



Montaje Experimental para el Estudio del Efecto Termoiónico

A. Sarmiento¹, H. Peña Pedraza².

¹Grupo de Investigaciones Integrar, Departamento de Física y Geología, FCB, Universidad de Pamplona, A.A. 1046-Pamplona-NS

²Universidad de Pamplona, ciudadela universitaria, Km. 1 vía a Bucaramanga, Grupo de Investigaciones en Óptica Moderna, Línea de Investigación en Instrumentación Física

Recibido 22 de Oct. 2007; Aceptado 16 de Jun. 2008; Publicado en línea 25 de Jul. 2008

Resumen

El efecto termoiónico ha jugado un papel importante en el desarrollo de la ciencia y en la comprensión de las propiedades de la materia. En el presente trabajo se presenta un montaje experimental simple que permite el estudio de este efecto utilizando una lámpara de dos filamentos de fácil consecución. Mediante la experiencia es posible determinar la ecuación de Richardson-Dushman, la ley de Child y observar las propiedades elementales de la rectificación eléctrica. Los resultados proporcionan una alternativa simple para el estudio del efecto termoiónico en toda su riqueza física en el laboratorio.

Palabras claves: Efecto termoiónico, Ley de Child, Ecuación de Richardson-Dushman, Rectificación eléctrica.

Abstract

The thermo-ionic effect had played an important role in development of science and understanding of matter properties. In present work an very simple experimental set up is presented to study this effect. For the purpose is utilized an commercial two filaments lamp. From the experiment is possible to find the Richardson-Dushman equation, Child's law and to observe elementary electrical rectification properties. The results shows an simple alternative to thermo-ionic effect study in all its physics aspects at laboratory.

Key Words: Thermo-ionic effect, Child's law, Richardson-Dushman equation, Electrical rectification.

© 2008 Revista Colombiana de Física. Todos los derechos reservados.

1. Introducción

El efecto termoiónico consiste en la emisión de electrones por una superficie metálica caliente [1]. Este fenómeno fue conocido desde mediados del siglo XVIII por Charles DuFay [2] quien observó que un gas conducía electricidad cuando se colocaba cerca de un sólido calentado. Seguidamente, Becquerel [3] en 1853 consiguió producir corriente eléctrica al colocar una diferencia de potencial entre dos electrodos calientes de platina inmersos en aire caliente. En 1883, finalmente, Thomas Alva Edison constató la emisión de electrones por un metal caliente [4].

Al suministrar energía térmica a un material, sus electrones adquieren cierta cantidad de energía cinética. Si la energía

adquirida por los electrones es suficiente para superar la barrera de potencial característica de la superficie del material, estos electrones serán emitidos (*emisión termoiónica*) [5]. La corriente electrónica, así emitida por el material, depende de las características del mismo material así como de su temperatura de calentamiento. La función de trabajo ϕ , que es el potencial en voltios correspondiente a la mínima energía que se debe proporcionar al electrón para extraerlo del material, es la característica del material que gobierna el proceso de emisión termoiónica.

Mediante la teoría cuántica y estadística Richardson y Dushman obtuvieron la ecuación que relaciona la densidad de corriente j_e emitida por un metal de función de trabajo ϕ calentado a la temperatura absoluta T [5, 6]:

$$j_e = AT^2 e^{-\frac{e\phi}{kT}} \quad (1)$$

Donde e es la carga electrónica, k la constante de Boltzmann y A es una constante teórica de valor $4\pi emk^2/h^3$ (m : masa del electrón y h : constante de Planck) ó $120 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$. En la práctica el valor para A en la mayoría e los metales es alrededor de la mitad de este valor, debido a las impurezas e imperfecciones en la superficie del material.

