

# Estudio de la descarga glow en Helio y en Aire

ALAN SOLAS, MATEO SCLAVO, MAXIMILIANO GANDINI

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas, Universidad de Buenos Aires

alansolas@hotmail.com, mateoxiv@gmail.com, maximiliano.gandini.27@gmail.com

22 de Septiembre de 2023

## Resumen

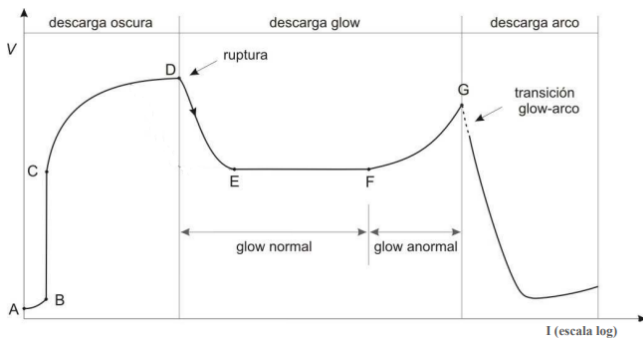
*En el presente informe se estudió el fenómeno de la descarga Glow para aire y helio entre dos electrodos en un recipiente cerrado. Se analizaron las curvas de voltaje en función de la corriente para las regiones de descarga oscura y glow anormal con distintas distancias interelectródicas, además, se observaron anomalías en la descarga. Se hallaron las curvas de Paschen para ambos gases, encontrando así que la distancia entre los electrodos y la presión no son variables independientes en el experimento. Por último, se analizaron los espectros de emisión lumínica de ambos gases y se compararon con datos tabulados por el NIST. Para el aire, se asociaron a emisiones de  $O_2$  y  $N_2$ . Para el helio, se encontró un corrimiento de los picos hacia las longitudes de onda del rojo. Se propuso como explicación una descalibración del espectrómetro empleado o un ensanchamiento Doppler.*

## 1. Introducción

### 1.1. Descarga eléctricas en gases

Las descargas eléctricas en gases son un fenómeno en el cual un gas comienza a conducir electricidad debido a la ionización de sus átomos como consecuencia de la influencia de una fuente energética. En particular, este fenómeno se puede estudiar encerrando un gas entre un ánodo y un cátodo en un espacio cerrado y variar la diferencia de voltaje entre los electrodos.

Para entender las descargas eléctricas en gases, se estudian las curvas de voltaje interelectródico en función de la corriente, las cuales se pueden observar en la Figura 1. En este tipo de curvas se distinguen 3 regiones: descarga oscura, descarga glow y descarga arco. [1]



**Figura 1:** Diferencia de voltaje interelectródico en función de la corriente. Se pueden observar las distintas zonas de descarga: oscura, glow y arco.

En la descarga oscura (A-D) se caracteriza por no observarse emisión de luz, debido a la baja excitación del gas.

En la etapa entre los puntos A y B se observa una corriente débil. Existe un grado constante de ionización debido a fuentes de radiación externas, pero no lo suficiente para que se observe plasma.

Si se aumenta lo suficiente el voltaje, se observa una saturación de la corriente entre los puntos B y C debido a que el tiempo

de tránsito de las cargas es menor que el tiempo de creación de las mismas.

Si el voltaje sigue incrementándose luego del punto C, la corriente crecerá de manera exponencial, por lo que el campo eléctrico será lo suficientemente fuerte como para que los electrones presentes en el gas adquieran la suficiente energía cinética para ionizar otras moléculas, produciendo un efecto de avalancha, lo que se conoce como descarga Townsend. Luego, en el punto D, se produce la ruptura eléctrica, aquí la corriente puede aumentar desde 4 a 8 ordenes de magnitud y se entra en la zona de descarga glow.

