



Universidad Autónoma del Estado de México
Facultad de Ciencias

“Plasmas no térmicos en atmósferas de compuestos orgánicos volátiles”

TESIS

que para obtener el grado de Maestro en Ciencias presenta

Fís. Jose Carlos Palomares Amado

Comité tutorial

Dr. Pedro Guillermo Reyes Romero

Dr. Horacio Martínez Valencia

Dr. Aarón Gómez Díaz

Toluca Estado de México, 2021

Resumen

Existe gran importancia en la investigación de compuestos orgánicos volátiles (VOC) por sus siglas en inglés, debido a que son precursores de la formación de productos secundarios gaseosos, estos gases son causados por su oxidación química y se emiten a la atmósfera en grandes cantidades, las cuales son procedentes de fuentes tanto antropogénicas, como naturales. Para poder modelar y controlar su impacto, resulta de gran relevancia comprender las fuentes de los VOC, su distribución y las reacciones fisicoquímicas que modifican estos compuestos de la atmósfera. En este trabajo, se utiliza una fuente de alto voltaje para generar un plasma de los compuestos orgánicos Etanol y Metanol. Se determinan sus características eléctricas mediante Ley de Paschen, se realiza una modificación experimental de la misma Ley, así como su caracterización mediante espectroscopia óptica de emisión.

Este tipo de descargas luminiscentes (plasmas), se considera un medio eléctricamente cuasi-neutro, en donde los electrones con suficiente energía pueden producir diferentes procesos atómicos y moleculares de los cuales se destaca la ionización, excitación y disociación, generando partículas y radicales altamente reactivos. Todas estas partículas tienden a interactuar entre sí formando nuevas especies, o impactar con las superficies circundantes, quedando allí depositadas o arrancando nuevas partículas que se incorporan al plasma.

Los impactos electrónicos también excitan a los átomos y moléculas a niveles de energía superiores al fundamental, aumentando su reactividad, es decir, la tendencia a combinarse con otros átomos y moléculas, la cual está directamente relacionada con la facilidad con la que pierden sus electrones de valencia, cuanto menor sea la energía de ionización, mayor será su reactividad.

La des-excitación espontánea de estas partículas proporciona una de las características más importantes y distintivas de los plasmas, la emisión de luz visible y de radiación, lo que permite la identificación directa de las especies mediante su análisis espectral.

Índice

I.	Introducción	5
II.	Antecedentes	7
	II.1. Plasma no térmico	7
	II.2. Ley de Paschen	8
	II.3. Modificación experimental a la ley de Paschen	10
	II.4. OES	11
III.	Hipótesis	13
IV.	Objetivos	14
V.	Métodos	15
	V.1. Esquema Experimental	16
VI.	Resultados	17
	VI.1. Resultados experimentales de la ley de Paschen	18
	VI.2. Resultados (Espectroscopia óptica de emisión)	32
	VI.3. Resultados (Modificación experimental ley de Paschen)	39
VII.	Conclusiones	45
	Bibliografía citada	47
	Artículo enviado	49
	Anexos	50

❖ I. Introducción

Los VOC son un tema de investigación científica importante, debido al impacto ambiental que tienen, su toxicidad, alta estabilidad y persistencia en el medio ambiente han dado pie al desarrollo de nuevos métodos y tecnologías que permitan su entendimiento, para así coadyuvar a su disociación en moléculas más simples como el carbón (C_2) o el agua (H_2O), convirtiendo a estos subproductos en energía [1].

Un VOC abarca un gran número de compuestos de fuentes antropogénicas y naturales, entre las cuales se pueden encontrar el benceno, hidrocarburos halogenados volátiles, alcoholes, éteres, lípidos, fenoles, ácidos grasos (aldehídos, cetonas), polímeros de moléculas pequeñas, tioles y aminas, quienes por sus características físicas y su interacción con el medio ambiente son precursores de smog fotoquímico, el cual presenta efectos nocivos sobre los seres humanos y el medio ambiente [1].

Los alcoholes primarios, etanol (CH_3CH_2OH) y metanol (CH_3OH), son VOC que se encuentran en innumerables productos industriales y de uso común, siendo estos de gran relevancia dado que son responsables del 20% de la producción total de ozono fotoquímico[2]. En este estudio, se utiliza una atmósfera de etanol, metanol y una mezcla de ambas al 50% como un modelo de VOC, el cual permitió generar una descarga luminiscente a diferentes presiones, de 8×10^{-2} a 5 Torr.

Al generar una diferencia de presión entre la cámara de reacción y los alcoholes (etanol y metanol) y mediante el uso de una fuente de alto voltaje, se genera una disrupción eléctrica en donde cierta densidad de partículas comenzará a ionizarse cuando el voltaje aplicado entre los electrodos sea mayor o igual al voltaje crítico o voltaje de rompimiento, para que esto ocurra debe haber algún electrón o electrones libres que induzcan la ionización, dichos electrones producen una amplificación en la concentración de iones y electrones presentes en el gas como resultado de los procesos α y γ siendo ellos el primer y segundo coeficiente de ionización asociados a la atmosfera de gas y material de los electrodos.

En este trabajo se analiza la tensión disruptiva entre electrodos paralelos con geometría circular como función de la presión (p) y la distancia (d), obteniendo la siguiente relación: $V_B = f(pd)$ la cual es llamada Ley de Paschen, así mismo se realiza una modificación experimental que relaciona la distancia (d) y el radio (r) de los electrodos

La descomposición de etanol, metanol y la influencia de las especies activas, tales como O_2 , CO , CO^+ , H_α , H_β , así como la formación de subproductos del plasma se examinarán mediante el análisis de espectros ópticos de emisión obtenidos a partir de la radiación electromagnética producida por el plasma de CH_3CH_2OH y CH_3OH .

La información del análisis de las descargas luminiscentes generadas a partir de los alcoholes etanol y metanol, así como su mezcla al 50% aportan al conocimiento datos confiables sobre las reacciones atómicas y moleculares que se llevan a cabo, además del análisis de la tensión disruptiva entre los electrodos a diferentes presiones, distancias de separación y diferentes radios que podrían ser utilizados en aplicaciones industriales.

❖ II. Antecedentes.

II.1. Plasma no térmico.

Un plasma no térmico, proporciona un medio altamente reactivo a bajas temperaturas, en el cual los procesos de excitación resultan de la energía adquirida por los electrones en presencia del campo eléctrico, dichos electrones colisionan con las moléculas y átomos del gas y producen especies reactivas frías (desde el punto de vista traslacional). Las especies cargadas (iones y electrones) van a adquirir un comportamiento muy diferente debido a la presencia del campo eléctrico que hace aumentar su energía, esto produce una ruptura en las relaciones típicas del equilibrio, y resulta bastante común hablar de la energía cinética media relacionada con su temperatura.

Las características físicas de estas descargas dependen de diversos parámetros (presión, distancia entre los electrodos, gas) que dependiendo de la aplicación se convierten en variables que pueden ser modificadas [3-4].

Para las diferentes especies del plasma, las leyes de Maxwell describen la distribución de las partículas que lo componen con respecto a sus velocidades como se puede explicar en la ecuación 1.

$$f(v) = 4\pi r^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (1)$$

Donde k es la constante de Boltzmann, que tiene un valor de $1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$, m es la masa de la partícula y T es la temperatura [5].

Las leyes de Boltzmann permiten determinar la población del estado excitado de un átomo o una molécula. Siendo N_1 y N_2 las densidades de las partículas de una especie dada, que se distribuyen en el primer y segundo nivel, respectivamente. De acuerdo con la ley de Boltzmann se tiene que:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (2)$$

donde E_1 y E_2 son las energías de los niveles 1 y 2, y g_1 y g_2 son los pesos estadísticos de las energías de los niveles 1 y 2, T es la temperatura.

La ecuación de Saha que está relacionada con la densidad electrónica (N_e), la densidad (N_Z) de los iones con carga Z_e y la densidad (N_{Z+1}) de los iones, como se indica en la ecuación 3:

$$\frac{N_e N_{Z+1}}{N_Z} = S_Z(T) \quad (3)$$

$$S_Z(T) = 2 \frac{U_{Z+1}(T)}{U_Z(T)} \frac{(2\pi m k T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_{Z\infty} - \Delta E_{Z\infty}}{kT}\right) \quad (4)$$

Donde $U_{Z+1}(T)$ y $U_Z(T)$ son la función de partición de los iones con carga $(Z + 1)$ y Z_e respectivamente, h es la constante de Planck ($6.626 \times 10^{-34} \text{ J*s}$), la masa del electrón (m) es ($9.109 \times 10^{-31} \text{ Kg}$), $E_{Z\infty}$ es la energía mínima de ionización.

Cada una de estas leyes rigen la función de distribución de velocidad de las partículas, el estado de excitación y el grado de ionización, respectivamente.

II.II. Ley de Paschen

Las curvas de Paschen describen la relación entre el voltaje de ruptura dieléctrica (V_B) y el producto entre la presión (p) y la distancia (d) de separación de los electrodos, es decir: $V_B = f(pd)$. La curva característica que se traza tomando (pd) a lo largo del eje (x) y V_B a lo largo del eje (y) se llama curva de Paschen [6]. A medida que se aplica una diferencia de potencial, el campo eléctrico entre los electrodos acelera cualquier carga libre que exista. Los electrones libres se encuentran en el sistema a causa de diferentes mecanismos de interacción entre las moléculas, átomos y electrones que están en la atmosfera de la mezcla, si un electrón incrementa su energía, este puede resultar en la ionización y crear un nuevo electrón y un ion libres. El nuevo electrón libre puede repetir el proceso y crear una reacción en cadena. Esto representa el primer coeficiente de ionización de Townsend (α) que indica la ionización por unidad de longitud [7-8]. Así mismo cuando el ion se acelera hacia el cátodo y lo golpea, existe la posibilidad de que libere un electrón. Este proceso se llama emisión secundaria dado por el segundo coeficiente Townsend (γ) y es responsable de la producción de electrones que pueden sostener la descarga luminiscente [9-10]. El coeficiente (γ) describe el número de electrones que se generan a partir del cátodo por partícula incidente.

Partiendo del criterio de Townsend

$$e^{\alpha d} - 1 = \frac{1}{\gamma} \quad (5)$$

y

$$\alpha = A p \exp\left(\frac{-B p d}{V}\right) \quad (6)$$

Donde α y γ son el primero y segundo coeficiente de Townsend, A es la ionización de saturación en el gas y B es una constante relacionada con las energías de excitación y ionización. Ambas constantes dependientes del gas para una relación E/p donde E indica el campo eléctrico [10-11].

$$\exp \left[A p d * \exp \left(\frac{-B p d}{V} \right) \right] = \frac{1}{\gamma} + 1 \quad (7)$$

reordenando y considerando los logaritmos

$$A p d * \exp \left(\frac{-B p d}{V} \right) = \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \quad (8)$$

Por lo tanto

$$\frac{-B p d}{V} = \ln \left[\frac{\ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right)}{A p d} \right] = \ln \left[\ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \right] - \ln(A) - \ln(p d) \quad (9)$$

Entonces

$$V = \frac{B p d}{\ln(p d) + \ln(A) - \ln \left[\ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \right]} \quad (10)$$

Obteniendo

$$V_B = \frac{B p d}{\ln(p d) + \ln \left[\frac{A}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right]} \quad (11)$$

Para encontrar el mínimo se parte de la siguiente ecuación

$$\frac{dV_B}{d(p d)} = 0 \quad (12)$$

Donde

$$\frac{dV_B}{d(p d)} = \frac{B[\ln(p d) + c] - B p d \left(\frac{1}{p d} \right)}{[\ln(p d) + c]^2} = 0 \quad (13)$$

$$\text{Con } C = \ln \left[\frac{A}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right]$$

Esto es correcto cuando

$$B[\ln(p d) + c] - B = 0 \quad (14)$$

Y

$$\ln(p d) = 1 - c \quad (15)$$

De este modo

$$(p d) = e^{1-c} = \bar{e} e^{-c} \quad (16)$$

Donde $\bar{e} = e^1$

$$pd = \bar{e} * \exp \left\{ -\ln \left[\frac{A}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right] \right\} = \bar{e} \left[\frac{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)}{A} \right] \quad (17)$$

Por lo tanto

$$(pd)_{min} = \frac{\bar{e}}{A} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (18)$$

La ecuación 18 explica el voltaje de disrupción eléctrica, la cual se simplifica al expresarlo como $V_B = f(pd)$.

II.III. Ley modificada de Paschen

Para la modificación en la ley de Paschen se sugiere que el voltaje de ruptura dieléctrica es una función de la relación d/r siendo r el radio del electrodo por lo que ahora la función se expresa como $V_B = f \left(pd, \frac{d}{r} \right)$ [10].

Por lo tanto, la distribución del campo eléctrico dentro de la cámara de reacción puede expresarse en función de la ecuación (19).

$$\frac{E}{E_{av}} = f \left(\frac{x}{d}, \frac{d}{r} \right) \quad (19)$$

E_{av} es campo eléctrico promedio, $E_{av} = \frac{V}{d}$, donde V representa el voltaje aplicado. Al sustituir $E_{av} = \frac{V}{d}$ y reordenar los términos podemos escribir la ecuación (20).

$$\frac{E}{p} = \frac{V}{pd} * f \left(\frac{px}{pd}, \frac{d}{r} \right) \quad (20)$$

Los criterios de Townsend y la condición para la auto-sostenibilidad de la descarga luminiscente, pueden ser escritos como

$$\gamma \left[e^{\int_0^d \alpha(x).dx} - 1 \right] = 1 \quad (21)$$

La ecuación (21) puede ser reescrita como

$$\int_0^d \alpha(x).dx = \log_e \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (22)$$

El coeficiente α depende del campo eléctrico E , por lo que utilizando la Ec. (20), se puede obtener una expresión para α .

$$\alpha = A.p.e^{\left[\frac{-B}{V_B/pd f \left(\frac{px}{pd}, \frac{d}{r} \right)} \right]} \quad (23)$$

Sustituyendo la ecuación 23 en la ecuación 22 y reagrupando los términos, se obtiene

$$\int_0^{pd} \exp\left[\frac{-Bpd}{v_B \cdot f\left(\frac{px}{pd}, \frac{d}{r}\right)}\right] \cdot d(y) = \frac{\log_e\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)}{A} \quad (24)$$

Se puede deducir de la ecuación (24) que el voltaje es una función de pd y $\frac{d}{r}$ esto indica que, para cualquier configuración en donde se presente el mismo valor de presión, distancia de separación y diferente distancia de los radios se presenta el mismo voltaje de ruptura.

