-Boltzmann law and determine the Stefan-Boltzmann constant (σ) from the temperature dependence of the radiation emitted by the black face of the Leslie cube.

Key Words: Stefan-Boltzmann, black body, temperature, engineering, laboratory. (until 6)

I. INTRODUCCIÓN

La materia Física IIIA de la Facultad de Ingeniería de la UNLP incluye tópicos de física moderna. En particular, se dicta la teoría de Planck de la emisión de radiación de un cuerpo negro y se realiza una actividad de laboratorio donde los alumnos verifican la ley de Stefan-Boltzmann.

Esta actividad consiste en determinar la irradiancia emitida por la superficie del cubo de Leslie en función de su temperatura. Para determinar la temperatura del cubo se estima la dependencia empírica entre la resistencia del termistor y su temperatura graficando los valores tabulados en el manual del fabricante [1]. Luego, a partir de la relación funcional entre la irradiancia emitida y la

temperatura de la superficie, se determina un valor aproximado para la constante de Stefan-Boltzmann (σ).

II. MARCO TEÓRICO

Se denomina radiación térmica a la radiación emitida por un cuerpo como consecuencia de su temperatura distinta de 0 K [2]. Los cuerpos sólidos o líquidos (en estado condensado) emiten un espectro de radiación continuo. Los detalles del espectro son prácticamente independientes del material particular que se componen pero son fuertemente dependientes de su temperatura absoluta. Experimentalmente se encuentra que solo hay una clase de cuerpos que emiten espectros térmicos de características universales los cuales absorben toda la radiación que incide sobre ellos. Se los denomina cuerpos negros debido a que al no reflejar nada de radiación, a los mismos se los ve negros. Por definición, todos los

* Autor a quién debe dirigirse la correspondencia.

cuerpos negros a la misma temperatura emiten el mismo espectro de radiación independientemente de su composición.

La distribución espectral de la radiación emitida por un cuerpo negro se denomina *radiancia espectral* ($R_T(\nu)$). De este modo, la cantidad $R_T(\nu)d\nu$ resulta ser energía radiada (por el cuerpo negro a temperatura T) con frecuencias entre ν y $\nu+d\nu$ por unidad de área y por unidad de tiempo. En 1899, Lummer y Pringsheim realizaron las primeras mediciones precisas utilizando un espectrómetro de prismas con la particularidad de que los prismas y lentes eran transparentes a la radiación de baja frecuencia (región del infrarrojo) [3,4]. En la Figura 1 se representa la radiancia $R_T(\nu)$ como función de ν medida en estos experimentos [2].

La curva de la radiancia $R_T(\nu)$ representada en la figura 2 para cada una de las temperaturas graficadas muestra que la potencia es cero para frecuencia nula. Además se aprecia que la potencia aumenta rápidamente para frecuencias bajas y alcanza un valor máximo para una frecuencia particular $\nu_{m\acute{a}x}$ ($\nu_{m\acute{a}x} \cong 1.1 \times 10^{14}$ Hz para $T=1000$ K). Por encima de este valor de frecuencia $\nu_{m\acute{a}x}$, la potencia irradiada disminuye conforme aumenta la frecuencia ν y alcanza valores despreciables para frecuencias infinitamente grandes. Las otras dos curvas mostradas en la Figura 1, correspondientes a las funciones de distribución espectral para $T=1500$ K y $T=2000$ K, muestran que la frecuencia $\nu_{m\acute{a}x}$ para la cual ocurre la mayor emisión potencia aumenta conforme aumenta la temperatura del cuerpo negro. Cuantitativamente se puede verificar que este aumento de la frecuencia es lineal con el aumento de la temperatura. Finalmente, a partir de la integral bajo la curva de la radiancia espectral se puede corroborar que la potencia total radiada aumenta conforme lo hace la temperatura del cuerpo negro pero con mayor rapidez que la forma lineal.