Al estar en la región de glow, comienza a haber emisión de radiación visible. Dicha luminosidad se debe a las desexcitaciones en el medio gaseoso, las cuales producen una emisión de fotones. Entre los puntos E y F se encuentra el régimen de glow normal, donde el voltaje interelectródico es prácticamente independiente de la corriente. Esto se debe a que se produce un aumento del área a través del cual fluye la corriente, sin cambio en la densidad de la misma. Luego, entre los puntos F y G, vuelve a aumentar la densidad de corriente, aumentando también la diferencia de voltaje entre los electrodos. Esta región es conocida como glow anormal.

Por último, se observa la descarga arco (a partir de G). En esta, la corriente alcanza valores típicos de 1 A y la descarga glow precipita en un arco. Se observa una fuerte caída del voltaje y un aumento de la corriente.

### 1.2. Curvas de Paschen

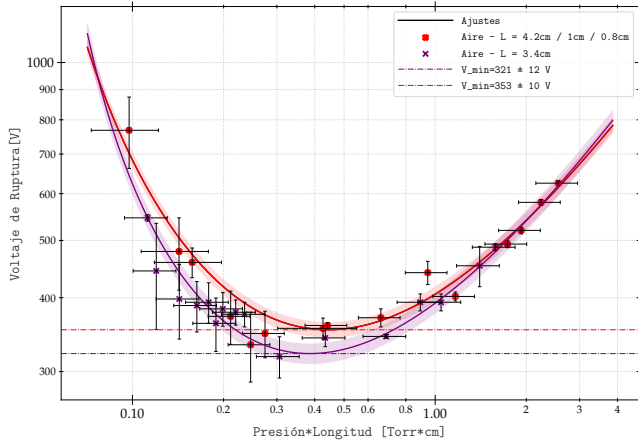
Las curvas de Paschen muestran la dependencia del voltaje de ruptura (punto D en la Figura 1) con el producto de la presión y la distancia interelectródica, además dependen del gas utilizado. El mínimo de estas curvas corresponden al valor donde los electrones poseen la máxima energía para ionizar el gas. Estas curvas están descriptas por la ley de Paschen[2]:

$$V_b = \frac{BpL}{\ln(pL) + k} \quad (1)$$



anómala en la Figura 3). Es decir, donde debería haber un claro salto en el orden de magnitud para la corriente, se vieron oscilaciones entre valores de, aproximadamente,  $(10^{-9}; 10^{-5})$  A antes de entrar en descarga autosostenida. Este comportamiento no esperado podría alterar la disponibilidad de cargas en el gas e introducir un mayor error. Por esto, se consideraron incertezas más grandes para las mediciones que presentaron descarga anómala.

Utilizando las mediciones de la Figura 3 se obtienen los voltajes de ruptura del gas en función del producto de la distancia entre electrodos y la presión:



**Figura 4:** Curvas de Paschen para distintos conjuntos de mediciones en aire, con sus respectivos ajustes, con sus colores correspondientes. En violeta, tenemos las mediciones de aire con  $L=3.4\text{cm}$  y en rojo, las correspondientes a todas las demás  $L$  juntas.

En la Figura 4 podemos observar dos conjuntos de mediciones distintos, con sus respectivos ajustes: en violeta, las mediciones correspondientes al aire con  $L = 3,4\text{ cm}$  y, en rojo, las correspondientes a  $L = 4,2/1/0,8\text{ cm}$ .

Analizaremos los dos conjuntos de resultados por separado.

### 3.1.1. Aire $L = 3.4\text{cm}$

Las mediciones marcadas en la Figura 4 con cruces violetas, corresponden a la descarga con  $L = 3,4\text{ cm}$ . Esta medición fue ajustada a razón de la ec.1 tomando un corrimiento en  $pL$  (ver Apéndice 5.2), la cual otorgó un  $\chi^2$  reducido de 1.19. Esto indica que el modelo es un buen predictor, además de que los errores no fueron sobre-estimados. Con el ajuste, se obtuvo un  $V_{Rmin}$  de  $(321 \pm 15)\text{ V}$ .