Las válvulas de vacío son los dispositivos usualmente utilizados para la observación del efecto termoiónico [1], en ellas se aplica una diferencia de potencial V positiva entre la superficie emisora de los electrones y el electrodo colector de los mismos. La densidad de corriente j_c colectada por la superficie esta dada por la ecuación de ley Child [1, 5, 6]:

$$j_c = BV^{3/2} \quad (2)$$

aquí B es una constante que depende de la geometría de la válvula [7].

El montaje experimental propuesto en el presente trabajo utiliza una lámpara de dos filamentos de fácil consecución en nuestro medio. El montaje experimental no representa dificultades y junto con los resultados obtenidos son presentados a continuación.

2. Montaje experimental

En la Fig. 1 aparece el esquema del montaje experimental para el estudio del efecto termoiónico, utilizando una lámpara de dos filamentos de las comúnmente usadas para el freno del carro, las cuales son de fácil adquisición en nuestro medio. El filamento 1 suministrará los electrones por efecto termoiónico, para ello se le suministrará una tensión de corriente directa entre 0 y 12 V la cual se mide con el voltímetro de corriente continua V_1 , mientras que la respectiva corriente con el amperímetro digital de corriente continua A_1 . El filamento 2 coleccionará los electrones emitidos por el filamento 1, para ello se polariza con un voltaje de corriente continua entre 0 y 100 V. Este es el valor máximo del voltaje soportado por la lámpara utilizada. Dicho voltaje fue medido con el voltímetro digital V_2 y la corriente colectada en el filamento 2 con el microamperímetro digital A_2 . Cabe resaltar que uno de los extremos del filamento 2 permanece abierto durante la experiencia.

3. Procedimiento y resultados

3.1. Ley de Stefan-Boltzmann.

La Fig.2 se muestra la relación entre la temperatura del filamento 1 y su potencia disipada. Para obtener estos datos se varió la tensión del filamento 1, con incrementos de un voltio, desde 5 hasta 12 V. La temperatura absoluta T fue determinada a través de la resistencia del filamento utilizando la ecuación $R(t)=R_o(1 +\alpha t+\beta t^2)$ para el filamento de tungsteno, donde t es la temperatura en $^{\circ}\text{C}$, $\alpha=4,82 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$

y $\beta=6,76 \times 10^{-7} \text{ K}^{-2}$. R_o es la resistencia del filamento 1 a 0°C que se determina mediante la ecuación $R_o=R(t_R)/(1+\alpha t_R+\beta t_R^2)$ [8] (t_R utilizada fue la temperatura de Pamplona, 16°C).

En la Fig. 2 se observa que $P \sim T^4$ como es de esperarse por la ley de Stefan Boltzmann $E=\sigma T^4$, donde E es la energía radiada por el filamento por unidad de tiempo por unidad de área y $\sigma=5,64 \times 10^{-8} \text{ Jm}^{-2}\text{K}^{-4}\text{s}^{-1}$ [1]. Con un área del filamento 1 de $1,07 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ (medida con un calibrador) se obtiene, de la Fig. 1, un valor para σ de $5,43 \times 10^{-8} \text{ Jm}^{-2}\text{K}^{-4}\text{s}^{-1}$ el cual es próximo del valor esperado.

3.2. Emisión termoiónica. Manteniendo fija la temperatura del filamento 1 se varió el voltaje del filamento 2, en incrementos de 10 V, desde 0 hasta 100 V (por encima de 100 V el filamento 2 de la lámpara se deteriora). Así se obtuvo la curva de I vs V mostrada en la Fig.3 para cada temperatura del filamento 1. En esta figura se observa el comportamiento