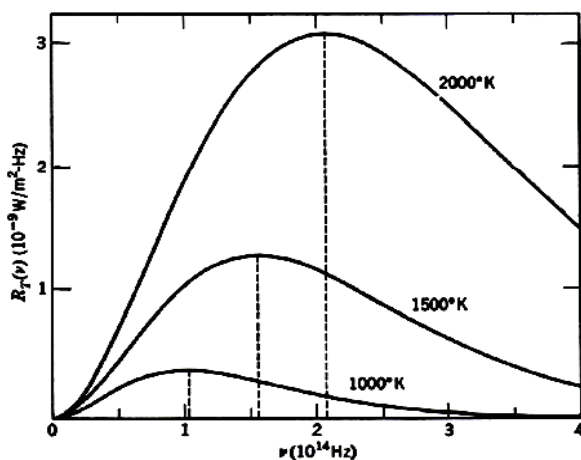


Figura 1: Radiancia espectral de un cuerpo negro a las temperaturas: 1000, 1500 y 2000K.

La integral de la radiancia espectral $R_T(\nu)$ en función de la frecuencia ν es una función de la temperatura absoluta del cuerpo negro. Este resultado se conoce como *ley de Stefan* y fue enunciada empíricamente por primera vez por Stefan en 1879 [5].

$$\int_0^{\infty} R_T(\nu) d\nu = \sigma T^4 \quad (1)$$

donde $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$ es la constante de Stefan-Boltzmann [2].

Como se dijo anteriormente, la frecuencia $\nu_{m\acute{a}x}$ a la cual la potencia irradiada alcanza su máximo crece linealmente con el aumento de la temperatura. Este resultado se conoce como *ley de desplazamiento de Wien* y fue enunciada de manera empírica por W. Wien en 1893 [6].

$$\frac{T}{\nu_{m\acute{a}x}} = \lambda_{m\acute{a}x} T = C_{Wien} = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} \quad (2)$$

Teoría Clásica del cuerpo negro

A principios del siglo XX, Rayleigh y Jeans realizaron cálculos de la densidad de energía de la irradiancia emitida por un cuerpo negro [7]. Este resultado condujo las investigaciones hacia un gran conflicto entre la física clásica y los resultados experimentales.

Para encontrar la ley de distribución clásica, los autores tuvieron en cuenta la teoría electromagnética clásica para demostrar que la radiación dentro de la cavidad debía existir en forma de ondas estacionarias con nodos en las superficies del cuerpo negro. Utilizando conceptos geométricos, contaron el número de ondas estacionarias (N) en el intervalo de frecuencias entre ν y $\nu+d\nu$, para determinar la dependencia funcional $N(\nu)$. De este modo, Rayleigh y Jeans encontraron que el número de ondas electromagnéticas (OEM) estacionarias dentro del cuerpo negro tridimensional ($N(\nu)d\nu$) cuyas frecuencias están entre ν y $\nu+d\nu$ es:

$$N(\nu)d\nu = \frac{8\pi V}{c^3} \nu^2 d\nu \quad (3)$$

donde V es el volumen del cuerpo negro.

Posteriormente, los autores calcularon la energía total promedio contenida en cada onda estacionaria de frecuencia ν utilizando la *ley de equipartición de la energía* [7]. Esta ley afirma que para un sistema que contenga un número infinitamente grande de entes físicos iguales, como por ejemplo las moléculas de un gas, en equilibrio térmico a temperatura T , la energía cinética

promedio de una molécula es $kT/2$ por cada grado de libertad de la misma, donde $k=1.38 \times 10^{-23} \text{ J-K}$ es la constante de Boltzmann. Cada OEM senoidal tiene una energía total que es el doble de su energía cinética promedio, esta es una propiedad común a sistemas oscilantes con un solo grado de libertad que realizan oscilaciones armónicas simples tales como un péndulo o un resorte. De este modo, cada onda estacionaria dentro de la cavidad tiene una energía total promedio $\bar{E}=kT$. Hay que hacer notar que la energía promedio \bar{E} es la misma para todas las ondas estacionarias en el cuerpo negro independientemente de su frecuencia ν .