### 3.1.2. Aire $L= 4.2\text{cm} / 1\text{cm} / 0.8\text{cm}$

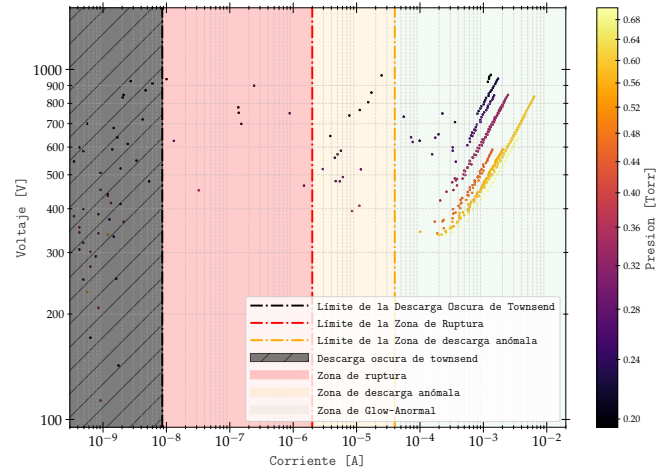
Las mediciones marcadas en la Figura 4 con cruces rojas corresponden a las descargas con  $L = 4,2/1/0,8\text{ cm}$ , ajustadas según la ec.1 tomando un corrimiento en  $pL$  (ver Apéndice 5.2). Teóricamente, por la cantidad de puntos y el rango que tiene este conjunto, se esperaba un ajuste similar al de las mediciones de la subsección anterior, sin embargo otorgó un  $\chi^2$  reducido de 2,77. Esto indica que el modelo no está ajustando bien los datos. Además, el  $V_{Rmin}$  fue de  $(353 \pm 10)\text{ V}$ . Como se puede ver, no

se solapa con el valor anterior. La hipótesis que propuesta para explicar estas falencias es que la presión y la distancia  $L$  no son variables independientes. Una posible solución para evitar este problema sería dejar fija la distancia  $L$  y variar únicamente la presión o, inversamente, dejar fija la presión y variar la distancia  $L$ .

## 3.2. Descargas eléctricas en helio

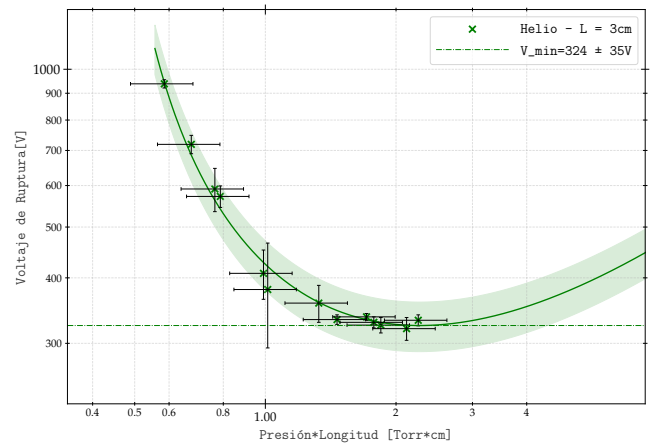
### 3.2.1. Helio $L = 3\text{ cm}$

En la Figura 5 se pueden ver las mediciones de corriente y voltaje interelectródico en helio al variar la tensión de alimentación utilizando  $L = 3\text{ cm}$ .



**Figura 5:** Curvas de Voltaje vs Corriente interelectródicas del helio, con un mapa de calor que muestra la variación de la forma funcional a causa de la presión. Así mismo, se evidencian las distintas zonas de la descarga.

Se obtienen las regiones esperadas teóricamente, aún así, se vuelve a observar durante algunas mediciones un comportamiento anómalo (ver zona de descarga anómala en la Figura 5), tal como ocurría con las descargas en aire.



**Figura 6:** Curvas de Paschen para el helio con  $L = 3\text{ cm}$  con su respectivo ajuste. La línea horizontal punteada marca el voltaje de ruptura mínimo.