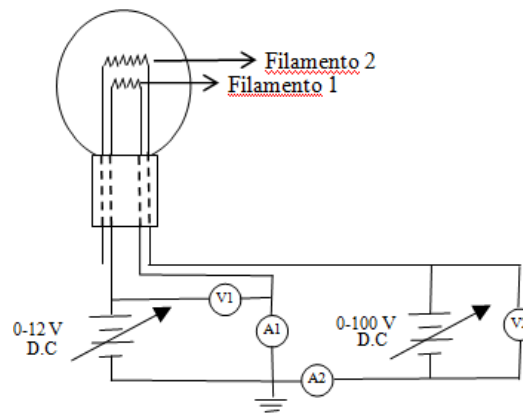


Fig.1 Montaje experimental

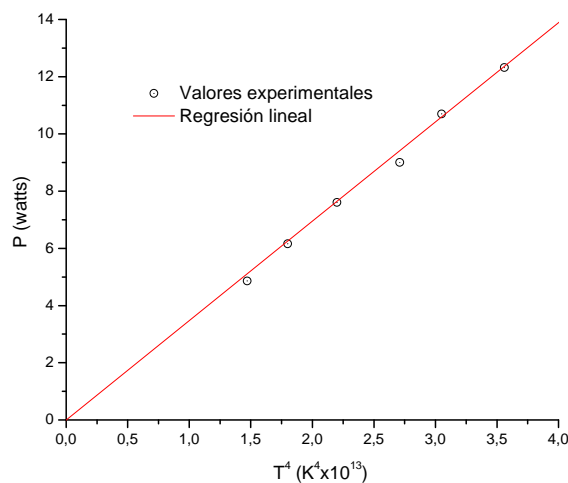


Fig.2 Potencia vs T^4 del filamento 1.

de corriente similar al predicho por la ecuación (1). A partir de estos datos determinaremos algunas de las constantes contenidas en dichas ecuación. En la Fig. 3, también se consigue observar la corriente de saturación en las curvas correspondiente a las temperaturas más bajas (2166,33, 2059,5 y 1957,73 K)

3.3. Ecuación de Richardson-Dushman. Considerando que los valores máximos de la corriente para cada temperatura de la Fig. 3 son próximos de su valor de saturación, lo que corresponde a la recolección por el filamento 2 de todos los electrones emitidos por el filamento 1 ($j_e=j_c$), podemos utilizar la ecuación (1) para determinar la función de trabajo del filamento 1.

La Fig.4 fue trazada utilizando los valores máximos de la corriente colectada por el filamento 2, para cada temperatura del filamento 1. Para mejores resultados se excluyeron los valores más altos de T para los cuales aún se debe estar lejos de la corriente de saturación. Mediante la pendiente de la recta (ver ecuación (1)), se determinó la función de trabajo del filamento 1 como 3,86 V, la cual está próxima del valor de 4,52 V esperado para el tungsteno.

Con el corte con el eje vertical (-4,76) y el área del filamento 1 podemos estimar el valor de la constante A de la ecuación (1) correspondiente a $44,49 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{K}^{-2} \cdot \text{T}^{-2}$. Dicho valor tiene el mismo orden de magnitud del valor esperado ($60 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{K}^{-2} \cdot \text{T}^{-2}$). Es claro que el valor de la constante A es muy dependiente de la pendiente de la recta trazada.

3.4. Ley de Child. La corriente colectada por el filamento 2 en función de la diferencia de potencial, son trazados en escala logarítmica en la Fig.5 para la temperatura de 2059,59 K del filamento 1. De la pendiente de la recta obtenida, se extrae el valor de 1,56 bastante próximo del esperado (1,50) para la ley de Child descrita en la ecuación (2). El corte con el eje vertical proporciona la constante B relacionada con la geometría del sistema.

Conclusiones

El efecto termoiónico fue verificado mediante la Fig.3, determinándose la función de trabajo para el filamento de tungsteno utilizado mediante la ecuación de Richardson-Dushman. El valor encontrado para la función de trabajo es del mismo orden de magnitud del reportado en la literatura. También fue posible corroborar la ley de Child que establece la dependencia lineal entre la corriente colectada por el filamento 2 y su respectivo $V^{3/2}$, para una dada temperatura del filamento 1.