Finalmente la irradiancia espectral clásica $R_T(\nu)$ deducida por Rayleigh y Jeans es el producto del número de ondas estacionarias (con frecuencias entre ν y $\nu+d\nu$) por unidad de volumen ($N(\nu)d\nu/V$) por la energía total promedio de cada OEM multiplicada por la velocidad de la luz c [2].

$$R_T(\nu)d\nu = c \cdot \frac{N(\nu)d\nu}{V} \cdot kT = \frac{8\pi\nu^2 kT}{c^2} d\nu \quad (4)$$

El número de ondas estacionarias (con frecuencias entre ν y $\nu+d\nu$) por unidad de volumen multiplicado por la energía promedio de cada OEM es la densidad de energía EM emitida por el cuerpo negro $\rho_T(\nu)$ [2]:

$$\rho_T(\nu)d\nu = \frac{\bar{E} \cdot N(\nu)d\nu}{V} = \frac{8\pi\nu^2 kT}{c^3} d\nu \quad (5)$$

En la Fig. 2 se comparan la curva descrita por la expresión (5) con los resultados experimentales [2]. En el rango de bajas frecuencias el espectro clásico se aproxima a los resultados experimentales pero a medida que la frecuencia crece la curva clásica tiende a infinito. Los resultados experimentales muestran que la densidad de energía es finita para todo valor de frecuencias y tiende a cero para frecuencias muy altas. Sin embargo, clásicamente se observa un comportamiento irreal para altas frecuencias ($\rho_T \rightarrow \infty$ cuando $\nu \rightarrow \infty$), este desacuerdo se conoce como la "catástrofe ultravioleta" sugiriendo la importancia de esta falla en la teoría clásica.

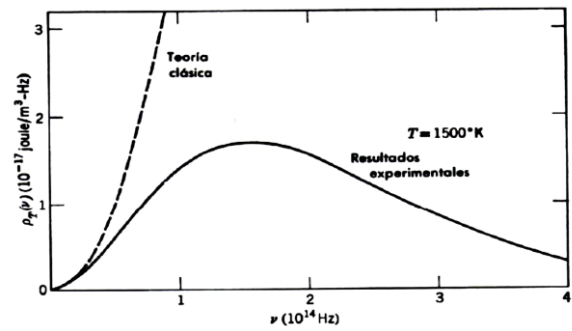


Figura 2: Curva clásica predicha por Rayleigh y Jeans (línea punteada) comparada con los datos experimentales (línea continua) para la densidad de energía en una cavidad de cuerpo negro. Esta discrepancia se la conoce como catástrofe ultravioleta.

Teoría Cuántica del cuerpo negro

Planck observó que sorteaba esta dificultad si modificaba la ley clásica de equipartición de la energía. A partir de la Fig. 2 se aprecia que esta ley predice satisfactoriamente los resultados experimentales a bajas frecuencias, es decir que la energía total promedio de cada OEM tiende a kT cuando la frecuencia es baja. Por otro lado, es de esperar que la discrepancia entre teoría y experimento se elimine si la energía promedio se hace muy pequeña cuando la frecuencia es alta. Estos resultados pueden cuantificarse con los siguientes límites:

$$\begin{aligned} \bar{E} &\xrightarrow{\nu \rightarrow 0} kT \\ \bar{E} &\xrightarrow{\nu \rightarrow \infty} 0 \end{aligned} \quad (6)$$

Para calcular la energía promedio \bar{E} es necesario determinar el valor de la integral mostrada en (7) donde cada valor de energía \bar{E} permitido está pesado por la probabilidad de que cada ente físico tenga dicha energía. La distribución de probabilidad $P(E)$ de la cual se deriva la ley de equipartición de la energía es la distribución de Boltzmann (ver ec. (8)). De este modo, la cantidad $P(E)dE$ es la probabilidad de encontrar un ente físico con energía entre E y $E+dE$. Entonces, la energía total promedio de cada ente del sistema que se encuentra a temperatura T será:

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{\infty} EP(E)dE}{\int_0^{\infty} P(E)dE} = kT \quad (7)$$