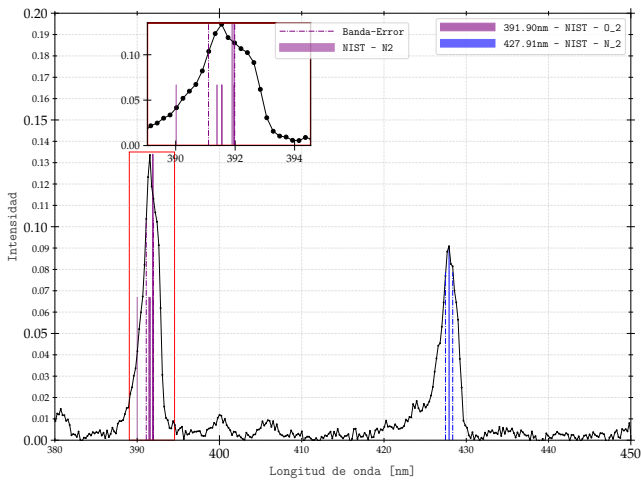
Nuevamente, lo que se hizo fue tomar estas mediciones con una mayor incerteza. Tomando las mediciones de la Figura 5, podemos obtener los voltajes de ruptura del helio (Figura 6), en función del producto de la distancia interelectrónica y la presión. En este caso, al ajustar con la ec.1 con el corrimiento en  $pL$  (ver Apéndice 5.2) se obtuvo un  $\chi^2$  reducido de 0,90. Esto nos indica que el modelo está sobre-ajustando o que los errores fueron sobre estimados. Esto podría venir del hecho de haber tomado errores demasiado grandes para la zona anómala. Aún así, en las mediciones con Helio fue donde más oscilaciones se encontraron, por lo que no podría despreciarse la incerteza que se tomó. Otra posible hipótesis para explicar este comportamiento es la falta de mediciones para el producto presión-longitud luego del mínimo del voltaje de ruptura. En caso de ser cierta esta última, una posible solución sería intentar conseguir puntos donde la presión sea mayor, de manera de aumentar el producto con la longitud.

El  $V_{Rmin}$  en este caso resultó ser  $(324 \pm 35)$  V.

### 3.3. Espectrometría de descargas eléctricas

#### 3.3.1. Espectro del aire

Se utilizó el espectrómetro de fibra óptica para medir el espectro de emisión del aire. Dichas mediciones se pueden observar en la Figura 7. Con las mismas, se puede encontrar una gran variedad de rastros de reacciones químicas generadas por colisiones en el gas, además de poder cerciorarse de que el medio que se está utilizando es el asumido.



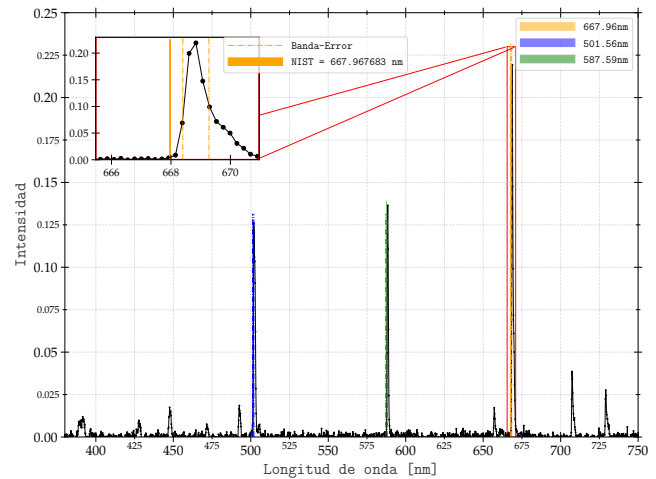
**Figura 7:** Gráfico de intensidad en función de la longitud de onda de una descarga Glow de aire. Con datos del NIST[9] sobre la longitud de onda de emisión del  $N_2$  y el  $O_2$  como comparación. En la figura magnificada se pueden ver varias líneas que podrían estar contribuyendo. Una con la altura de la zona magnificada y otras asociadas a emisiones de menor intensidad que se les asignó la mitad de la altura de la campana.