II.IV. OES

El estudio mediante espectroscopia óptica de emisión tiene fundamentos sobre la longitud de onda de un fotón en la descarga luminiscente, esta longitud es identificada a partir de un salto energético concreto, producida por la desexcitación de un electrón que se puede relacionar con el elemento al que pertenece el átomo inicial dando lugar al análisis cualitativo. Además, la intensidad de la línea de emisión se relaciona con la densidad de átomos en el estado excitado lo cual podría permitir el análisis cuantitativo. Las técnicas de espectroscopia de emisión óptica proveen también la información acerca de los parámetros físicos del plasma. Para llevar a cabo estos estudios es necesario recoger la señal luminosa emitida por el plasma en cuestión, separar los fotones según su diferente longitud de onda para finalmente detectar y cuantificar dicha emisión. En un campo estacionario, la tasa de absorción total, $N_1 B_{12} I(\nu)$, que representa el número de fotones absorbidos por volumen por segundo debe ser igual a la tasa de emisión total $N_2 B_{21} I(\nu) + N_2 A_{21}$ debido a la ley de conservación de energía. N_1 y N_2 representan la población de los niveles 1 y 2, $I(\nu)$ es la intensidad espectral, y A_{21} , B_{21} y B_{12} son los coeficientes de Einstein de emisión espontánea, emisión inducida y absorción, respectivamente como se muestra en las siguientes ecuaciones [11-14].

$$[B_{12} I(\nu) + A_{21}] N_2 = B_{12} N_1 I(\nu) \quad (25)$$

Los coeficientes de Einstein se pueden escribir como

$$B_{12} = \frac{4\pi^2 e^2}{m_e h \nu c} f_{12}, \quad B_{21} = \frac{4\pi^2 e^2}{m_e h \nu c} \frac{g_1}{g_2} f_{12} \quad \text{y} \quad A_{12} = \frac{8\nu^2 \pi^2 e^2}{m_e c^3} \frac{g_1}{g_2} f_{12} \quad (26)$$

Donde c es la velocidad de la luz y f_{12} es la fuerza del oscilador; por lo tanto,

$$\frac{B_{21}}{B_{12}} = \frac{g_1}{g_2} \quad (27)$$

Entonces

$$I(\nu)[B_{21} N_2 + B_{12} N_1] = A_{21} N_2 \Rightarrow I(\nu) B_{21} \left[N_2 + \frac{g_2}{g_1} N_1 \right] = A_{21} N_2 \quad (28)$$

Remplazando en la ecuación (13)

$$I(\nu)B_{21} \left[\frac{Ng_2 \exp(E_2)}{U} + \frac{g_2 Ng_1 \exp(E_1)}{g_1 U} \right] = A_{21}N_2 \quad (29)$$

$$I(\nu)B_{21} \frac{Ng_2}{U} \exp(h\nu/kT) = A_{21}N_2 \quad (30)$$

$$N_i = N \frac{g_i}{U(T)} e^{-E_i/kT} \quad (31)$$

Usando (2) para dos transiciones diferentes y establecer una relación entre las transiciones, se obtiene lo siguiente:

$$\frac{N_2}{N_1} = \left(\frac{g_2}{g_1} \right) e^{-(E_2-E_1)/kT} = \left(\frac{g_2}{g_1} \right) e^{-\frac{h\nu_{21}}{kT}} \quad (32)$$

Donde

$$E_2 - E_1 = h\nu_{21} \quad (33)$$

Donde I_{21} es la intensidad de línea y ν_{21} es la frecuencia de transición. Al reemplazar (2) y evaluar (15) con $i = 2$, la intensidad de la línea espectral también se puede describir como:

$$I_{21} = \frac{N}{U(T)} g_2 A_{21} h\nu_{21} e^{-\frac{E_2}{kT}} \quad (34)$$

Donde g_2 es la densidad de estados, E_2 es la energía de nivel superior y T es la temperatura de excitación.

❖ III. Hipótesis

Se espera que el comportamiento de cada curva de Paschen obtenida experimentalmente en atmósferas de etanol y metanol se comporte en relación con la curva característica de Paschen $V_B = f(pd)$, incluso si existe una variación en la distancia de separación y diámetro de los electrodos $V_B = f\left(p\frac{d}{r}\right)$, así como que las reacciones atómicas y moleculares muestren especies correspondientes a los VOC estudiados ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ y CH_3OH).

❖ IV. Objetivos

Objetivo general

Generar y caracterizar eléctricamente la descarga luminiscente producida a partir de una atmosfera de $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$, CH_3OH y una mezcla de ambas mediante la ley de Paschen, así como la comparación con una modificación experimental en el radio de los electrodos. Se caracterizan las especies activas observadas mediante espectroscopia óptica de emisión.

Objetivos específicos

- Realizar las mediciones de voltaje, producidas por la ruptura dieléctrica entre dos electrodos colocados paralelamente en una cámara de reacción, a bajas presiones (8×10^{-2} a 5 Torr) y con una atmosfera de etanol, metanol y una mezcla de ambas al 50%.
- Realizar mediciones de voltaje de ruptura dieléctrica modificando el radio de los electrodos a (2.5, 2.0 y 1.5 cm) en relación con d/r .
- Obtener las principales reacciones llevadas a cabo durante el plasma de etanol y metanol.
- Identificar y relacionar las especies generadas en los plasmas.

❖ V. Métodos

En este trabajo se realizó el estudio experimental de un plasma no térmico, generado en una cámara de reacción cilíndrica de aluminio (Fig. 1), en su interior posee dos electrodos circulares de cobre con radios variables de 2.5, 2.0 y 1.5 cm colocados paralelamente con una distancia de separación (gap) entre los electrodos (de 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 y 2.5 cm) utilizando atmósferas de etanol, metanol y una mezcla de ambos al 50% a diferentes presiones.

Para cada una las mezclas, se realizó la caracterización correspondiente, esto es:

- El análisis de las curvas de voltaje de ruptura en función de pd mediante ley de Paschen y el uso de una modificación experimental de Paschen así como el análisis espectroscópico de las mezclas para determinar los procesos atómicos y moleculares que se llevan a cabo dentro del plasma.

En los experimentos se consideraron las condiciones a las cuales se produce el plasma como son:

- La presión de la atmosfera en la cámara de reacción; la cual fue fija y a flujo controlado con variaciones de (8×10^{-2} a 5 Torr).
- El voltaje y corriente; de acuerdo con los datos de presión y distancia entre los electrodos que se muestra en la Tabla (1) se recopilaron los resultados experimentales de la disrupción eléctrica.

Tabla 1 Datos para la caracterización del sistema experimental.

Variables físicas	Configuración de datos de trabajo
Presión (Torr)	0.07, 0.08, 0.09, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0
Distancia (cm)	0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5
Radios (cm)	1.5, 2.0, 2.5

- Los espectros ópticos de emisión se obtuvieron mediante una fibra óptica y un espectrómetro Flame Ocean Optics que proporciona espectros ópticos de emisión en el intervalo de 200 a 900 nm.

V.1. Esquema Experimental

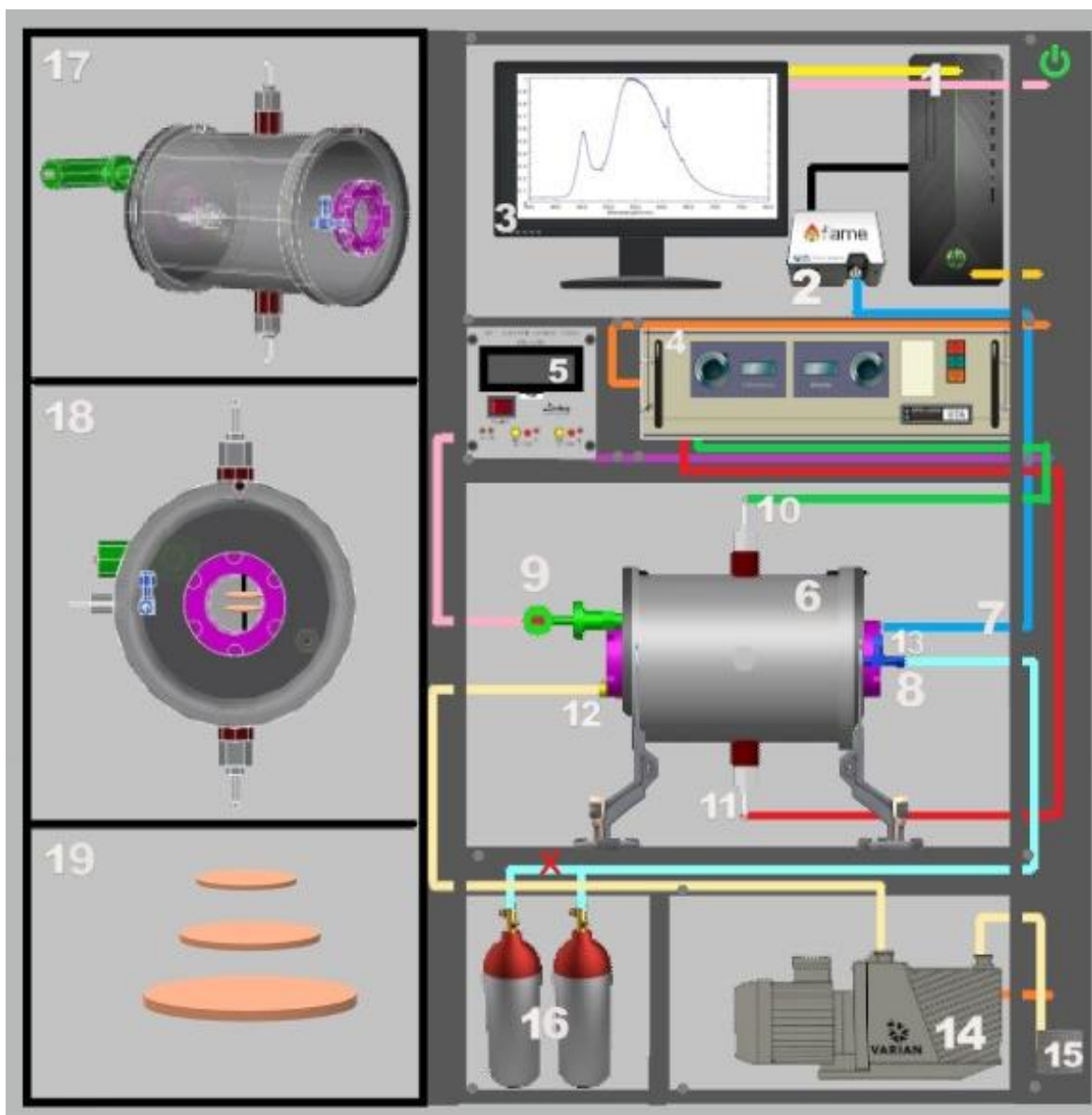


Figura 1. Esquema experimental. 1. Equipo de cómputo, 2. Espectrómetro óptico de emisión flame, 3. Monitor, 4. Fuente de alto voltaje SPELLMAN SA4, 5. Convertidor digital Pirani, 6. Reactor, 7. Fibra óptica, 8. Conexión para alcoholes, 9. Pirani, 10. Atravesador eléctrico (ánodo), 11. Atravesador eléctrico (cátodo), 12. Salida para vacío, 13. Ventana de cuarzo, 14. Bomba mecánica DS 302 Varian, 15. Salida de residuos, 16. Contenedores de los alcoholes, 17. Perspectiva lateral del reactor, 18. Perspectiva lateral posterior del reactor, 19. Electrodo circular con diferentes radios.

El experimento se llevó a cabo con la infraestructura del Laboratorio de Física Avanzada de la Facultad de Ciencias, de la Universidad Autónoma del Estado de México.

VI. Resultados

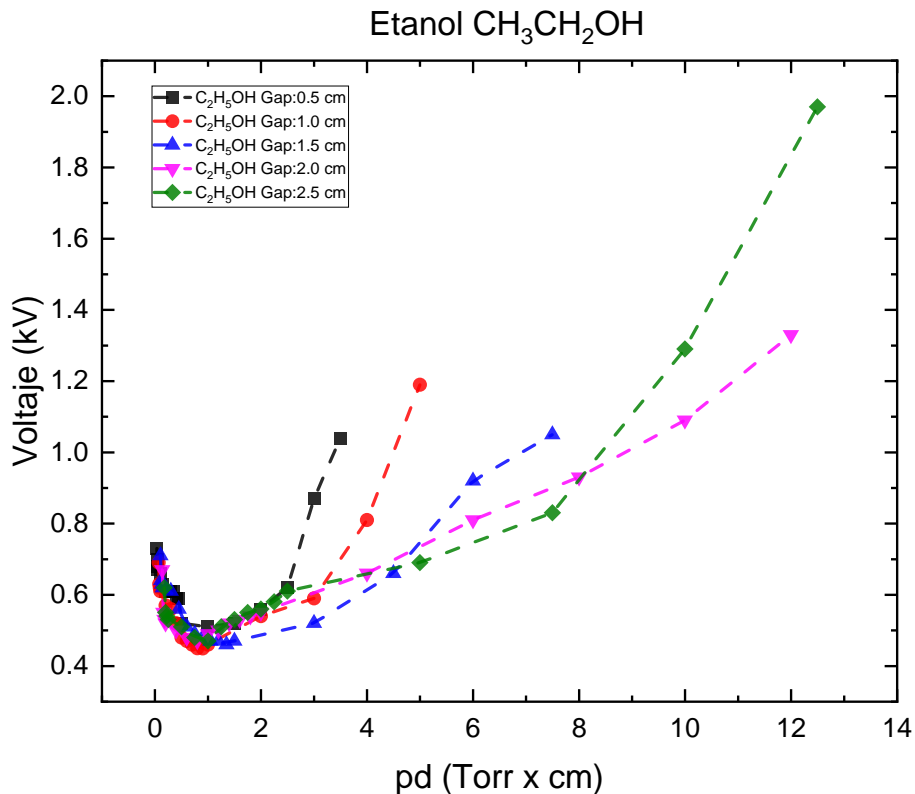
Ley de Paschen

Espectroscopía Óptica de Emisión

**Modificación experimental a ley de
Paschen**

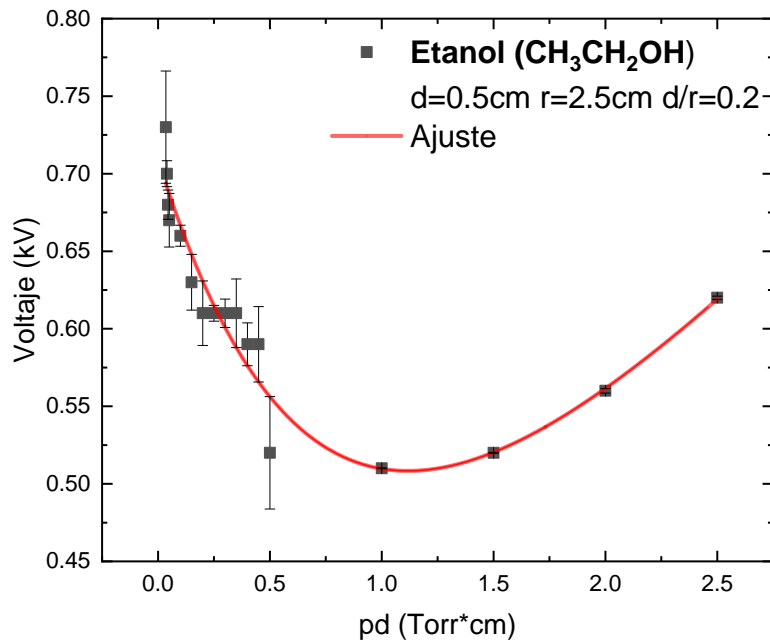
❖ VI.I. Ley de Paschen

Los siguientes resultados muestran los datos obtenidos experimentalmente de una descarga luminiscente de Etanol ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$), Metanol (CH_3OH) y una mezcla de 50% ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$) y 50% (CH_3OH) en donde el comportamiento de las gráficas obtenidas es congruente con una curva característica de Paschen. De acuerdo con su relación entre el voltaje de ruptura dieléctrica (V_B) y el producto entre pd se tiene $V_B=f(pd)$ dando una nueva curva que se traza tomando (pd) a lo largo del eje (x) y V_B a lo largo del eje (y) tal como se muestra en la gráfica (1).



Gráfica 1. Curva de Paschen en función de la pd y el voltaje.