Explícitamente la distribución de probabilidad $P(E)$ de Boltzmann es:

$$P(E) = \frac{e^{-E/kT}}{kT} \quad (8)$$

La gran contribución de Planck surgió cuando postuló que la energía de las OEM dentro de la cavidad se intercambiaba discretamente. De este modo, Planck tomó los valores $E=0, \Delta E, 2\Delta E, 3\Delta E, \dots$ como el conjunto de valores permitidos para la energía siendo ΔE el intervalo uniforme entre valores sucesivos. Para entender conceptualmente el postulado de Planck, en la Fig. 3 se grafica $EP(E)$ en función de la energía E de cada OEM [2]. En la parte superior de la Fig. 3 se grafica E vs. $EP(E)$ para el caso en que $\Delta E \ll kT$. En este caso se aprecia que el valor de la energía promedio por onda EM es $\bar{E} = kT$, es decir similar al caso clásico. En la parte intermedia de la Fig. 3 se grafica el caso en que $\Delta E \sim kT$, Ahora se obtiene que $\bar{E} < kT$ debido a que la mayoría de los entes físicos tiene energía $E=0$ porque $P(E)$ es pequeño para el primer valor permitido de $\Delta E \neq 0$. Finalmente, en la parte inferior de la Fig. 3 se muestra el caso $\Delta E \gg kT$. En este caso se aprecia que la probabilidad de que un ente tenga energías permitidas mayores que cero es despreciable puesto que $P(E)$ es muy pequeña y la energía promedio es $\bar{E} \ll kT$.

Entonces, como la representación superior de la Fig. 3 debe cumplirse para la condición superior mostrada en (6) ($\nu \rightarrow 0$) y la representación inferior de la Fig. 3 para la condición inferior de (6) ($\nu \rightarrow \infty$). Entonces, Planck tomó la relación más simple posible [2]:

$$\Delta E = h\nu \quad (9)$$

A partir del buen ajuste numérico a los datos experimentales, Planck determinó el valor de la constante h ($h=6.57 \times 10^{-34}$ J.s), el cual resultó muy cercano al aceptado actualmente ($h=6.626 \times 10^{-34}$ J.s [2]).

A partir de resolver la sumatoria análoga a la integral (7), Planck obtuvo la energía promedio de cada OEM:

$$E(\nu) = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (10)$$

De este modo, el valor que se obtiene para la densidad energía espectral $\rho_T(\nu)$ usando la energía $\bar{E}(\nu)$ en lugar de kT , es:

$$\rho_T(\nu) d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu \quad (11)$$

Por último, en la Fig. 4 se compara la predicción de Planck (graficada en longitud de onda) con los resultados experimentales publicados por Coblenz en 1916 [8] para $T=1595$ K.

A partir de la fórmula (11) para la densidad de energía espectral $\rho_T(\nu)$ se derivan satisfactoriamente la *ley de Stefan-Boltzmann* y la *ley de desplazamiento de Wien*.

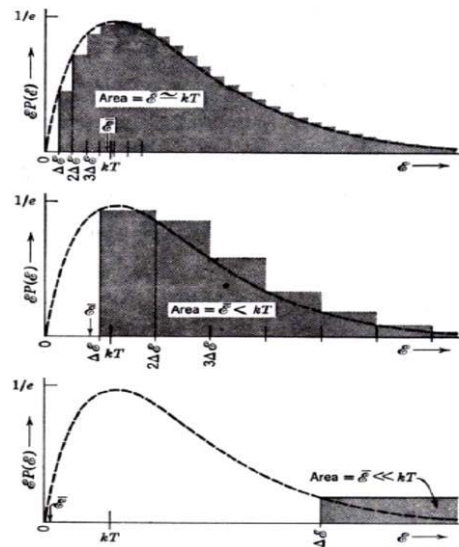


Figura 3: La energía E es una variable discreta que toma valores $0, \Delta E, 2\Delta E, \dots$. La energía promedio se debe calcular sumando las áreas de las barras de ancho ΔE y altura $P(E)$.