Comparando los datos medidos con los datos del NIST[9], se pudo asociar los dos picos principales del perfil a emisiones causadas por moléculas de  $N_2$  y  $O_2$ . El pico con un valor de  $\sim 391$  nm podría corresponder a una transición de la configuración electrónica del  $N_2$ , pero no a un desprendimiento de un

electrón [10] con una emisión de 391,45 nm que coincide con el centro del pico. El pico de  $\sim 427$  nm corresponde a una transición de la molécula de  $O_2$ . Es posible que varias emisiones estén contribuyendo a un mismo pico y que lo que se observó con la resolución del espectrómetro utilizado es un promediado de varias transiciones que ocurren en el gas. Como se ve en la parte magnificada, hay varias líneas espectrales que podrían estar contribuyendo.

#### 3.3.2. Emisión del Helio

Se realizó una medición del espectro del He con el fin de confirmar la pureza del gas en cuestión.



**Figura 8:** Gráfico de intensidad en función de la longitud de onda de una descarga glow de Helio. Con datos del NIST[9] sobre la longitud de onda de emisión.

Se observó que el He en general tiene un espectro menos “ruidoso” que el aire. Esto se debe a que la configuración electrónica del helio es más simple que la de las moléculas de  $O_2$  y  $N_2$ , entonces la cantidad de frecuencias de emisión posibles es menor. Otra cualidad a destacar es que todos los picos observados tienen anchos característicos, en general, menores que los del aire. Se pudieron relacionar estos mismos con transiciones asociadas al átomo de He aunque se observó una discrepancia apreciable con los datos recopilados por el NIST. Como puede observarse en el área magnificada de la Figura 8, no se solapan las bandas de error con los datos tabulados, incluso considerando un error de dos veces la mínima resolución (En algunos picos sí hay solapamiento, pero solo tomando este error aumentado). Comparando pico por pico los datos con los tabulados, se encontró que todos estaban corridos como mínimo, en  $\sim 0,2$  nm hacia las longitudes de onda del rojo. Se consideró que esto podría tener distintas explicaciones, como una ligera des-calibración del espectrómetro empleado. Esta hipótesis no puede ser refutada con los datos actuales ya que los picos del aire tienen demasiadas emisiones posibles asociadas a ellos para poder apreciar un corrimiento tan pequeño. Otra hipótesis posible, es que se esté observando un ensanchamiento-doppler [11] provocado por la agitación térmica de las partículas emisoras. Este es un fenómeno conocido en espectroscopía de descargas[12], utilizando los corrimientos en longitud de onda observados, se puede cal-

cular (ver Apéndice 5.3) que la energía por agitación térmica de las partículas [13] estaría en el rango de  $T_e \sim 0,1$  y  $T_e \sim 0,3$  eV, lo cual coincide con las estimaciones [14] para la temperatura de los electrones en descarga Glow de helio. Una manera posible de refutar esta hipótesis, sería realizar espectrometría calentando el He y observando el comportamiento de los picos. Si estos no se ensanchan y se desplazan hacia longitudes de onda mayores como predice la teoría, no estamos observando ensanchamiento por efecto Doppler.

## 4. Conclusiones

Se estudió y analizó el fenómeno de la descarga glow para el aire y el helio. Se logró obtener las curvas de voltaje en función de la corriente entre los electrodos para distintos valores de la presión y de la distancia entre los electrodos. Tanto como para aire y helio las curvas se comportaron como el modelo teórico predecía a excepción de los puntos en el rango de  $(10^{-9}, 10^{-5})$  A donde se observó una fluctuación anómala, por esta razón se consideraron incertezas mas grandes para dicha zona. Se pudieron obtener las curvas de Paschen tanto para el aire como para el helio. En el caso del aire, se encontró un voltaje de ruptura mínimo de  $(321 \pm 15)$  V manteniendo una distancia entre los electrodos fija en  $(3,4 \pm 0,2)$  cm y variando la presión. Por otro lado, al variar tanto las distancias como las presiones, se obtuvo que el mismo era  $(353 \pm 10)$  V. Esta discrepancia se atribuyó al hecho de que la presión y la distancia entre electrodos no son variables independientes. Luego, para el helio, se encontró un voltaje de ruptura mínimo de  $(324 \pm 35)$  V. En el espectro de emisión del aire se logró asociar a los dos picos principales con emisiones de las moléculas de  $O_2$  y  $N_2$  del perfil, para el caso de la molécula de nitrógeno corresponde aproximadamente a 391 nm y para la molécula de oxígeno alrededor de 427 nm. Para el espectro de emisión del helio, al comparar con los datos tabulados por el NIST, se notó que los picos principales tienen un corrimiento de aproximadamente de 0,2 nm hacia las longitudes de onda del rojo. Esto podría explicarse como una leve descalibración del espectrómetro empleado, o podríamos estar observando un ensanchamiento Doppler.