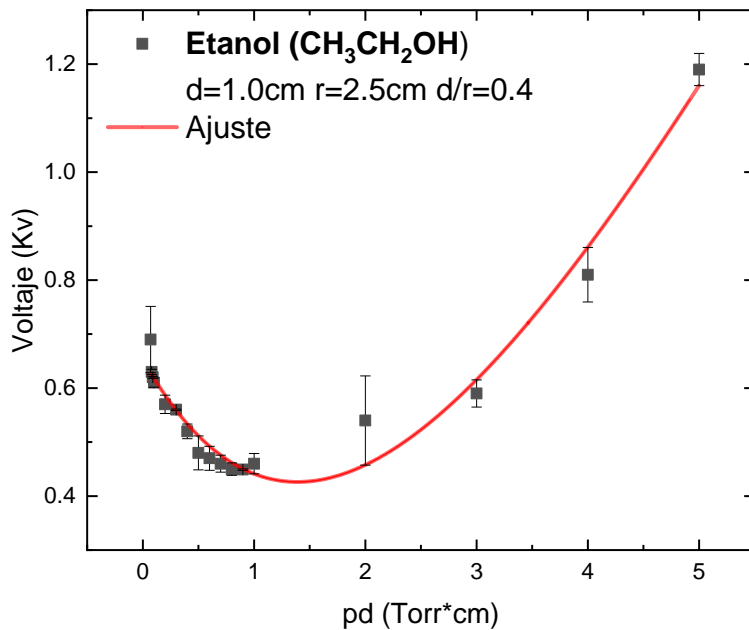
En cada uno de los barridos realizados a distintas distancias entre electrodos, se determinó el voltaje de ignición o ruptura (V_B) en la cámara de reacción. A partir del perfil de datos experimentales de la tabla (1), se construyó la curva de Paschen en una atmosfera de etanol, tal como se muestra en las gráficas (2-6) y tablas (2-6), las curvas de Paschen en una atmosfera de metanol graficas (8-12) y tablas (7-11) y las curvas de Paschen de la mezcla 50% etanol y 50 % metanol graficas (13-17) y tablas (12-16).



Gráfica 2. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de etanol a 0.5cm de separación.

Tabla 2. Datos experimentales obtenidos de un plasma de Etanol a 0.5 cm de separación.

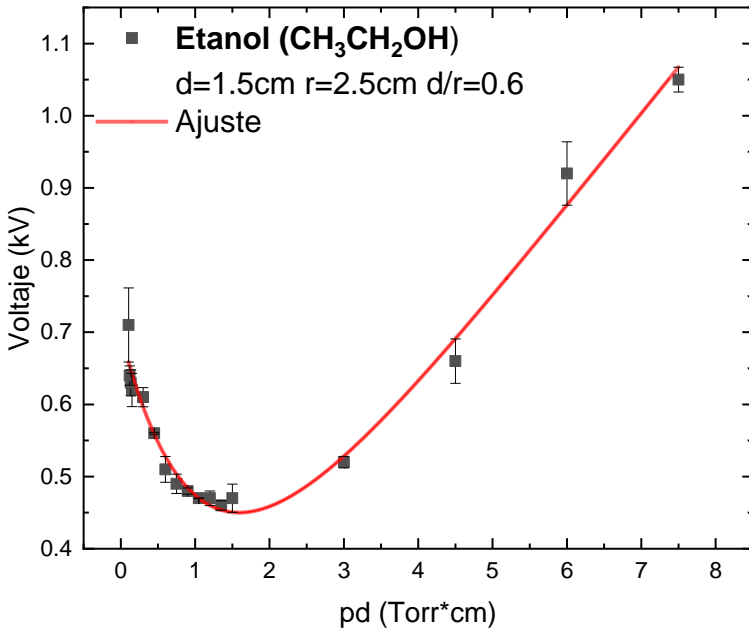
Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.035	0.73
0.04	0.7
0.045	0.68
0.05	0.67
0.1	0.66
0.15	0.63
0.2	0.61
0.25	0.61
0.3	0.61
0.35	0.61
0.4	0.59
0.45	0.59
0.5	0.52
1	0.51
1.5	0.52
2	0.56
2.5	0.62



Gráfica 3. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de etanol a 1.0 cm de separación.

Tabla 3. Datos experimentales obtenidos de un plasma de Etanol a 1.0 cm de separación.

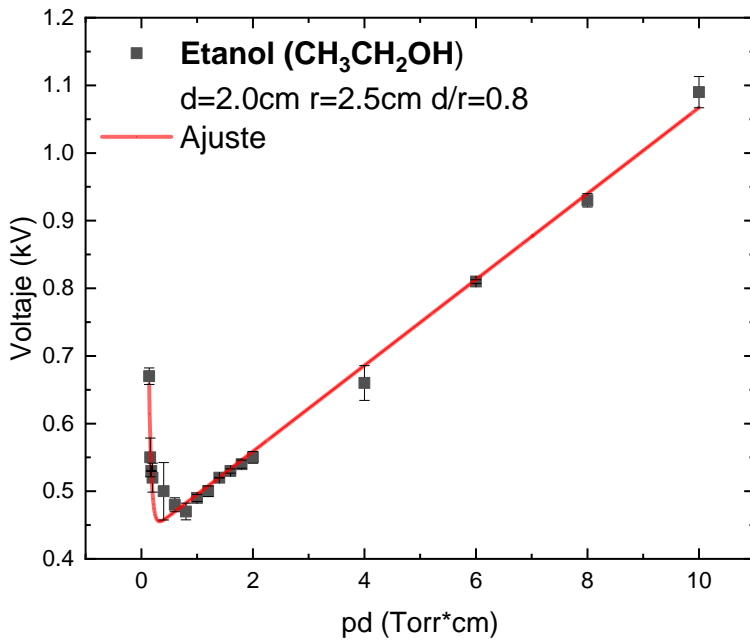
Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.07	0.69
0.08	0.63
0.09	0.62
0.1	0.61
0.2	0.57
0.3	0.56
0.4	0.52
0.5	0.48
0.6	0.47
0.7	0.46
0.8	0.45
0.9	0.449
1	0.46
2	0.54
3	0.59
4	0.81
5	1.19



Grafica 4. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de etanol a 1.5 cm de separación.

Tabla 4. Datos experimentales obtenidos de un plasma de Etanol a 1.5 cm de separación.

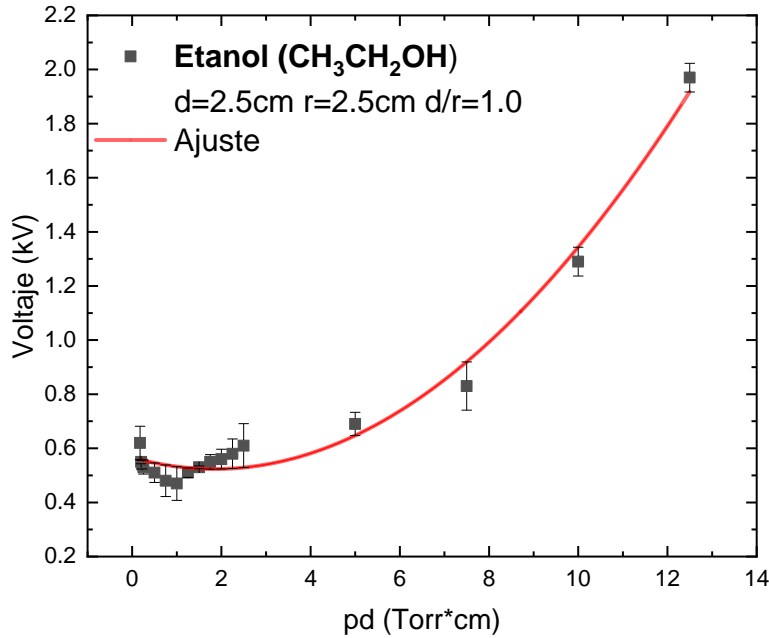
Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.105	0.71
0.12	0.64
0.135	0.63
0.15	0.62
0.3	0.61
0.45	0.56
0.6	0.51
0.75	0.49
0.9	0.48
1.05	0.47
1.2	0.47
1.35	0.46
1.5	0.47
3	0.52
4.5	0.66
6	0.92
7.5	1.05



Grafica 5. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de etanol a 2.0 cm de separación.

Tabla 5. Datos experimentales obtenidos de un plasma de Etanol a 2.0 cm de separación.

Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.14	0.67
0.16	0.55
0.18	0.53
0.2	0.52
0.4	0.5
0.6	0.48
0.8	0.47
1	0.49
1.2	0.5
1.4	0.52
1.6	0.53
1.8	0.54
2	0.55
4	0.66
6	0.81
8	0.93
10	1.09

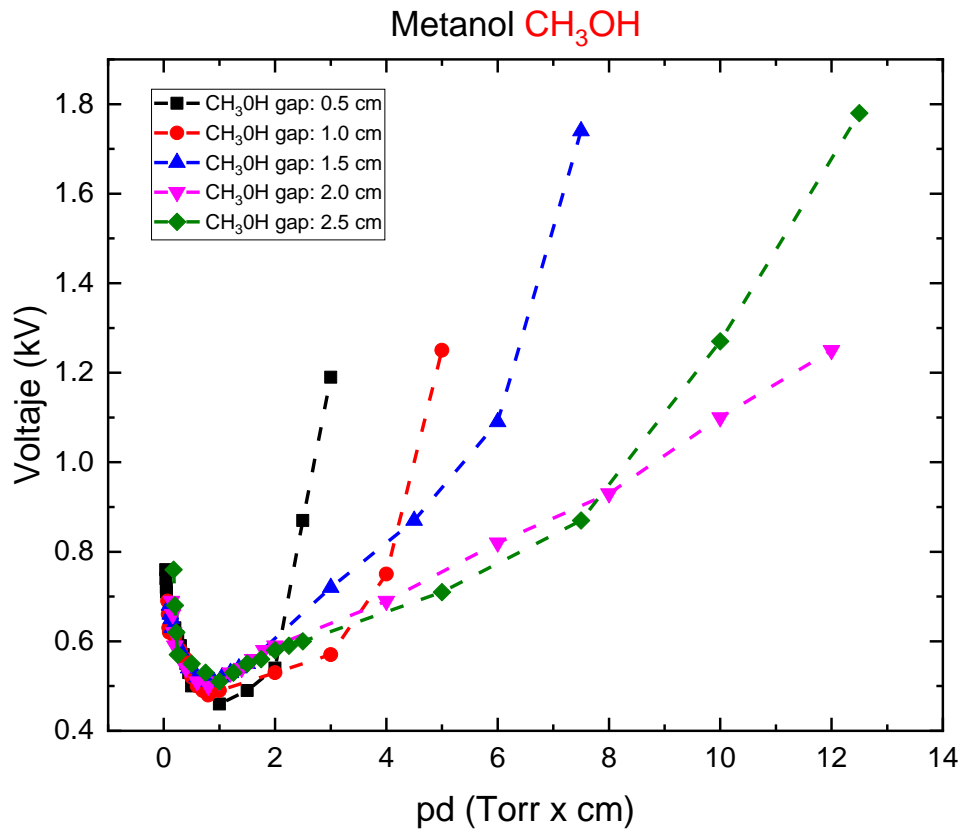


Gráfica 6. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de etanol a 2.5 cm de separación.

Tabla 6. Datos experimentales obtenidos de un plasma de Etanol a 2.5 cm de separación.

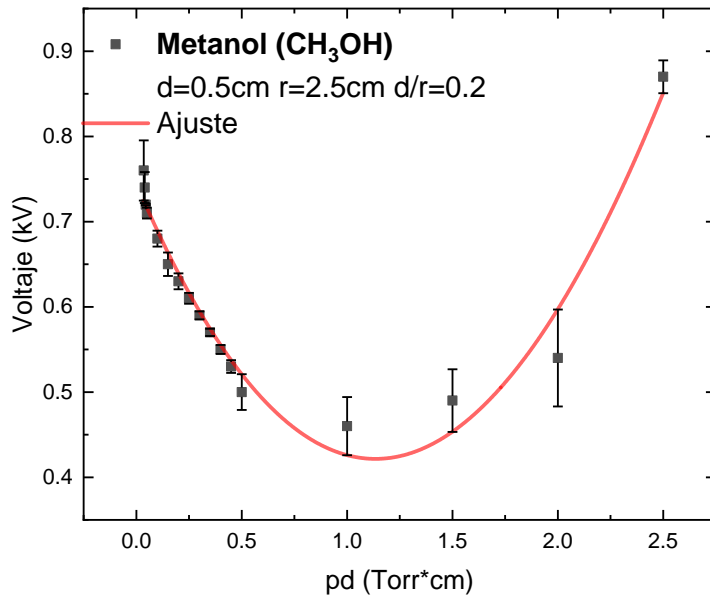
Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.175	0.62
0.2	0.55
0.225	0.54
0.25	0.53
0.5	0.51
0.75	0.48
1	0.47
1.25	0.51
1.5	0.53
1.75	0.55
2	0.56
2.25	0.58
2.5	0.61
5	0.69
7.5	0.83
10	1.29
12.5	1.97

Los siguientes resultados muestran los datos obtenidos experimentalmente de una descarga luminiscente de Metanol (CH_3OH) usando el perfil de datos de la tabla (1), el comportamiento de las gráficas obtenidas es congruente con una curva de Paschen que de acuerdo con su relación entre el voltaje de ruptura dieléctrica (V_B) y el producto entre pd tenemos que $V_B = f(pd)$.



Grafica 7. Curva de Paschen en función de la pd y el voltaje.

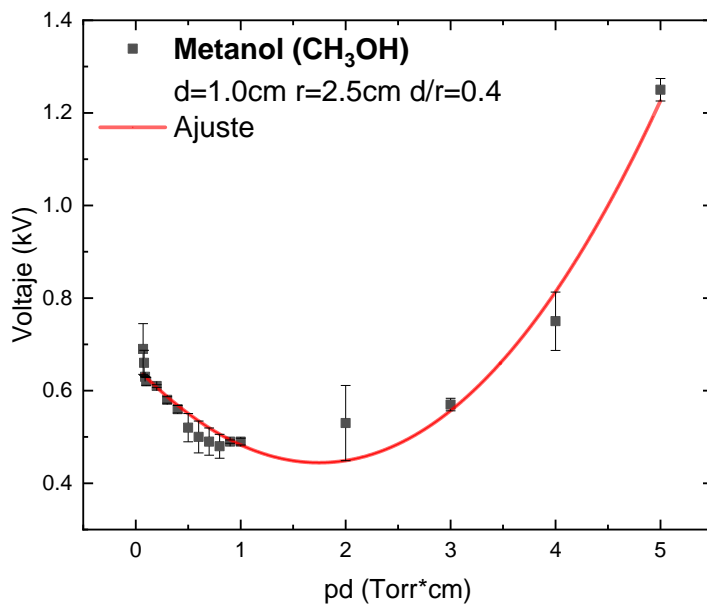
En cada uno de los barridos realizados a distintas distancias entre electrodos, se determinó el voltaje de ignición o ruptura (V_B) en la cámara de reacción, a partir de estos datos, se construyó la curva de Paschen para cada uno de estos valores.



Grafica 8. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de etanol a 0.5 cm de separación.

Tabla 7. Datos experimentales obtenidos de un plasma de Metanol a 0.5 cm de separación.

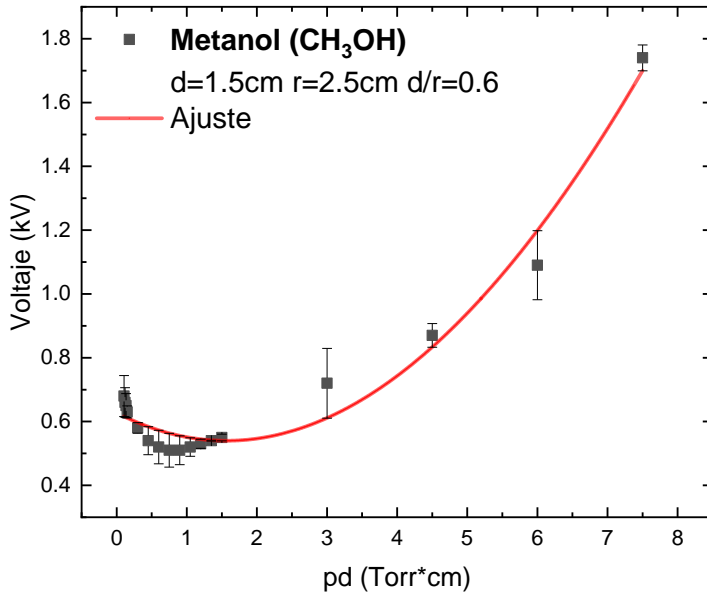
Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.035	0.76
0.04	0.74
0.045	0.72
0.05	0.71
0.1	0.68
0.15	0.65
0.2	0.63
0.25	0.61
0.3	0.59
0.35	0.57
0.4	0.55
0.45	0.53
0.5	0.5
1	0.46
1.5	0.49
2	0.54
2.5	0.87



Grafica 9. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de etanol a 1.0 cm de separación.