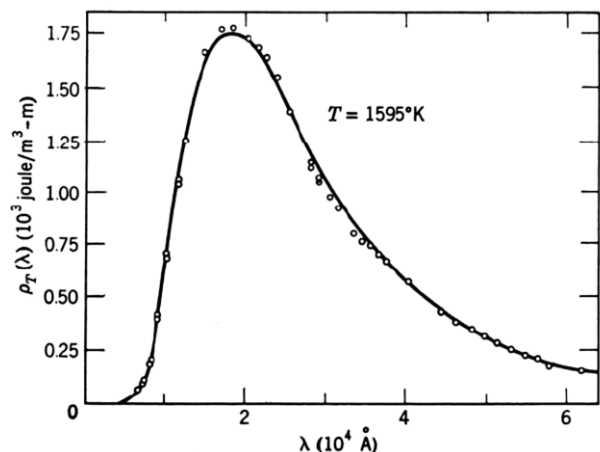


Figura 4: Predicción de Planck (línea continua) comparada con los resultados experimentales (círculos) para la densidad espectral de energía de un cuerpo negro.

III. Desarrollo experimental

Para la realización de la experiencia se utilizó un cubo de Leslie marca Pasco [1]. El cubo (Figura 5 (a)) está construido en aluminio y presenta diferentes tipos de

superficies en sus 4 caras laterales. Dos de sus superficies son de aluminio, una pulida y la otra sin pulir, mientras que las dos restantes poseen pinturas de color mate, blanca y negra respectivamente. En el interior del cubo existe una lámpara de filamento de 100 W que cumple la función de fuente de calor.

La temperatura del cubo es determinada indirectamente a partir de la medida de la resistencia de un termistor de coeficiente de temperatura negativo que se halla en contacto térmico con el cubo de aluminio. Los valores de la resistencia del termistor para diferentes valores de su temperatura se hallan tabulados en el manual del fabricante [1].

Para determinar la intensidad de radiación emitida por cada una de las caras del cubo se emplea un sensor de radiación (Figura 5 (b)) que es parte del equipamiento Pasco (modelo de sensor TD-8553 [1]). La salida del sensor consiste en una diferencia de potencial (ΔV) proporcional a la magnitud de la irradiancia absorbida. El dispositivo presenta respuesta lineal en el rango de longitud de onda [0,5 – 40 μm] siendo la constante de proporcionalidad (Γ) para dicho rango $\Gamma = 22 \text{ mV/mW}$.

Para llevar a cabo las medidas se dispuso el equipamiento como se muestra en la Figura 5 (c). Se colocó el sensor de radiación sobre el centro de la cara negra del cubo de manera que la cara del sensor quedó paralela a dicha superficie a 4 cm de distancia. Se colocó entre el sensor y el cubo una lámina reflectante de aluminio con el lado más reflectivo apuntando al cubo para evitar que el sensor se caliente entre registro y registro.

Inicialmente el potenciómetro del cubo fue colocado en la posición de máxima potencia hasta que el cubo logró el equilibrio térmico. Luego, durante el proceso de enfriamiento del aparato, se tomaron las medidas de potencial ΔV con un milivoltímetro y simultáneamente se determinó la temperatura a la que se encontraba la superficie emisora midiendo la resistencia del termistor con un óhmmetro. Se tomaron medidas cada 5 K hasta que la temperatura de la superficie fue cercana a la temperatura ambiente. Se anotó la medida de la temperatura del laboratorio en el momento de la medición para estimar la temperatura a la que se encontraba el sensor durante el experimento.

IV. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Para poder representar la irradiancia detectada por el sensor de radiación en función de la temperatura, se determinó la relación empírica entre la resistencia del termistor del cubo de Leslie y su temperatura. En la Fig. 6 se representa la temperatura del cubo en función de la resistencia medida del termistor. La curva roja representa el mejor ajuste a los puntos experimentales, (puntos negros). Aquí se puede corroborar el carácter NTC del termistor.

Luego de obtener la relación empírica entre T y R se corroboró la relación funcional entre la radiancia emitida por la cara negra del cubo de Leslie y su temperatura.

Para esto, se graficó la salida del sensor (diferencia de potencial ΔV) como función de la temperatura del cubo. Esta diferencia de potencial, en el rango de longitudes de ondas 0.5 μm a 40 μm , es proporcional a la radiancia neta colectada por el sensor: $W_{\text{neto}} = W_{\text{tot}} - W_{\text{amb}}$, donde W_{amb} es la radiancia emitida por el entorno. Finalmente en la Fig. 7, donde se representa ΔV vs. $T^4 - T_{\text{det}}^4$, se corrobora experimentalmente la ley de Stefan-Boltzmann comprobando la relación funcional entre la radiancia emitida por el cubo de Leslie y su temperatura (ver ec.(1)).