## Referencias

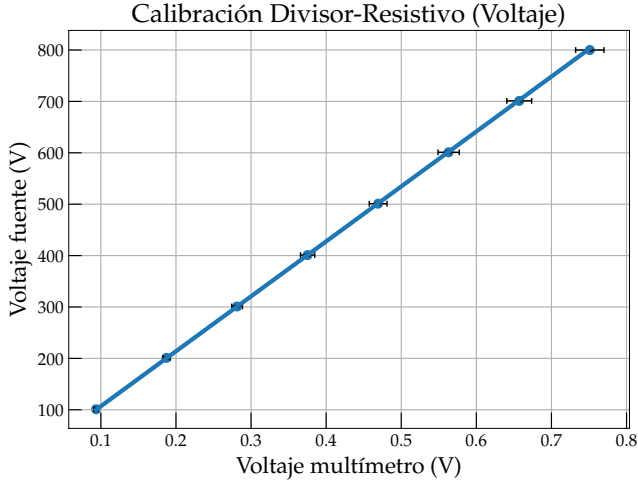
- [1] Laboratorio 5, Departamento de física. <http://materias.df.uba.ar/15b2019c2/files/2012/07/guia-descarga-glow.pdf>
- [2] E. Husain, Analysis of Paschen curves for air, N2 and SF6 using the townsend breakdown equation
- [3] Bomba de vacío Edwards E2M5 <https://www.ajvs.com/library/Edwards%20E2M2%20E2M5%20E2M8%20E2M12%20Instruction%20Manual.pdf>
- [4] Pirani Edwards WRG-S <https://www.edwardsvacuum.com/content/dam/brands/edwards-vacuum/edwards-website-assets/scientific-vacuum/documents/datasheets/Edwards-WRG-Wide-Range-Gauge-3601-0236-01.pdf>
- [5] Fuente de alta tensión Stanford PS325 [https://www.brlltest.com/pdf/pdf\\_other/492.pdf](https://www.brlltest.com/pdf/pdf_other/492.pdf)
- [6] Generador de funciones Tektronix AFK3021B [https://octopart.com/afg3021b-tektronix-5431325?gclid=Cj0KCQjw06-oBhC6ARIsAGuzdw2bG91wPaCaP\\_aICKRIDqSNt2ZSygMYvCvOsK3XNkpKz7dRR\\_HsiYUaAlnqEALw\\_wcB](https://octopart.com/afg3021b-tektronix-5431325?gclid=Cj0KCQjw06-oBhC6ARIsAGuzdw2bG91wPaCaP_aICKRIDqSNt2ZSygMYvCvOsK3XNkpKz7dRR_HsiYUaAlnqEALw_wcB)
- [7] Multímetro HP 34401A <https://docs.rs-online.com/bb24/0900766b81312307.pdf>
- [8] Espectrómetro Thorlabs CCS200 <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=CCS200#ad-image-0>
- [9] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS IN TECHNOLOGY; [https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html)
- [10] ANÁLISIS ESPECTROSCÓPICO Y CARACTERIZACIÓN DE UN PLASMA DE RESPLANDOR; Página 48 ; VERÓNICA VICUÑA HERNÁNDEZ ; UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO ; FACULTAD DE CIENCIAS ; Año: 2008
- [11] Glow Discharge Spectroscopies -Atomic Emission Spectrometry (1993). Página:121 ; Kenneth R Hess ; Franklin and Marshall College ; Department of Chemistry ; Lancaster ; Pennsylvania
- [12] Glow Discharge Spectroscopies -Laser-Based Methods (1993) ; Página:474 ; Kenneth R Hess ; Franklin and Marshall College ; Department of Chemistry ; Lancaster ; Pennsylvania
- [13] 1D kinetic simulations of a short glow discharge in helium; Página:6 debajo ec(22) ; Chengxun Yuan, E. A. Bogdanov, S. I. Eliseev, and A. Kudryavtsev ;  
<sup>1</sup>Harbin Institute of Technology; Harbin ; China ;  
<sup>2</sup>Physics Department, Saint Petersburg State University ; St. Petersburg ; Russia;  
 American Institute of Physics ; 7 July 2017
- [14] Electron Temperature and Density Diagnostics in a Helium Glow Discharge ; E. A. Den Hartog, T. R. O'Brian, and J. E. Lawler ; Physics Department ; University of Wisconsin ; Madison, Wisconsin ; PHYSICAL REVIEW LETTERS ; VOLUME 62 ; 27 MARCH 1989
- [15] On Correction Factor in Scaling Law for Low Pressure DC Gas Breakdown; Journal of Physics: Conference Series 511 (2014) 012002