Tabla 8. Datos experimentales obtenidos de un plasma de Metanol a 1.0 cm de separación.

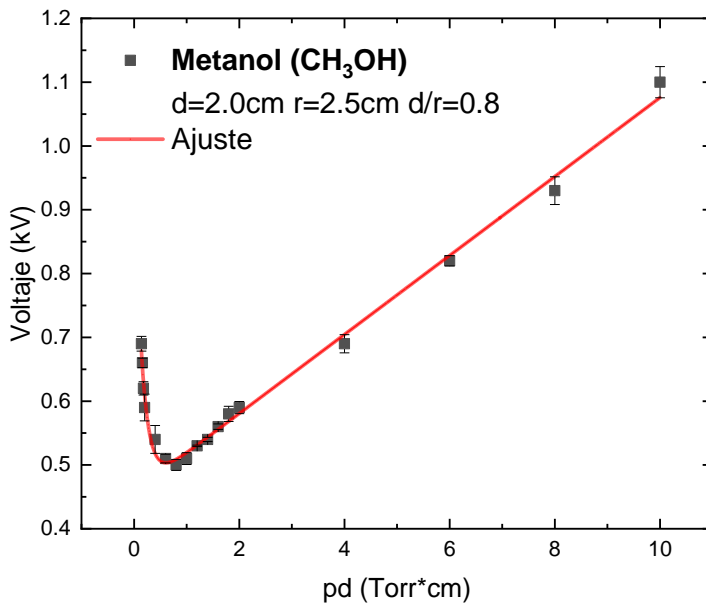
Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.07	0.69
0.08	0.66
0.09	0.63
0.1	0.62
0.2	0.61
0.3	0.58
0.4	0.56
0.5	0.52
0.6	0.5
0.7	0.49
0.8	0.48
0.9	0.49
1	0.49
2	0.53
3	0.57
4	0.75
5	1.25



Gráfica 10. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de etanol a 1.5 cm de separación.

Tabla 9. Datos experimentales obtenidos de un plasma de Metanol a 1.5 cm de separación.

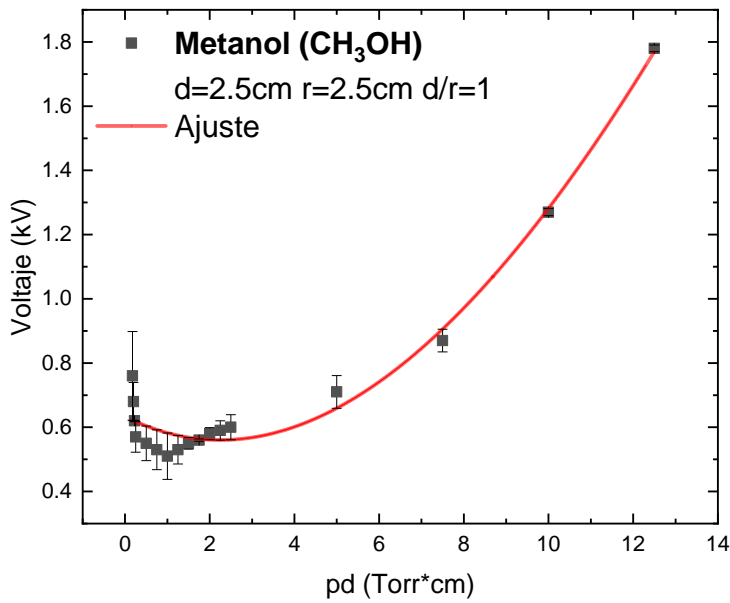
Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.105	0.68
0.12	0.66
0.135	0.65
0.15	0.63
0.3	0.58
0.45	0.54
0.6	0.52
0.75	0.51
0.9	0.51
1.05	0.52
1.2	0.53
1.35	0.54
1.5	0.55
3	0.72
4.5	0.87
6	1.09
7.5	1.74



Gráfica 11. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de etanol a 2.5 cm de separación.

Tabla 10. Datos experimentales obtenidos de un plasma de Metanol a 2.0 cm de separación.

Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.175	0.76
0.2	0.68
0.225	0.62
0.25	0.57
0.5	0.55
0.75	0.53
1	0.51
1.25	0.53
1.5	0.55
1.75	0.56
2	0.58
2.25	0.59
2.5	0.6
5	0.71
7.5	0.87
10	1.27
12.5	1.78



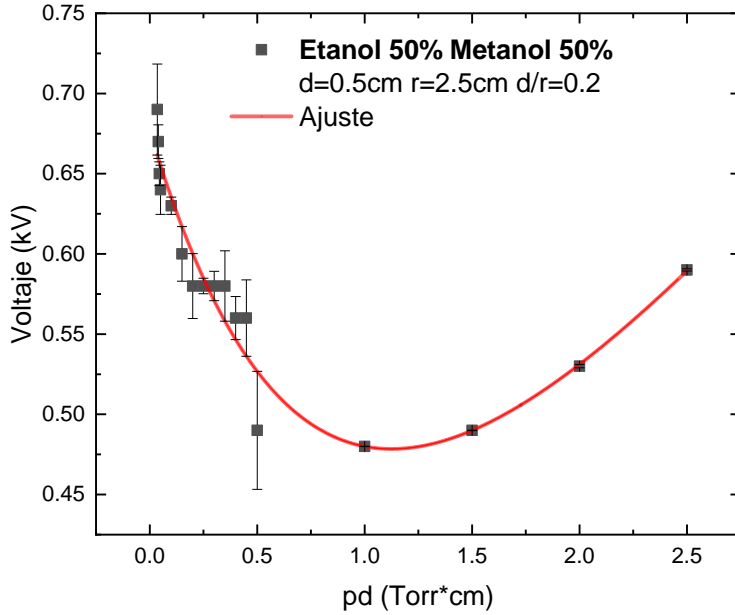
Gráfica 12. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de etanol a 2.0 cm de separación.

Tabla 11. Datos experimentales obtenidos de un plasma de Metanol a 2.5 cm de separación.

Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.14	0.69
0.16	0.66
0.18	0.62
0.2	0.59
0.4	0.54
0.6	0.51
0.8	0.5
1	0.51
1.2	0.53
1.4	0.54
1.6	0.56
1.8	0.58
2	0.59
4	0.69
6	0.82
8	0.93
10	1.1

Se obtuvieron las curvas de Paschen de la mezcla de 50% Etanol- 50% Metanol en las cuales se fue variando la distancia entre los electrodos de acuerdo con el perfil de la tabla 1. En todas las curvas se muestra un comportamiento decreciente del voltaje como función del producto entre la distancia y la presión hasta llegar al mínimo, seguido de un incremento, el cual como ya se mencionó anteriormente es característico de curvas de Paschen en descargas luminiscentes a bajas presiones.

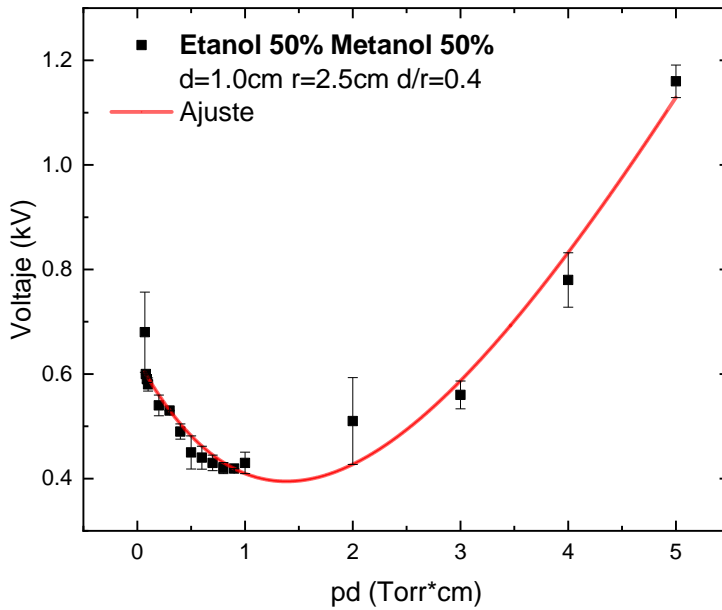
Tabla 12. Datos experimentales obtenidos de un plasma de la mezcla a 0.5 cm de separación.



Gráfica 13. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de la mezcla a 0.5 cm de separación.

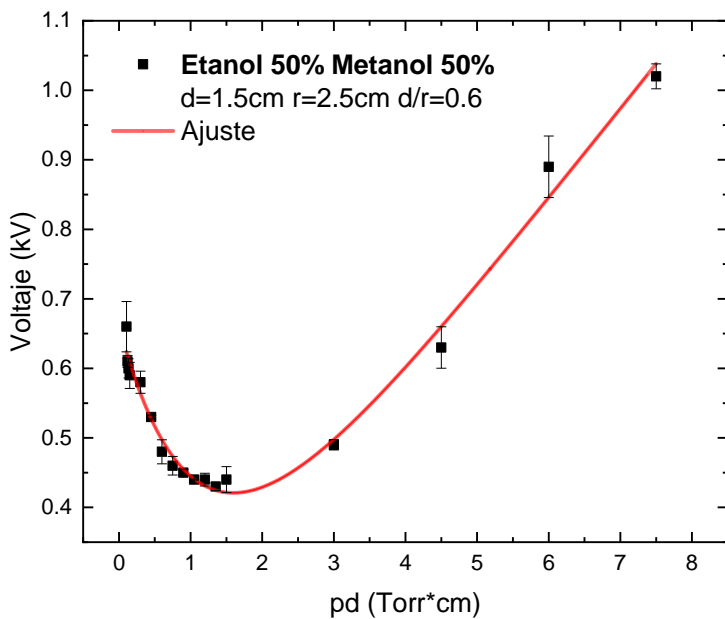
Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.035	0.69
0.04	0.67
0.045	0.65
0.05	0.64
0.1	0.63
0.15	0.6
0.2	0.58
0.25	0.58
0.3	0.58
0.35	0.58
0.4	0.56
0.45	0.56
0.5	0.49
1	0.48
1.5	0.49
2	0.53
2.5	0.59

Tabla 13. Datos experimentales obtenidos de un plasma de la mezcla a 1.0 cm de separación.

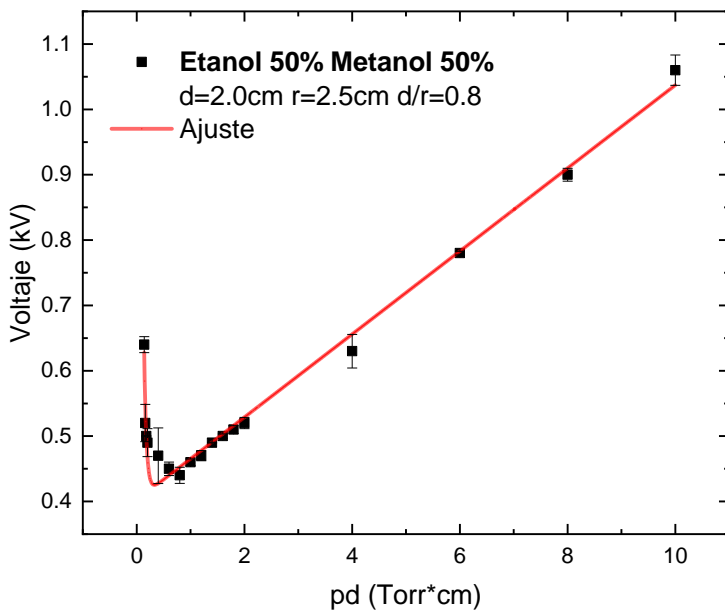


Gráfica 14. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de la mezcla a 1.0 cm de separación.

Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.07	0.68
0.08	0.6
0.09	0.59
0.1	0.58
0.2	0.54
0.3	0.53
0.4	0.49
0.5	0.45
0.6	0.44
0.7	0.43
0.8	0.42
0.9	0.419
1	0.43
2	0.51
3	0.56
4	0.78
5	1.16



Grafica 15. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de la mezcla a 1.5 cm de separación.



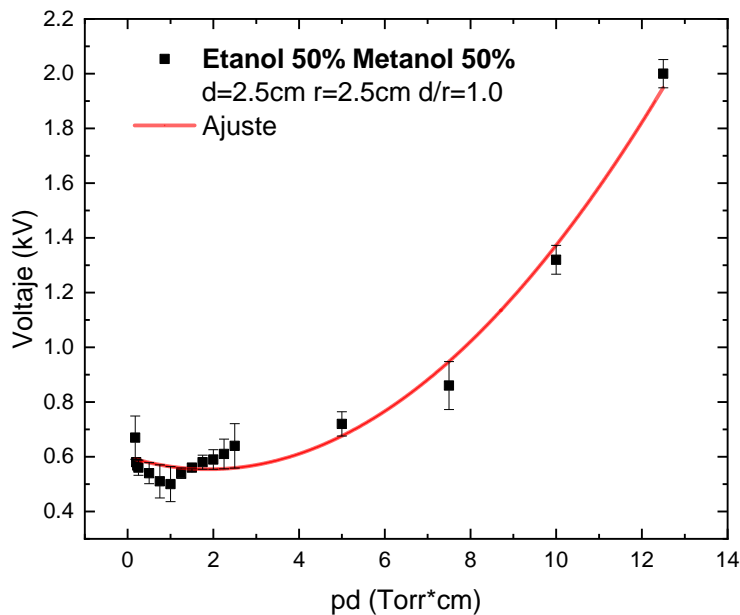
Grafica 16. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de la mezcla a 2.0 cm de separación.

Tabla 14. Datos experimentales obtenidos de un plasma de la mezcla a 0.5 cm de separación.

Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.105	0.66
0.12	0.61
0.135	0.6
0.15	0.59
0.3	0.58
0.45	0.53
0.6	0.48
0.75	0.46
0.9	0.45
1.05	0.44
1.2	0.44
1.35	0.43
1.5	0.44
3	0.49
4.5	0.63
6	0.89
7.5	1.02

Tabla 15. Datos experimentales obtenidos de un plasma de la mezcla a 0.5 cm de separación.

Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.14	0.64
0.16	0.52
0.18	0.5
0.2	0.49
0.4	0.47
0.6	0.45
0.8	0.44
1	0.46
1.2	0.47
1.4	0.49
1.6	0.5
1.8	0.51
2	0.52
4	0.63
6	0.78
8	0.9
10	1.06



Grafica 17. Curva de Paschen de una descarga luminiscente de la mezcla a 2.5 cm de separación.

Tabla 16. Datos experimentales obtenidos de un plasma de la mezcla a 0.5 cm de separación.