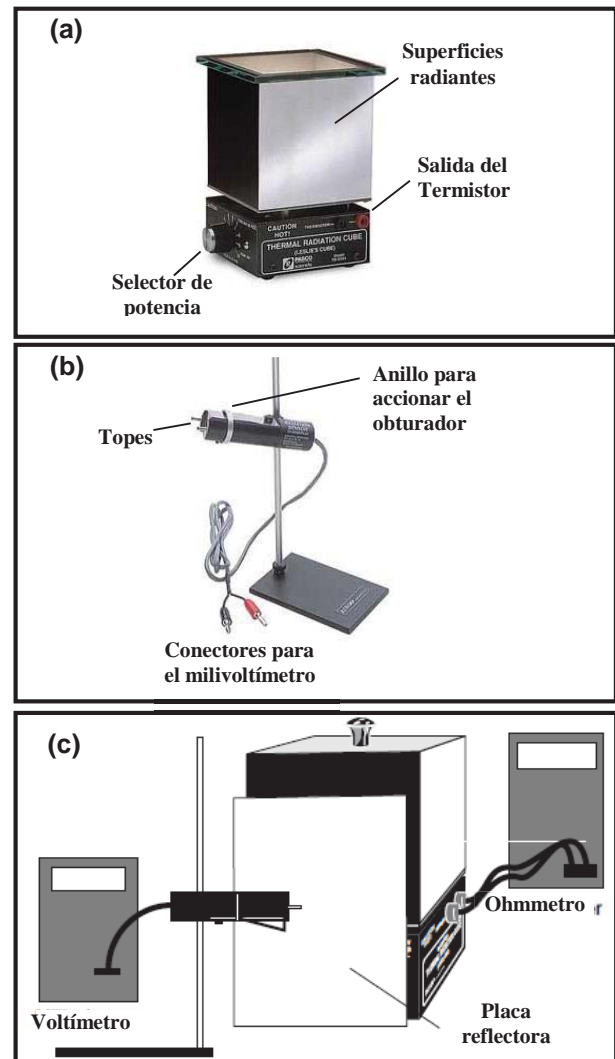


Figura 5: (a) Sensor de radiación utilizado. (b) Cubo de Leslie utilizado. (c) Disposición experimental de los equipos.

Para determinar el valor de σ se consideró que la radiación detectada se encuentra en el rango de linealidad del sensor. Para corroborar esta hipótesis se calculó la longitud de onda del máximo de la curva $R_T(\nu)$ vs. ν para las temperaturas máximas y mínimas que puede alcanzar el cubo de Leslie. Como temperatura mínima se tomó un valor usual de temperatura ambiente ($T = 20^\circ\text{C} = 293\text{K}$) y como temperatura máxima $T = 150^\circ\text{C} = 423\text{K}$. Es de destacar que en nuestras mediciones el cubo de Leslie

alcanzó una temperatura máxima de 130°C y las mediciones se realizaron hasta que su temperatura se redujo a 30°C. A partir de la ley de Wien, para la mayor temperatura (423 K) se determinó una longitud de onda $\lambda_{\text{máx}} = 6.85\mu\text{m}$, mientras que para la menor temperatura (293 K) $\lambda_{\text{máx}} = 9.89\mu\text{m}$. Claramente se aprecia que ambas longitudes de onda están dentro del rango de linealidad [0.5 – 40 μm]. Para terminar de corroborar esta hipótesis, en la Figura 8 se graficó la distribución de radiancia del cuerpo negro (determinada por Planck) para ambas temperaturas y se integró el área bajo la curva en el rango de linealidad del sensor para estimar su porcentaje respecto al área total bajo la curva evaluada a partir de la ley de Stefan-Boltzmann.