## 5. Apéndice

### 5.1. Calibración divisor resistivo

Para obtener el factor de conversión entre el voltaje de entrada al divisor resistivo (diferencia de voltaje entre los electrodos) y su salida (lugar donde se conectó el multímetro), se tomaron varios datos y se ajustaron según una ecuación lineal:



**Figura 9:** Ajuste lineal para calibrar la conversión de voltajes del divisor resistivo.

La pendiente resultó ser  $1069 \pm 10$ .

### 5.2. Ley de Paschen

La ley de Paschen es:

$$V_b = \frac{BpL}{\ln(pL) + \ln[A/\ln(1 + 1/\gamma)]}$$

Para ajustar, se reescribió de la forma

$$V_b = \frac{BpL}{\ln(pL) + \ln(A')}$$

donde

$$A' = A/\ln(1 + 1/\gamma)$$

Luego, se tomaron apartamientos en  $pL$ :

$$V_b = \frac{B(pL + x)}{\ln((pL + x)A')}$$

Donde  $x$  es simplemente un pequeño apartamiento de  $pL$ . Con esta última se ajustaron las curvas de Paschen. Este corrimiento podría interpretarse como:

$$\frac{B(pL)}{\ln((pL)A')} = \frac{B^*(pL^* + x)}{\ln((pL^* + x)A')}$$

Si consideramos que los numeradores son iguales:

$$pL^* = pL \frac{B}{B^*} - x$$

Entonces:

$$V_B = \frac{BpL}{\ln((pL \frac{B}{B^*})A')}$$

Que podría equivaler a reescalar la ecuación original como se propone en el paper[14].

### 5.3. Agitación térmica del helio

Planteando el corrimiento por efecto Doppler

$$f = f_0(1 + \frac{v}{c})$$

Donde  $f_0$  es la frecuencia en reposo (la calculada por el *NIST*) y  $f$  es la frecuencia que medimos nosotros, viendo a las partículas agitadas con una velocidad  $v$ . Tenemos en cuenta la relación:

$$T_e = \frac{\pi}{8} m v_{th}^2$$

Donde  $T_e$  es la temperatura del electrón y  $m$  su masa, la ecuación la despejamos de la publicación[13] para la velocidad térmica. Tenemos la velocidad en función de las longitudes de onda que medimos y tabuladas, lo que nos permite usar, asumiendo que la velocidad  $v$  es aquella relacionada a la agitación térmica:

$$T_e = \frac{\pi}{8} m \left( \left( \frac{\lambda_0}{\lambda} - 1 \right) c \right)^2$$

Transparencias del cálculo: <https://colab.research.google.com/drive/1OCyJuwWFryT11FBARTHauLrqzW5TSNusp=sharing>