Voltaje (kV)	Pd (Torr x cm)
0.175	0.67
0.2	0.58
0.225	0.57
0.25	0.56
0.5	0.54
0.75	0.51
1	0.5
1.25	0.54
1.5	0.56
1.75	0.58
2	0.59
2.25	0.61
2.5	0.64
5	0.72
7.5	0.86
10	1.32
12.5	2

El comportamiento observado de las curvas de Paschen para etanol y metanol ocurre cuando se aplica una diferencia de potencial entre los dos electrodos que se encuentran dentro de la cámara de reacción en atmósferas de etanol, metanol y una mezcla de ambas al 50% el campo eléctrico que se produce acelera cualquier carga libre que exista, misma que comenzará a ionizarse cuando el voltaje aplicado entre los electrodos sea mayor o igual al voltaje crítico o voltaje de rompimiento.

Las gráficas obtenidas experimentalmente indican que cuando pd aumenta, las colisiones pueden ser demasiado frecuentes, en este régimen un electrón en su camino hacia el ánodo puede colisionar con tanta frecuencia que se requiere un voltaje de entrada mayor para que acumule suficiente energía para ionizar un átomo neutro, por lo que se observa el comportamiento típico al incrementarse pd . La incertidumbre corresponde a la propagación de error del coeficiente γ del modelo de Paschen, así que considerando la ecuación (18) el error $\Delta\gamma = e^{-C}(\Delta A + A\Delta C)(1 + \gamma)\gamma$, y está definido como el número de electrones que un ion produce por colisión con átomos del gas por unidad de longitud en dirección del campo, este coeficiente depende de las características del gas y del cátodo.

El ajuste se realizó en base al modelo de Paschen con la función de la ecuación (11) y siendo $C = \ln \left[\frac{A}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right]$ obteniendo los siguientes coeficientes de ajuste R^2 para cada uno de los alcoholes empleados.

Tabla 17. Coeficientes de ajuste y d/r para el Etanol (CH₃CH₂OH).

d(cm)	d/r	(R ²)	C	B(V/cm – torr)
Etanol				
0.5	0.2	0.99878	4.95	838.21
1.0	0.4	0.99547	4.05	686.78
1.5	0.6	0.98687	5.88	665.16
2.0	0.8	0.99584	2.81	412.12
2.5	1.0	0.99654	6.72	310.65
Metanol				
0.5	0.2	0.98997	5.42	743.95
1.0	0.4	0.99235	6.95	716.11
1.5	0.6	0.99856	2.43	694.65
2.0	0.8	0.98754	4.47	416.79
2.5	1.0	0.99857	10.37	310.65
Mezcla 50% Etanol 50% Metanol				
0.5	0.2	0.99291	5.26	1132.58
1.0	0.4	0.99423	6.23	891.46
1.5	0.6	0.98999	8.91	621.84
2.0	0.8	0.99186	4.27	596.32
2.5	1.0	0.98569	5.62	563.56

El valor C del ajuste que parte de la ecuación teórica (11) determina el valor de la constante γ y es obtenido para cada una de las gráficas mostrándose en la tabla (8). Los valores C y B corresponden al material de los electrodos y a los alcoholes usados durante las descargas, si se comparan los valores de B, obtenidos a las diferentes distancias de los electrodos, se puede apreciar una razón de proporcionalidad entre γ y B es decir proporcional a E/P. Lo que quiere decir que los electrones moviéndose entre moléculas, requiere una cantidad adecuada de energía y de colisiones sufridas, para ionizar una molécula lo cual ocurre con mayor frecuencia cuando la distancia entre los electrodos es menor. Ocurre lo mismo para un electrón moviéndose entre átomos. La diferencia es que la energía que proporciona el electrón a la molécula a través de una colisión es mayor que la que le cede al átomo, producto de la diferencia entre sus masas. Debido a esto, para poder ionizar una molécula, el electrón requiere adquirir energía por la aceleración que le produce el campo eléctrico, para que, a través de las colisiones sufridas en su trayecto, alcance a ionizar la molécula. Es por eso por lo que el valor del coeficiente B tiene unidades del parámetro, E/P. Es importante señalar que, los valores

del coeficiente de ionización secundaria de Townsend por procesos en el cátodo, γ , dan como resultado una función no lineal.

El voltaje de ruptura mínimo en una descarga de Etanol ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$) a diferentes presiones se presenta en la tabla (7).

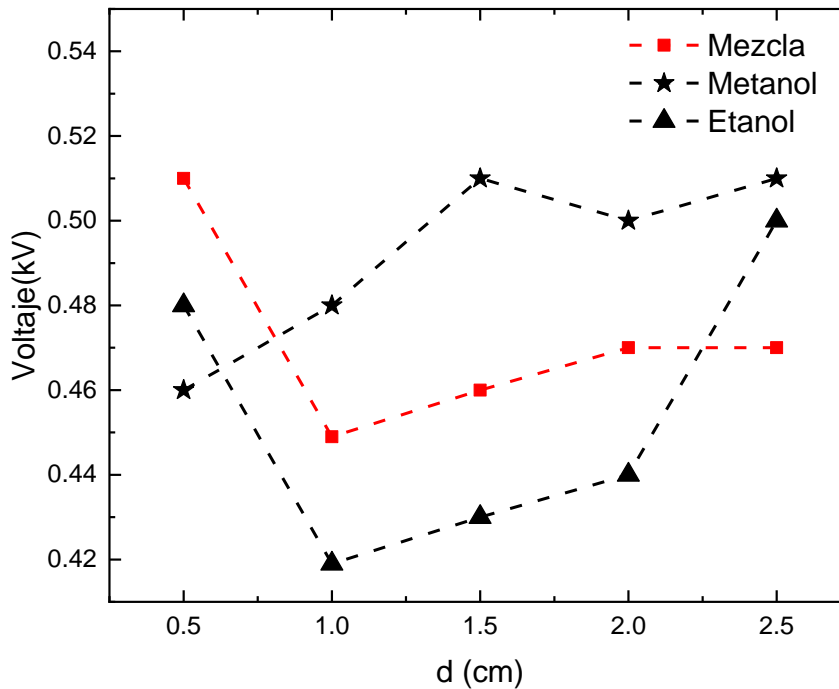
Tabla 18. Voltaje de ruptura mínimo obtenido de un plasma frio en una atmosfera de etanol, metanol y una mezcla de ambas.

Voltaje de ruptura (kV)	gap (cm)	pd (Torr x cm)
Etanol		
0.51	0.5	1.0
0.44	1.0	0.9
0.46	1.5	1.35
0.47	2.0	0.8
0.47	2.5	1.0
Metanol		
0.46	0.5	1.0
0.48	1.0	0.9
0.51	1.5	1.35
0.50	2.0	0.8
0.51	2.5	1.0
Mezcla 50% Etanol % Metanol		
0.48	0.5	1.00
0.42	1.0	0.90
0.43	1.5	1.35
0.44	2.0	0.80
0.50	2.5	1.00

La tabla 15 también muestra que el voltaje de ruptura dieléctrica es una función de la relación d/r siendo r el radio del electrodo por lo que la expresión se expresa como $V_B = f\left(pd, \frac{d}{r}\right)$ la función d/r de la modificación experimental a Ley de Paschen.

El voltaje de ruptura permite apreciar la tensión mínima donde se produce la disrupción de un gas bajo campos eléctricos (en este experimento son producidos por una fuente de voltaje externa y electrodos circulares de cobre). Los mínimos obtenidos durante las descargas de etanol muestran el área regida por procesos α donde los electrones chocan con partículas neutras y iones positivos provocando la formación nuevos electrones. Los procesos α representan el número medio de colisiones ionizantes realizadas por un electrón por la distancia recorrida en la dirección al campo que produce la diferencia de potencial (α depende de la presión del gas (p) y el campo (E)). La existencia de estos mínimos se puede explicar gracias a que para los valores

$pd > (pd)_{min}$ los electrones que trasladan por el gap hacen colisiones con moléculas del gas más frecuentes que en $(pd)_{min}$, pero la energía ganada entre las colisiones es menor. Por lo tanto, para mantenerla ionización deseada, se debe aplicar menos voltaje. Cuando se llega a la mínima disrupción eléctrica los electrones tienen trayectorias con una cantidad menor de colisiones, por lo tanto, se debe aplicar más voltaje para que ocurra una disrupción.

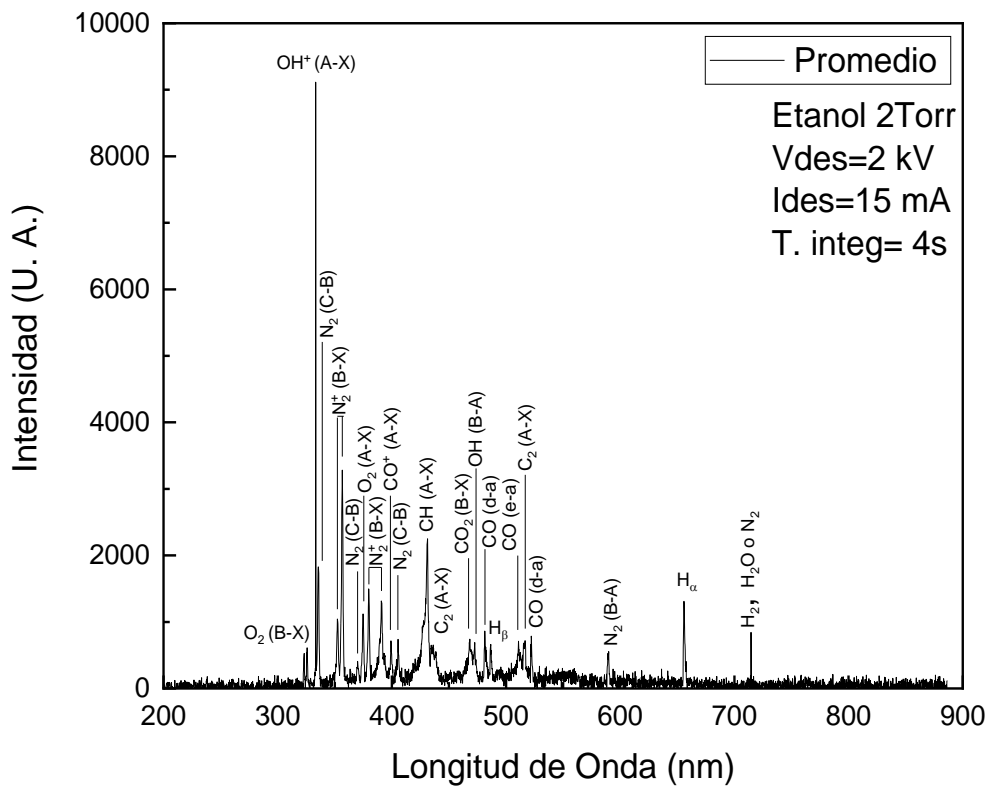


Grafica 18. Voltajes mínimos obtenidos mediante una descarga luminiscente de etanol, metanol y una mezcla de ambas a diferentes distancias de separación entre los electrodos.

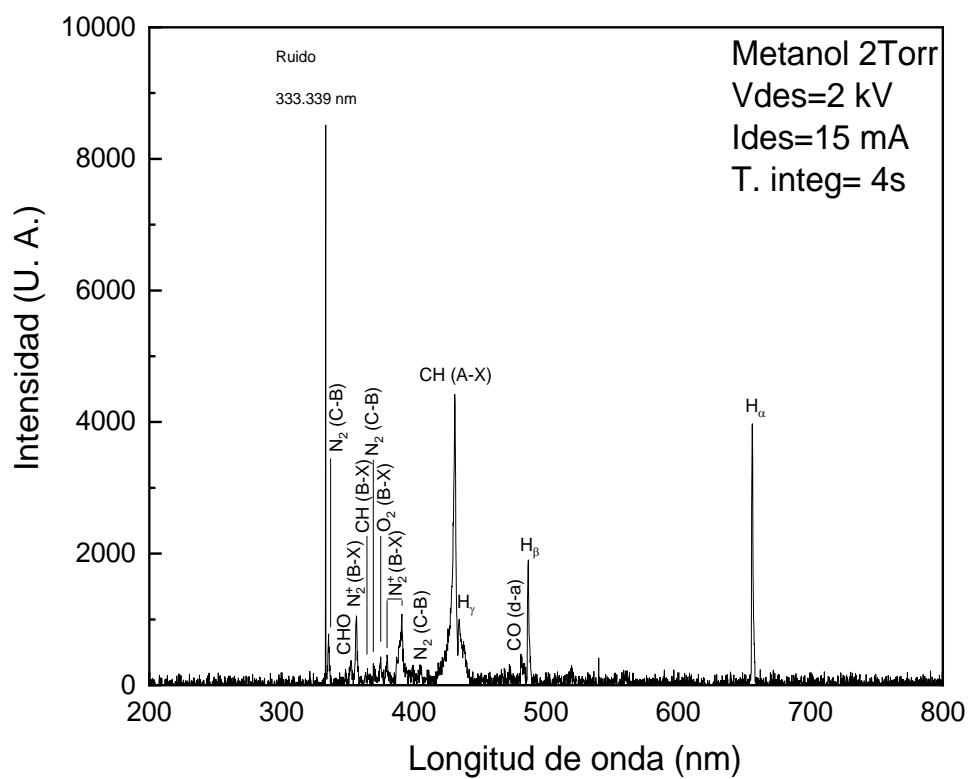
El análisis de $pd > (pd)_{min}$ permite observar la relación que tienen los procesos α y γ con el gap entre los electrodos tal como se muestra en la gráfica (18) en donde a partir de 1.0 cm de separación el voltaje en el cual se genera la disrupción aumenta conforme se aumenta la separación de los electrodos.

❖ VI.II. Resultados Espectroscopía óptica de emisión

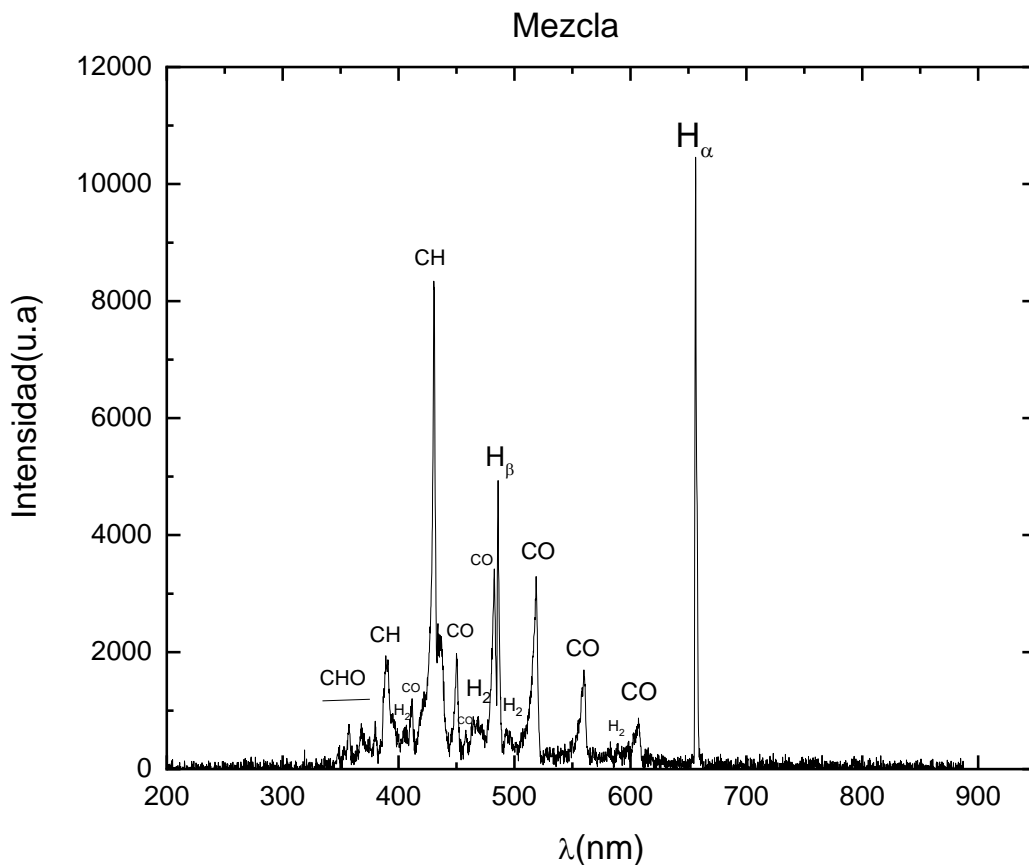
Las gráficas (19-21) muestra el Espectro Óptico de Emisión de la descarga de $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$, CH_3OH y una mezcla de 50% $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ y 50% CH_3OH a 1 Torr de presión. Las líneas y bandas identificadas en los espectros se resumen en la Tabla (19).