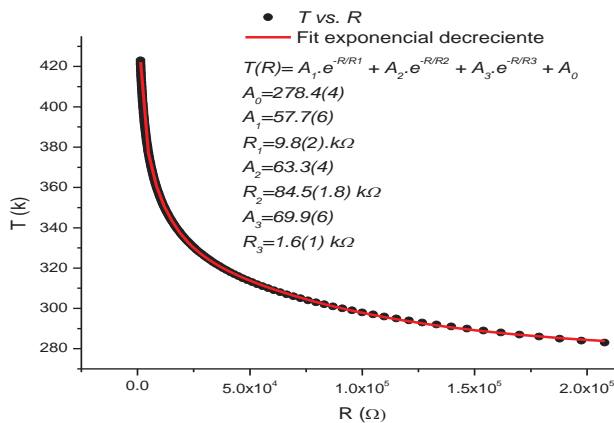


Figura 6: Curva empírica de la temperatura T del cubo vs. La resistencia R del termistor. En rojo se representa una función suma de exponenciales decrecientes utilizada para ajustar una curva a los datos.

La integral bajo la curva correspondiente a 423 K en el rango de frecuencias donde la respuesta del sensor es lineal resultó ser 1% menor respecto al área total determinada por la ley de Stefan-Boltzmann. Mientras que la integral bajo la curva de 293 K resultó ser 5% más chica que el área total para dicha temperatura. Por lo que se puede considerar que, en el rango de temperaturas considerado, la respuesta del sensor a la cantidad de radiación detectada es lineal.

Para calcular la constante de Stefan-Boltzmann resta hacer una segunda suposición. La radiación infrarroja (RI) es fuertemente reflejada por las superficies metálicas limpias y pulidas. La reflectancia de la RI depende fundamentalmente de la conductividad eléctrica del material [9]. Los metales son buenos conductores eléctricos y además buenos reflectores de RI. Por este motivo, los espejos de los láseres de RI se fabrican con una capa superficial de oro. Teniendo en cuenta lo anterior y debido a que la superficie emisora considerada posee una capa dieléctrica de color negro mate la hemos considerado como la superficie de un cuerpo negro ideal, es decir, con emisividad y absorbancia unitarias ($e=1$ y $a=1$).

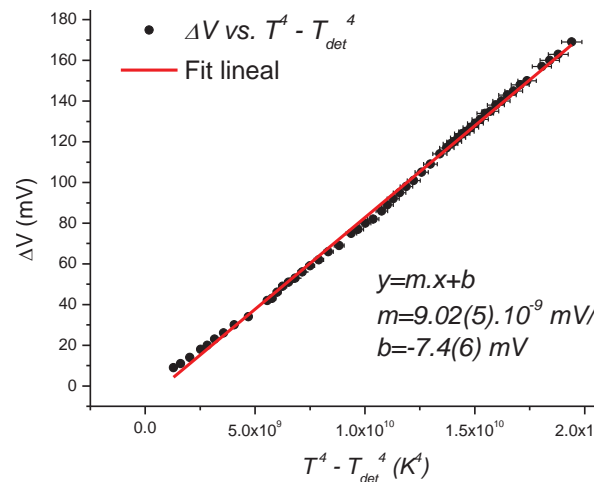


Figura 7: Diferencia de potencial ΔV medida a la salida del sensor de radiación vs. $T^4 - T_{\text{det}}^4$, donde T_{det} representa la temperatura del sensor en el momento de la medición.

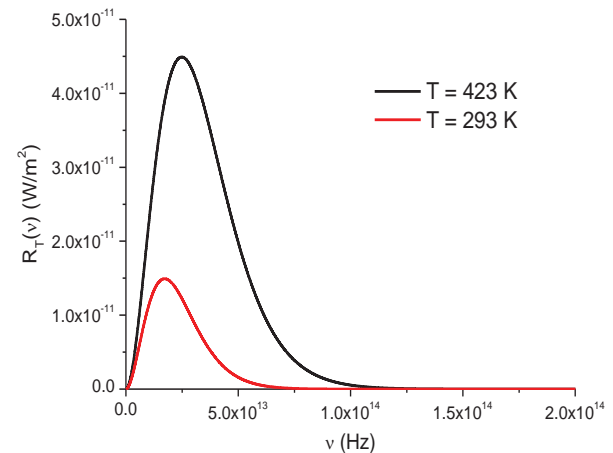


Figura 8: Curvas teóricas de la distribución espectral $R_T(\nu)$ vs. ν predichas a partir de la teoría de Planck para las temperaturas mínimas y máximas que puede alcanzar el cubo de Leslie utilizado.