No obstante la simplicidad de la experiencia, los resultados obtenidos concuerdan con la teoría y los valores reportados en la literatura [1] permitiéndose, a través de su implementación, el estudio y observación de los conceptos involucrados en toda su riqueza.

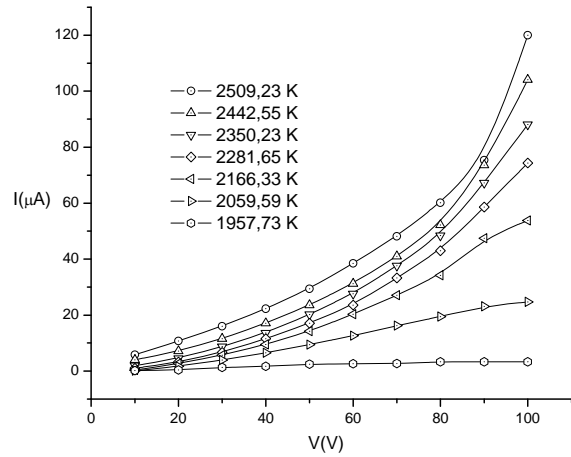


Fig.3 Corriente colectada por el filamento 2 vs V.

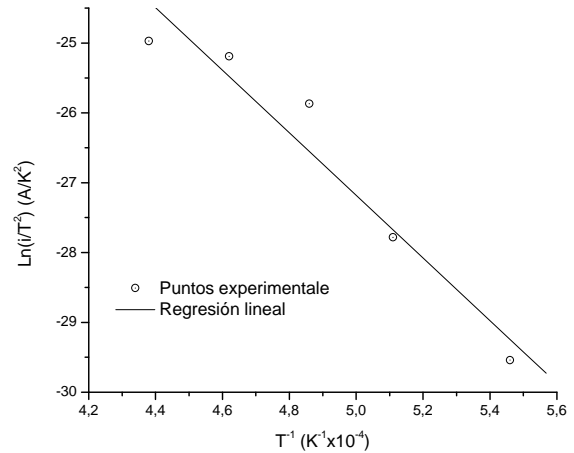


Fig.4 Curva para determinar la función de trabajo.

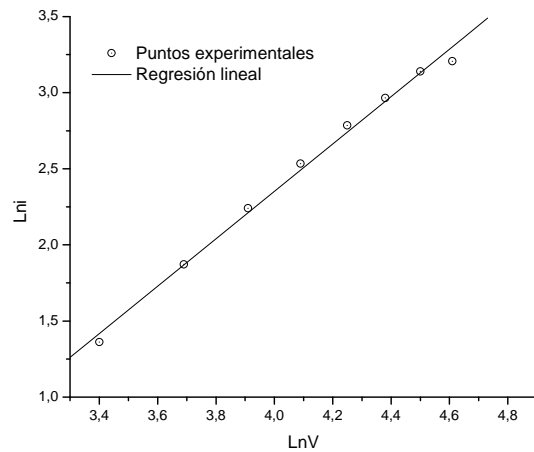


Fig.5 Ln*i* vs LnV para T=2059,59 K.

Referencias

- [1] A. C. Melisinos, Modern Physics, Academia Press, New Cork, 1966.
- [2] J. D. Mcgervey, Introduction to Modern Physics, Academic Press, London, UK.
- [3] The New Encyclopedia Britannica, vol. 18, página 315, MACROEDIA UK.
- [4] F. Huffman, Thermoionic Energy Conversion, Encyclopedia of Physical Science and Technology, vol. 13, Academic Press, New York, USA.
- [5] A. M. Howatson, An Introduction to Gas Dischages, Pergamon Press, New York 2^a ed., 1976.
- [6] B. Chapman, Glow Discharge Processes, John Wiley & Sons, New York, 1980.
- [7] Langmuir y Blodgett, Phys. Rev. 22, 347, 1923.
- [8] Phywe series of publications, LEP 3-5-01, Stefan-Boltzmann's law of radiation.