Grafica 19. Espectros Ópticos de Emisión de una descarga luminiscente de $(\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH})$ a 2 torr de presión.



Grafica 20. Espectros Ópticos de Emisión de una descarga luminiscente de (CH_3OH) a 2 torr de presión.



Grafica 21. Espectros Ópticos de Emisión de una descarga luminiscente de la mezcla de alcoholes.

La emisión óptica de los átomos involucra estados excitados, por lo tanto, los espectros atómicos tienen líneas casi monoenergéticas o bien picos definidos correspondientes a las transiciones entre diferentes estados electrónicos. Sin embargo, las moléculas tienen un mayor número de estados electrónicos, y también tienen estados vibracionales y rotacionales superpuestos sobre sus estados electrónicos. Las pequeñas diferencias de energía entre los estados de vibración y de rotación, la ampliación de energías de emisión causados por colisiones, y el movimiento de las moléculas emitidas, produce que la emisión se superponga y forme bandas de emisión en longitudes de onda fácilmente identificables tal y como se muestra en la tabla (19).

Tabla 19. Longitud de onda (λ), especie y transición correspondiente a un espectro óptico de emisión de etanol, metanol y una mezcla de ambas.

Especie	Longitud de Onda (nm)	Transición	Referencia	Longitud de Onda (nm)
Especies en el espectro de Etanol				
O ₂		$B^3\Sigma_u^- - X^3\Sigma_g^-$	S. W. Leifson, <i>Astrophys. J.</i> , 63 , 73 (1926).	323.141 374.693
CO ₂ ⁺		$A^2\Pi - X^2\Pi$	H. D. Smyth, <i>P. R.</i> , 38 , 2000 (1931)	325.749
O ₂		$A^3\Sigma_u^+ - X^3\Sigma_g^-$	G. Herzberg, <i>Canad. J. Phys.</i> , 30 , 185 (1954)	328.789
OH ⁺		$A^3\Pi - X^3\Sigma^-$	F. W. Loomis and W. H. Brant, <i>P. R.</i> , 49 , 55, (1936).	333.339
N ₂		$C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ $C'^3\Pi_u - B^3\Pi_g$	A. Backhordari, et al, <i>J Theor Appl Phys</i> 11 , 301–312 (2017). H. Hamada, <i>Phil. Mag.</i> , 23 , 25 (1937). R. Mecke and P. Landau, <i>Phys. Zeit.</i> 25 , 277 (1924).	335.719 370.021 405.431 427.67
N ₂ ⁺		$B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$	G. Herzberg, <i>Ann. Phys. (Lpz.)</i> 86 , 189 (1928)	352.299 356.583 379.777 390.751
CH		$B^2\Sigma - X^2\Pi$	C. E. More and H. P. Broida, <i>J. Res. Nat. Bur. Stand., A</i> , 63 , 19 (1959)	363.42
CHO	338.511 359.527		W. M. Vaidya, <i>P. R. S.</i> , 147 , 513 (1934)	
O ₂	392.882	$A^3\Sigma_u^+ - X^3\Sigma_g^-$	G. Herzberg, <i>Canad. J. Phys.</i> , 30 , 185 (1954)	392.854
CO ⁺		$A^2\Pi - X^2\Sigma$	R. C. Johnson, <i>P. R. S.</i> , 108 , 343 (1925).	399.152
CH	432.866	$A^2\Delta - X^2\Pi$	L. Gerö, <i>Z. P.</i> , 118 , 27 (1941)	431.182
C ₂	436.141	$A^3\Pi_g - X'^3\Pi_u$	R. C. Johnson and R. K. Asundi, <i>P.R.S.</i> , 124 , 668 (1929) R. C. Johnson, <i>Phil. Trans. Roy. Soc., A</i> , 226 , 157 (1927)	436.13

C ₂	439.208	A ³ Π _g – X' ³ Π _u	R. C. Johnson, Phil. Trans. Roy. Soc., A, 226, 157 (1927)	438.188
CO	452.869	d ³ Δ – a ³ Π	T. R. Merton and R. C. Johnson, P.R.S., 103, 383 (1923)	
CO ₂	469.1	¹ B ₂ – X ¹ Σ ⁺	A. Fowler and A. G. Gaydon, P.R.S., 142, 362 (1933)	468.209
OH		B ² Σ ⁺ – A ² Σ ⁺	H. Schuler and L. Rinebeck, Z. Naturforsch., A. 4, 560 (1949).	472.665
CHOCHO			A. G. Gaydon, Trans. Faraday Soc., 43,36 (1947).	477.112
CO		d ³ Δ – a ³ Π	T. R. Merton and R. C. Johnson, P.R.S., 103, 383 (1923)	481.348
CO	484.838	B ¹ Σ – A ¹ Π	R. C. Johnson and R. K. Asundi, P.R.S., 123, 560 (1929)	
H _β	488.056*	2p ² P ⁰ – 4d ² D	F. W. Dyson, Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A 206, 403–452 (1906)	486.581
CO		e ³ Σ ⁻ – a ³ Π	R. Herman and L. Herman, J. Phys. Radium, 9, 160 (1948).	510.966
C ₂		A ³ Π _g – X' ³ Π _u	R. C. Johnson, Phil. Trans. Roy. Soc., A, 226, 157 (1927)	516.722
CO	518.244	B ¹ Σ – A ¹ Π	R. C. Johnson and R. K. Asundi, P.R.S., 123, 560 (1929)	
CO		d ³ Δ – a ³ Π	T. R. Merton and R. C. Johnson, P.R.S., 103, 383 (1923)	522.067
CO	562.222	B ¹ Σ – A ¹ Π	R. C. Johnson and R. K. Asundi, P.R.S., 123, 560 (1929)	
N ₂		B ³ Π _g – A ³ Σ _u ⁺	A. Fowler and R. J. Strutt, P. R. S., 85, 377 (1911).	589.824
H _α	658.484*	2s ² S – 3p ² P ⁰	P. Zhao, W. Lichten, H. Layer, and J. C. Bergquist, Phys. Rev. A 34, 5138–5141 (1986)	655.815
H ₂ ^{***} H ₂ O ^{***} N ₂ ^{***}				714.612**
*Estas líneas están corridas. **Posiblemente sea ruido. ***Posibles especies.				

Especie	Longitud de Onda (nm)	Transición	Referencia	Longitud de Onda (nm)
Especies en el espectro de Metanol				
N ₂		$C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ $C'^3\Pi_u - B^3\Pi_g$	A. Backhordari, et al, J Theor Appl Phys 11, 301–312 (2017). H. Hamada, Phil. Mag., 23, 25 (1937). R. Mecke and P. Landau, Phys. Zeit. 25, 277 (1924).	335.503 369.383 405.222 427.67
N ₂ ⁺		$B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$	G. Herzberg, Ann. Phys. (Lpz.) 86, 189 (1928)	352.513 356.583 379.777 390.961
CHO	338.933 359.527		W. M. Vaidya, P. R. S., 147, 513 (1934)	348.435
CH		$B^2\Sigma - X^2\Pi$	C. E. More and H. P. Broida, J. Res. Nat. Bur. Stand., A, 63, 19 (1959)	364.912
O ₂		$B^3\Sigma_u^- - X^3\Sigma_g^-$	S. W. Leifson, Astrophys. J., 63, 73 (1926).	374.905
CO ₂ ⁺		$A^2\Pi - X^2\Pi$	H. D. Smyth, P. R., 38, 2000 (1931)	386.959
O ₂	393.297	$A^3\Sigma_u^+ - X^3\Sigma_g^-$	G. Herzberg, Canad. J. Phys., 30, 185 (1954)	
CO ⁺		$A^2\Pi - X^2\Sigma$	R. C. Johnson, P. R. S., 108, 343 (1925).	399.571
CH	432.866	$A^2\Delta - X^2\Pi$	L. Gerö, Z. P., 118, 27 (1941)	430.976
H _γ		$2p^2P^0 - 5d^2D$	R.W. Wood, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 44:261, 538-546 (1922)	434.276
C ₂	436.141	$A^3\Pi_g - X'^3\Pi_u$	R. C. Johnson and R. K. Asundi, P.R.S., 124, 668 (1929) R. C. Johnson, Phil. Trans. Roy. Soc., A, 226, 157 (1927)	
CO	452.666	$d^3\Delta - a^3\Pi$	T. R. Merton and R. C. Johnson, P.R.S., 103, 383 (1923)	
C ₂	474.355	$A^3\Pi_g - X'^3\Pi_u$	R. C. Johnson, Phil. Trans. Roy. Soc., A, 226, 157 (1927)	

CO		$d^3\Delta - a^3\Pi$	T. R. Merton and R. C. Johnson, P.R.S., 103, 383 (1923)	480.945
CO	484.436	$B^1\Sigma - A^1\Pi$	R. C. Johnson and R. K. Asundi, P.R.S., 123, 560 (1929)	
H $_{\beta}$	488.056*	$2p^2P^0 - 4d^2D$	F. W. Dyson, Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A 206, 403–452 (1906)	486.581
CO	520.629	$B^1\Sigma - A^1\Pi$	R. C. Johnson and R. K. Asundi, P.R.S., 123, 560 (1929)	519.297
CO	562.613	$B^1\Sigma - A^1\Pi$	R. C. Johnson and R. K. Asundi, P.R.S., 123, 560 (1929)	
CO	607.573	$B^1\Sigma - A^1\Pi$	R. C. Johnson and R. K. Asundi, P.R.S., 123, 560 (1929)	
H $_{\alpha}$	658.484*	$2s^2S - 3p^2P^0$	P. Zhao, W. Lichten, H. Layer, and J. C. Bergquist, Phys. Rev. A 34, 5138–5141 (1986)	656.001
*Estas líneas están corridas.				

De acuerdo con la asignación de la Tabla (19), los espectros del plasma de etanol se caracterizan por bandas y líneas debidas a las especies CO, CH, H₂, y H $_{\alpha}$, junto con algunas bandas más pequeñas debidas a las especies C₂; esto es consistente con lo reportado por Yanguas-Gil *et al.* Los espectros del plasma de Metanol se caracterizan por bandas y líneas debidas a las especies CO (452.666nm, 519.297nm), H $_{\beta}$ (468.38nm) y H $_{\alpha}$ (656.27nm) junto con algunas bandas más pequeñas debido a las especies CH, En el presente experimento, la línea o banda de mayor intensidad observada por medición OES fue la especie H $_{\alpha}$. La presencia de especies CH en la descarga de metanol puede tomarse como una indicación de la formación de carbono sólido y de hidrocarburos, ya que estas especies se encuentran típicamente como radicales intermedios en el mecanismo de formación de estos productos. Cada una de las especies encontradas se dan a partir diferentes procesos físicos que ocurren durante la descarga luminiscente entre los cuales destacan:

Proceso de Ionización

En este proceso se da una colisión entre un electrón libre con una molécula de gas neutro, dando lugar a un nuevo electrón y un ion positivo. Si consideramos una atmosfera de gas a baja presión en la que se aplica un campo eléctrico E a través de dos electrodos planos paralelos, la energía del campo (E) que es suministrada por una diferencia de potencial causa que las colisiones excedan la ionización potencial, Vi, que

es la energía necesaria para arrancar un electrón de su capa atómica, produciendo ionización, este proceso se puede representar como $e^- + A \rightarrow e^- + A^+ + e^-$ donde A es el átomo o molécula, A^+ es el ion positivo y e^- es el electrón. La energía que es capaz de ganar el electrón al moverse a través del gas viene dada por $\Delta E_e = e * E * \lambda_e$, Siendo λ_e el camino libre que recorre el electrón [14].

Proceso de Excitación

Cuando se da una colisión de una partícula incidente con un electrón, la energía que se trasfiere es insuficiente para producir ionización, cambiando el electrón a una órbita de mayor energía, el electrón excitado retornará en un tiempo muy corto al nivel de energía base, devolviéndose la energía en forma de radiación electromagnética $e^- + A \rightarrow A^+ \rightarrow e^- + A + h\nu$ [15].

Proceso Disociación

Cuando la energía cedida a una molécula por una partícula alcanza cierto valor crítico, puede producirse disociación. El proceso consiste en la ruptura de enlaces químicos moleculares en las moléculas irradiadas $e^- + AB \rightarrow e^- + A + B$ [16-17].

Las reacciones atómicas y moleculares presentes en el plasma de CH_3CH_2OH y CH_3OH (20).

Tabla 20. Principales procesos atómicos y moleculares que se llevan a cabo durante una descarga luminiscente de etanol, metanol y una mezcla de ambas al 50%.

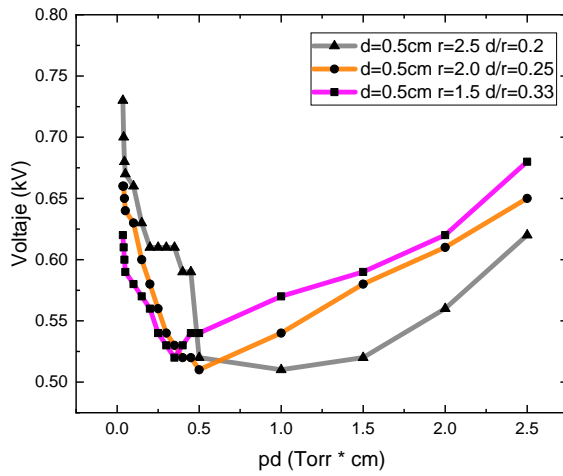
No.	Proceso
Metanol	
1	$CH_3OH + e \rightarrow CH_3 + OH + e$
2	$CH_3OH + e \rightarrow CH_2OH + H + e$
3	$CH_3OH + e \rightarrow CH + OH + H_2 + e$
4	$CH_3OH + e \rightarrow CH_2O + H_2 + e$
5	$CH_3OH + e \rightarrow CO + H_2 + H_2 + e$
Etanol	
6	$CH_3CH_2OH + e \rightarrow CH_3OH_2 + CH + e$
7	$CH_3CH_2OH + e \rightarrow CHO + H_2 + CH_3 + e$

8	$CH_3CH_2OH + e \rightarrow CH_4 + H_2 + CO + e$
9	$CH_3CH_2OH + e \rightarrow CH_3OH + CH_2 + e$
10	$CH_3CH_2OH + e \rightarrow CO + CH_3 + H_2 + H + e$

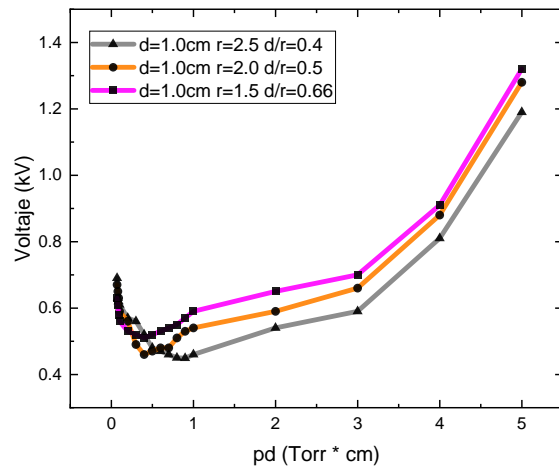
Las especies observadas durante el plasma de la mezcla utilizando 50% etanol y 50% metanol corresponden a bandas y líneas debidas a las especies de CHO (318.60, 321.55, 329.82, 347.25, 353.87, 358.75, 363.56, 367.46, 372.93, 380.27) asociadas a los espectros que se dan en hidrocarburos, esto debido a la mezcla de las moléculas de los alcoholes los cuales pueden tener formaciones de $CH_3OH + CH_3CH_2OH \rightarrow CH_3CO_2CH_3 + 2H_2$, CH (388.90) que corresponde al 3900 Å SYSTEM, $B^2\Sigma - X^2\Pi$, CH (431.32) correspondiente al 4300Å SYSTEM, $A^2\Delta - X^2\Pi$ además de bandas de CO (412.50, 431.42, 451.02, 457.10, 483.50, 519.82, 561.02, 607.94) pertenecientes a Herzberg System, $C^1\Sigma^+ - A^1\Pi$ y Angstrom s. $B^1\Sigma - A^1\Pi$ respectivamente.