A partir de la primera hipótesis, se puede expresar a la potencia P que llega al sensor en función de la diferencia de potencial ΔV que genera:

$$P = \frac{1}{\Gamma} \Delta V \quad (12)$$

donde Γ es el factor de respuesta lineal del sensor definido en la sección III.

Si A es el área de colección de radiación del sensor, entonces la irradiancia W_{neto} que llega al sensor será:

$$W_{\text{neto}} = \frac{P}{A} = \frac{1}{\Gamma A} \Delta V = \frac{1}{\Gamma A} \cdot m \cdot (T^4 - T_{\text{amb}}^4) \quad (13)$$

Y por último, relacionando el ajuste lineal de la Fig. 7 con la expresión (13) y suponiendo que la emitancia e de la cara negra del cubo es uno, se puede obtener la constante σ .

$$W_{neto} = W_{abs} - W_{amb} = \sigma(T^4 - T_{amb}^4) \Rightarrow \quad (14)$$

$$\Rightarrow \sigma = \frac{m}{\Gamma A} = 5.80(60) \times 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$$

Como puede apreciarse el valor obtenido en el presente trabajo para la constante σ coincide, dentro del error experimental, con el valor publicado en la literatura ($\sigma=5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ [2]).

V. CONCLUSIONES

En el presente trabajo se ha comprobado la Ley de radiación de Stefan-Boltzmann a partir de la medición de la radiación emitida por el cubo de Leslie en función de su temperatura absoluta. Como consecuencia de esto, es evidente que para realizar un correcto análisis se debe tener en cuenta la radiación que llega al detector como consecuencia de estar en un laboratorio a temperatura ambiente, además de la radiación que recibe desde el cubo de Leslie. A partir del valor de respuesta lineal del sensor y suponiendo que la cara negra del cubo se comporta como un cuerpo negro ($a=1$) se pudo determinar experimentalmente la constante de Stefan-Boltzmann. Además, se encontró que dicho valor coincide (dentro del error experimental) con el valor hallado en la literatura. A futuro se espera realizar este experimento con las otras caras del cubo con el propósito de determinar la absorbancia de cada cara y analizar cuantitativamente si la cara negra realmente se comporta como un cuerpo negro.

Referencias

- 1- http://www.pasco.com/prodCatalog/TD/TD-8554_thermal-radiation-cube-leslies-cube/
- 2- R. M. Eisberg, R. Resnick. *Física cuántica: átomos, moléculas, sólidos y partículas*, Ed. Limusa México, 1º ed. 1989.
- 3- O. Lummer, E. Pringsheim. *Die Vertheilung der Energie im Epectrum des schwarzen Körpers und des blanken Platins*, Verh. d. D. Phys. Ges., **1** 215-235 (1899).
- 4- O. Lummer, E. Pringsheim. *Die Vertheilung der Energie im Spectrum d's schwarzen Körpers*, Verh. d. D. Phys. Ges., **1** 23-41 (1899).
- 5- J. Stefan. *Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur*, Wiener Ber. II, **79** 391-428, (1879).
- 6- W. Wien. *Eine neue Beziehung der Strahlung schwarzer Körper zum zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie*, Berl. Ber., 55-62, (1893).
- 7- L. Rayleigh. *The Law of Partition of Kinetic Energy*, Phil. Mag., **49** 98-118 (1900); L. Rayleigh. *Remarks upon the Law of Complete Radiation*, Phil. Mag., **49** 539-540 (1900);

J.H. Jeans. *The Distribution of Molecular Energy*, Phil. Trans., **196** 397-430, (1901); J.H. Jeans. *On the Conditions necessary for equipartition of Energy*, Phil. Mag. **4** 585-596 (1902).

- 8- W.W. Coblenz, *Present Status of the Determination of the Constant of Total Radiation from a Black Body*, Bulletin of the Bureau of Standards **12** 553-582 (1916).
- 9- M.A. Bramson. *Infrared Radiation: A Handbook for Applications*. Plenum Press, New York (1968)