❖ VI.III Modificación experimental para la ley de Paschen

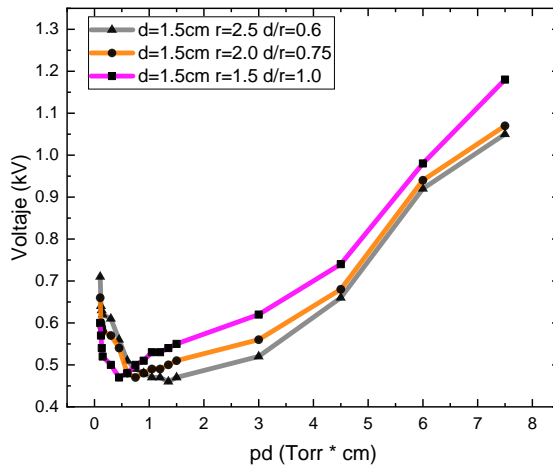
La modificación de la ley de Paschen se estudia trazando experimentalmente las curvas de Paschen para una descarga luminiscentes de etanol, metanol y una mezcla de ambas al 50% a 5 diferentes distancias de separación entre los electrodos (0.5, 1.0, 1.5, 2.0 y 2.5 cm) y modificando la distancia de los radios (1.5, 2.0 y 2.5 cm). Las curvas de Paschen de una descarga de etanol y los diferentes valores de d/r correspondientes a cada curva se muestran de la gráfica (22) a la (26).



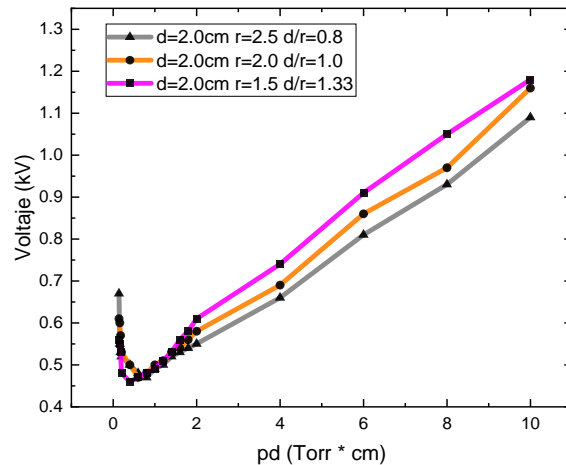
Gráfica 22. Curvas de Paschen de $(\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH})$ $r = 1.5$ cm, 2.0 cm y 2.5 cm a 0.5 cm de separación.



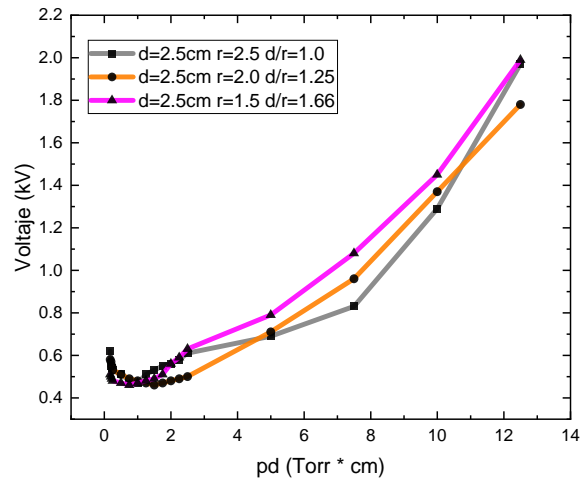
Gráfica 23. Curvas de Paschen de $(\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH})$ $r = 1.5$ cm, 2.0 cm y 2.5 cm a 1.0 cm de separación.



Gráfica 24. Curvas de Paschen de $(\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH})$ $r = 1.5$ cm, 2.0 cm y 2.5 cm a 1.5 cm de separación.

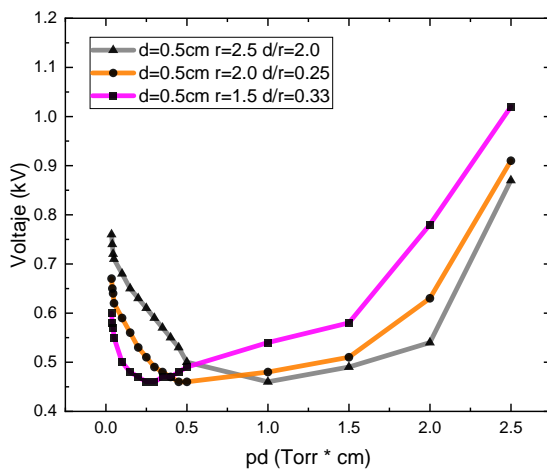


Gráfica 25. Curvas de Paschen de $(\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH})$ $r = 1.5$ cm, 2.0 cm y 2.5 cm a 2.0 cm de separación.

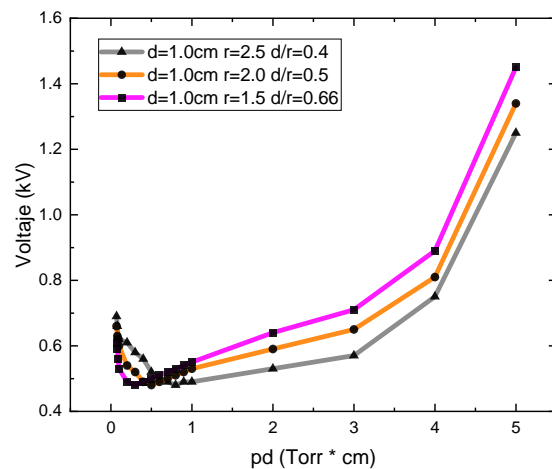


Gráfica 26. Curvas de Paschen de $(\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH})$ $r=1.5\text{cm}$, 2.0cm y 2.5cm a 2.5cm de separación.

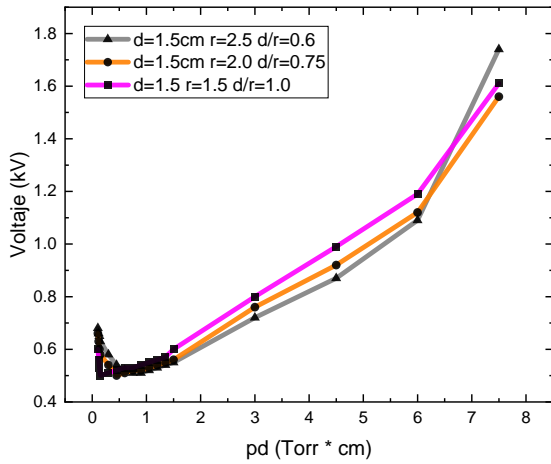
Las curvas de Paschen y los diferentes valores de d/r correspondientes a una descarga luminiscente de metanol a 5 diferentes distancias de separación entre los electrodos ($0.5 - 2.5\text{ cm}$) y 3 radios diferentes ($1.5, 2.0$ y 2.5 cm) se muestran en las gráficas (27-31).



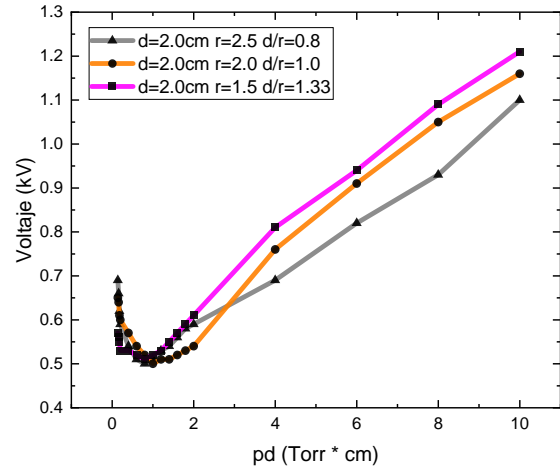
Gráfica 27. Curvas de Paschen de (CH_3OH) $r=1.5\text{cm}$, 2.0cm y 2.5cm a 0.5cm de separación.



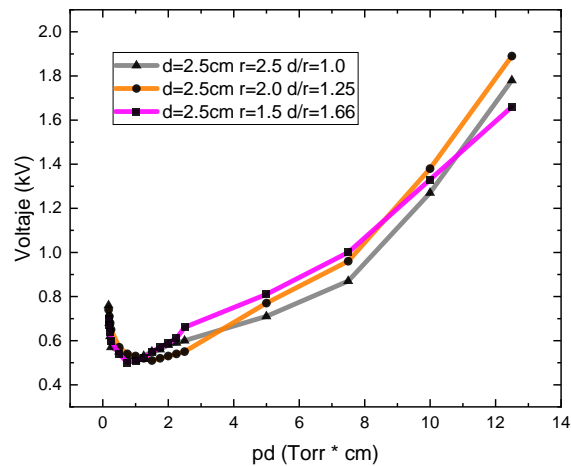
Gráfica 28. Curvas de Paschen de (CH_3OH) $r=1.5\text{cm}$, 2.0cm y 2.5cm a 1.0cm de separación.



Gráfica 29. Curvas de Paschen de (CH₃OH) r=1.5cm, 2.0cm y 2.5cm a 1.5cm de separación.

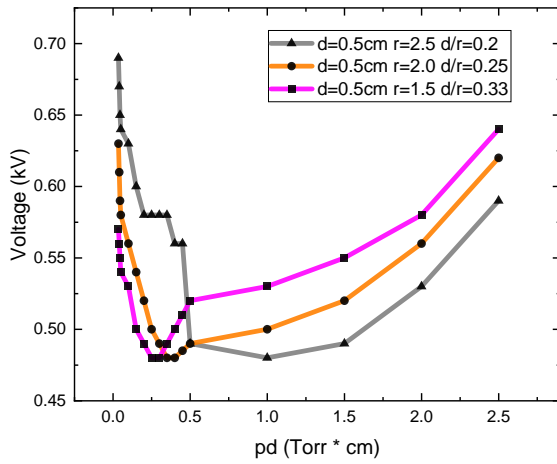


Gráfica 30. Curvas de Paschen de (CH₃OH) r=1.5cm, 2.0cm y 2.5cm a 2.0cm de separación.

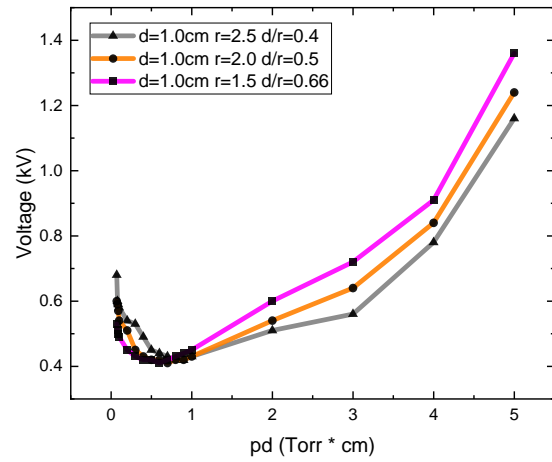


Gráfica 31. Curvas de Paschen de (CH₃OH) r = 1.5, 2.0 y 2.5 cm a 2.5 cm de separación.

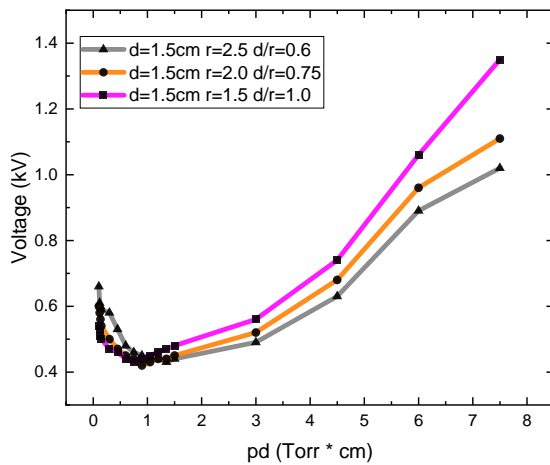
Las curvas de Paschen correspondientes a la modificación de la ley de Paschen se realizan experimentalmente utilizando una descarga luminiscente de la mezcla etanol y metanol al 50%, a 5 diferentes distancias de separación entre los electrodos (0.5 – 2.5 cm) y 3 radios diferentes (1.5, 2.0 y 2.5 cm).



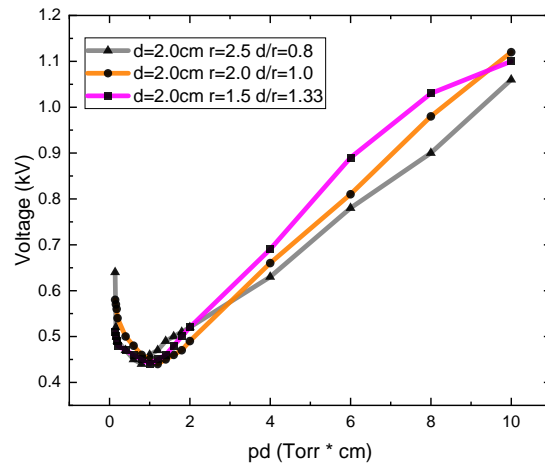
Grafica 32. Curvas de Paschen de (CH_3OH 50% y $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ al 50%) $r=1.5, 2.0$ y 2.5cm a 0.5cm de separación.



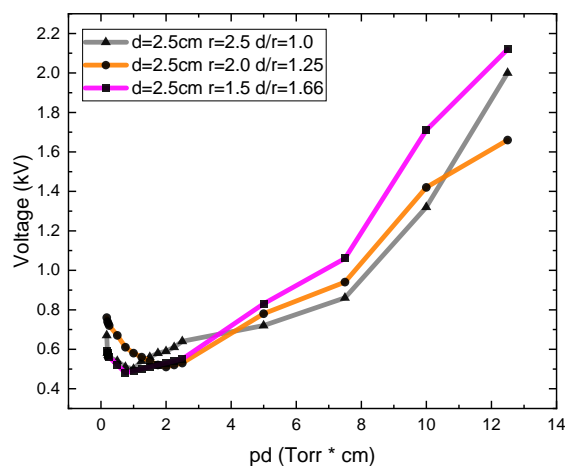
Grafica 33. Curvas de Paschen de (CH_3OH 50% y $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ al 50%) $r=1.5, 2.0$ y 2.5cm a 1.0cm de separación.



Grafica 34. Curvas de Paschen de (CH_3OH 50% y $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ al 50%) $r=1.5, 2.0$ y 2.5cm a 1.5cm de separación.



Grafica 35. Curvas de Paschen de (CH_3OH 50% y $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ al 50%) $r=1.5, 2.0$ y 2.5cm a 2.0cm de separación.



Gráfica 36. Curvas de Paschen de (CH₃OH 50% y CH₃CH₂OH al 50%) r=1.5, 2.0 y 2.5 cm a 2.5 cm de separación.

Las gráficas (22-26 correspondientes a CH₃CH₂OH, 27-31 correspondientes a CH₃OH, y 32-36 correspondientes a CH₃OH 50% y CH₃CH₂OH al 50%), tienen el mismo comportamiento de las curvas de Paschen observadas en las gráficas (1 de etanol y 7 de metanol) realizadas con un electrodo de cobre de 2.5 cm. Estas curvas presentan intersecciones en diferentes presiones debido a que cada electrón dentro de la cámara de reacción se desplaza siguiendo una trayectoria aleatoria, pues se mueve más o menos en línea recta guiados por el campo eléctrico que produce la diferencia de potencial, hasta que choca con otro electrón y se desvía en otra dirección que no guarda ninguna relación con la que seguía antes de la colisión. Las fuerzas intermoleculares producidas durante las colisiones son de muy corto alcance, y por lo tanto el choque inelástico es similar al de dos esferas rígidas, esto permite cuantificar la probabilidad de ionización de nuestra atmosfera de etanol debida al impacto de electrones con los átomos o moléculas neutras, normalizando la longitud del camino libre y haciéndola una función exponencial del campo eléctrico producido por la diferencia de potencial entre los electrodos, juntos provocan la intersección entre las gráficas con diferentes radios (1.5, 2.0 y 2.5 cm).

La ley de Paschen sin la modificación indica que el voltaje de ruptura dieléctrica en la cámara de reacción depende solo del valor de la presión (p) multiplicada por la distancia (d). Sin embargo, en las gráficas (22-36) mostradas está claro que para el mismo valor de pd los voltajes de ruptura son diferentes para diferentes curvas de Paschen correspondientes a diferentes valores de d/r . Por lo tanto, en estas curvas se ilustra claramente las desviaciones de la ley de Paschen que concuerdan con la interacción que se da entre el camino libre medio y el primer coeficiente ionización.

El análisis del comportamiento de las gráficas (22-36) nos permite visualizar cada una de las regiones en donde se llevan los procesos causados por las interacciones α y γ , en la sección donde aparece el voltaje mínimo no hay mucha diferencia en los voltajes de ruptura para cada una de las tres curvas realizadas experimentalmente en cada uno de los alcoholes. Pero, en donde la gráfica tiende a un comportamiento lineal y los procesos son regidos por interacciones del tipo γ , el voltaje de ruptura tiene una mayor cantidad de variación. Esto es debido a que el radio del electrodo tiene una variación en su longitud, por lo tanto, para radios pequeños existe una menor cantidad de iones que pueden interactuar con el cátodo para producir electrones secundarios que resultan del segundo coeficiente de ionización γ causando que los voltajes de ruptura correspondientes sean más grandes. Cuando el radio del electrodo es grande, el área del campo eléctrico uniforme producido por la diferencia de potencial entre los electrodos también es grande provocando una mayor interacción en los procesos de ionización γ . Esto explica la disminución de los voltajes de ruptura para valores por debajo de d/r .

❖ VII. Conclusiones

Se obtuvieron experimentalmente las curvas de Paschen para una descarga luminiscente de etanol, metanol y una mezcla entre ambas al 50% haciendo uso de la dependencia que existe entre la ruptura dieléctrica y la función entre el producto de la presión (p) y la distancia entre los electrodos (d), como lo establece la ley de Paschen.

El comportamiento de las curvas obtenidas nos permite analizar cada una de las zonas típicas, En el lado izquierdo de (pd) la presión mínima es baja y la trayectoria libre media es grande. Esto es debido al camino libre medio y que la probabilidad de colisión ionizante de electrones con átomos de etanol, metanol y una mezcla de ambas es menor y se requiere un alto voltaje para la ionización necesaria en cada colisión.

En el lado derecho de (pd), la presión es alta, por lo que el camino libre medio es menor y la colisión de electrones con átomos de etanol, metanol y una mezcla es muy frecuente. Debido a estas frecuentes colisiones, los electrones no pueden obtener la energía requerida para ionizar los átomos de los diferentes alcoholes. Por lo tanto, se requiere un alto voltaje para que los electrones adquieran suficiente energía para causar ionización y esto da como resultado un aumento en el voltaje de ruptura.

La ley convencional de Paschen predice que el voltaje de descomposición del gas depende solo del valor de pd , sin embargo, en las gráficas obtenidas con la modificación del tamaño del radio en los electrodos está claro que para el mismo valor de pd los voltajes de ruptura son diferentes para diferentes curvas de Paschen correspondientes a diferentes valores de d/r . Para corroborar estos resultados, se realiza el mismo experimento para cada uno de los alcoholes utilizando electrodos con tres radios diferentes (1.5, 2.0 y 2.5 cm). En estos experimentos, la separación del electrodo se mantiene constante.

Las curvas de Paschen obtenidas muestran que en la zona derecha de (pd) el voltaje de ruptura es alto, para las curvas de Paschen correspondientes al valor d/r grande. Se puede apreciar que cuando el radio del electrodo es pequeño (1.5cm), todos los iones no pueden interactuar con el cátodo para producir electrones secundarios y los voltajes de ruptura correspondientes

son más grandes. Cuando el radio del electrodo es grande (2.5 cm), el área del campo eléctrico también es grande y la pérdida de iones es menor. Esto explica la disminución de los voltajes de ruptura para valores bajos de d/r como se muestra en las gráficas de la sección modificación a la ley de Paschen.

Los espectros ópticos de emisión obtenidos muestran las diferentes especies que se dan durante la descarga luminiscente destacando CO (389.32nm, 561.02nm), H₂ (4686.38nm, 603.19nm), H_β (468.38nm) y H_α (656.27nm) junto con algunas bandas más pequeñas debido a las especies CH (430.40nm) y C₂ (516.52nm) Estas especies se han deducido en reacciones debidas principalmente a interacciones electrónicas, teniendo procesos como disociación y excitación.

❖ Bibliografia

- [1] A. Bogaerts, E. Neyis, R. Gijbels, and J. van der Mullen, *Spectrochimica Acta Part B* 57, 609 (2002).
- [2] A. Bogaerts and R. Gijbels, *Spectrochimica Acta Part B* 53, 1 (1998).
- [3] Paschen F 1889 *Analytical Physics* 37 69.
- [4] V. A. Lisovskiy, S. D. Yakovin, and V. D. Yegorenkov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 33, 2722 (2000).
- [5] D. Haar, *Elements Of Statistical Mechanics*. Elsevierscience, 1995. available: <http://books.google.com.co/books?id=dt8gkhagd88c>, 243 [15] c.
- [6] C. Torres, P. G. Reyes, F. Castillo, and H. Martinez, *Journal of Physics: Conference Series* 370, 012067 (2012).
- [7] A. Peschot, N. Bonifaci, O. Lesaint, C. Valadares, and C. Poulain, *Applied Physics Letters* 105, 123109 (2014).
- [8] S. I. Radwan, H. El-Khabeary, and A. G. Helal, *Canadian Journal of Physics* 94(12), 1275–1281 (2016)
- [9] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1991).
- [10] Y. Fu, S. Yang, X. Zou, H. Luo, and X. Wang, *High Volt* 1(2), 86–89 (2016).
- [11] Q. A. Wang and A. L. Méhauté, “Nonextensive Black-body Distribution Function and Einstein’s Coefficients A and B,” *Physics Letters*, pp. 301–306, 1998, 246
- [12] E. Husain and R. S. Nema, *IEEE Transactions on Electrical Insulation* EI-17(4) (1982).
- [13] V. A. Lisovskiy, V. A. Koval, and V. D. Yegorenkov, *Physics Letters A* 375, 1986 (2011).
- [14] Y. Fu, S. Yang, X. Zou, H. Luo, and X. Wang, *Physics of Plasmas* 23, 093509- 1–093509-4 (2016).
- [15] A. Venkatraman and A. A. Alexeenko, *Phys. Plasmas* 19, 123515 (2012).
- [16] D. B. Go and D. A. Pohlman, *Journal of Applied Physics* 107, 103303 (2010).
- [17] L. B. Loeb and J. M. Meek, *Mechanism of Electric Spark* (Stanford University Press, Stanford, CA, 1941).

❖ Artículo enviado.

Ref.:

Title: "Experimental study of the modified Paschen's law: glow discharge of Ethanol ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$), Methanol (CH_3OH) and its mixture"

Revista Mexicana de Física

Authors: by J. C. Palomares, et al.

Prof. Alejandro Ayala

Chief Editor, Revista Mexicana de Física

Please accept the revised manuscript entitled " Experimental study of the modified Paschen's law: glow discharge of Ethanol ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$), Methanol (CH_3OH) and its mixture ", which we submitted to Revista Mexicana de Física

The revised version complies fully with the recommended changes of the referee's reports.

Detailed response to all changes is included below.

Thank you in advanced for your attention on revising our manuscript.

Sincerely yours,

Dr. P. G. Reyes

ANEXOS



INSTITUTO DE CIENCIAS FÍSICAS
Apartado postal 48-3, 62251 Cuernavaca, Morelos
MÉXICO

Asunto: Constancia

Cuernavaca, Morelos a 5 de agosto de 2019

A quien corresponda:
PRESENTE

El que suscribe Dr. Horacio Martínez Valencia, hago de su conocimiento que el estudiante de maestría José Carlos Palomares Amado, con número de cuenta 0912974 concluyó de manera satisfactoria su estancia de investigación en el Laboratorio de Espectroscopia del Instituto de Ciencias Físicas de la UNAM, que se llevó a cabo del 19 de Julio al 2 de agosto, el tema sobre el cual verso la estancia fue: "Estudio de una película delgada formada en un plasma de metanol", realizando estudios de espectroscopia óptica de emisión y sonda simple de Langmuir.

A petición del interesado y para los fines que se consideren pertinentes, se extiende la siguiente constancia en la ciudad de Cuernavaca, Morelos a los cinco días del mes de agosto del dos mil diecinueve.

Atentamente,

Dr. Horacio Martínez Valencia
Investigador Titular "C"
Instituto de Ciencias Físicas
ICF-UNAM

Campus Morelos UNAM .Cuernavaca, Morelos, México C.P. 62251 .Apartado Posta148-3
TEL: 52-777- 329- 1759; 52 55 56 22 7759;
52-777- 329-1794; 52 55 56 22 7794;
Fax 52 -777- 329- 1753; 52 55 5622 7753

Ciudad de México, 26 de julio de 2019

Apreciable Jose Carlos Palomares Amado
UNIVERSIDAD AUTONOMA DEL ESTADO DE MEXICO

Tengo el gusto de informarle que el trabajo con clave única: LXII-1499 y cuyo título es: Método de Druyvesteyn para el cálculo de la temperatura electrónica de un plasma de etanol y metanol., de los autores:

- Gomez Aaron
UNIVERSIDAD AUTONOMA DEL ESTADO DE MEXICO
- Martinez Valencia Horacio
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO
- Palomares Amado Jose Carlos*
UNIVERSIDAD AUTONOMA DEL ESTADO DE MEXICO
- Reyes Romero Pedro Guillermo
UNIVERSIDAD AUTONOMA DEL ESTADO DE MEXICO
- Vergara Josefina
Escuela de Estudios Superiores de Xalostoc, Universidad Autónoma del Estado de Morelos
- * Presentador

Fue aceptado para su presentación tipo: poster en la sesión de Estado Sólido el día 10 de octubre en Explanada frente a Rectoría dentro del programa del LXII Congreso Nacional de Física, que se celebrará en el Centro Internacional de Vinculación y Enseñanza de la Universidad Juárez Autónoma de Tabasco, Villahermosa, Tabasco, del 6 al 11 de octubre de 2019.

ATENTAMENTE



Tonatiuh Matos Chassin
Presidente de la Sociedad Mexicana de Física



Ciudad de México, 26 de julio de 2020

Apreciable Jose Carlos Palomares Amado
UNIVERSIDAD AUTONOMA DEL ESTADO DE MEXICO

Tengo el gusto de informarle que el trabajo con clave única: LXIII-2497 y cuyo título es:
INACTIVACIÓN DE BACTERIAS MEDIANTE PLASMA TIPO CORONA, de los autores:

- Reyes Romero Pedro Guillermo
Universidad Autónoma del Estado de México
- Martínez Valencia Horacio
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
- Torres Segundo Cesar
UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS
- Vergara Sánchez Josefina
UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS
- Gutiérrez Ibañez Ana Tarin
Universidad Autónoma del Estado de México
- Palomares Amado Jose Carlos*
Universidad Autónoma del Estado de México
- Gómez Díaz Aarón
Universidad Autónoma del Estado de México
- Trujillo Gómez Brenda
Universidad Autónoma del Estado de México
- * Presentador

Fue aceptado para su presentación tipo: poster en la sesión de Física de Plasmas el día 7 de octubre en Línea (online) dentro del programa del LXIII Congreso Nacional de Física, que se celebrará en línea, del 4 al 9 de octubre de 2020.

ATENTAMENTE



Tonatihu Matos Chassin
Presidente de la Sociedad Mexicana de Física





07 de septiembre de 2020

Estimado(a) **Jose Carlos Palomares Amado**

Agradecemos sinceramente el interés por participar en el XLI Encuentro Nacional de la Academia Mexicana de Investigación y Docencia en Ingeniería Química A.C. (AMIDIQ) y por este conducto nos complace informarle que su trabajo:

ANÁLISIS DE LOS PRECURSORES DE SMOG FOTOQUÍMICO, MEDIANTE ESPECTROSCOPIA ÓPTICA DE EMISIÓN

Cuyos autores son:

Jose Carlos Palomares Amado, Aarón Gómez Díaz, Pedro Guillermo Reyes Romero, Josefina Vergara Sánchez, César Torres Segundo, Horario Martínez Valencia

Ha sido aceptado para su presentación en la sesión de **Ingeniería Ambiental**. Para ser acreedor de la constancia de participación se requiere que al menos uno de los **autores esté inscrito**, y que el **trabajo haya sido efectivamente presentado**. Para que el trabajo sea publicado en las memorias del congreso, es necesario cumplir con los criterios anteriores y haber enviado su trabajo en extenso.

A partir del **12** de septiembre de 2020 consulte el programa completo del evento virtual en nuestra página web www.amidiq.com para conocer el día y hora precisa de su presentación.

A nombre de la AMIDIQ le agradecemos su participación y esperamos tener la oportunidad de saludarlo dentro de las sesiones virtuales del evento, el cual se llevará a cabo del **22** al **24** de octubre de 2020.

Atentamente
COMITÉ TÉCNICO AMIDIQ 2020

Constancia



Universidad Autónoma
del Estado de México

A través de Facultad de Ciencias
Se otorga la presente

al: **Fís. José Carlos Palomares Amado**
por impartir la plática:

Emulación de atmosferas de gases de carbonos orgánicos volátiles mediante la generación de plasmas no térmicos
en el marco del "*Seminario del Laboratorio de Física Avanzada*", llevado a cabo del 6 de marzo al 19 de junio del presente, en las instalaciones de este Organismo Académico.

El Cerrillo Piedras Blancas, Toluca, México, 20 de marzo de 2019.

ATE N T A M E N T E
Patra, Ciencia y Trabajo
"2019, Año del 75 Aniversario de la Autonomía ICIA-UAEM"



FAACULTAD DE CIENCIAS

Dr. Jose Guadalupe Araya Ortega
Director



MEXINTERCO
VAMEXINTER
INTERCO

Se le otorga la siguiente

•CONSTANCIA•

Jose Carlos Palomares Amado

Por su participación en
"Hand On Intercovamex 2020",
que se llevó a cabo del 5 al 8 de
Octubre 2020.

