



Universidad Autónoma del Estado de Morelos
Instituto de Investigación en Ciencias Básicas y Aplicadas

TESIS

Estudio preliminar de la dependencia espacial y temporal de la formación de iones negativos de N_2O generados con la técnica pulsada de Townsend.

QUE PRESENTA:

FERNANDO MORA GARDUÑO

Para obtener el grado de
LICENCIADO EN CIENCIAS
ÁREA TERMINAL EN FÍSICA

Director de Tesis:

Dr. Olmo González Magaña

Cuernavaca, Morelos.

Agosto de 2021.

Para Gaby, con cariño.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo no habría sido posible sin el incondicional apoyo de mis padres y mis hermanos. Agradezco la compañía de Gaby a lo largo de toda mi carrera, quien además de apoyarme en innumerables ocasiones, siempre me motivó a seguir adelante. Aprecio la confianza que me brindaron mis primas Érika y Lucero desde que inicié esta empresa. Agradezco la cálida compañía de mi prima Reina y el espacio que me brindó para mi descanso en su reconfortante hogar. Deseo también dar las gracias al Dr. Olmo González Magaña por brindarme su tiempo y dedicación para realizar este proyecto, quiero resaltar que admiro mucho su manera de trabajar y expresar que es una excelente persona además de ser muy talentoso en su trabajo. Así mismo, quiero agradecer al Dr. Jaime de Urquijo por compartir conmigo su experiencia en este trabajo y por sus consejos a lo largo de la carrera. Agradezco también al Dr. Guillermo Hinojosa, quien me brindó su valioso apoyo para terminar la carrera y emprender este proyecto. Mucho de lo que he aprendido es gracias al Dr. Rolando Pérez, quien me ha compartido sus conocimientos desde los primeros cursos de la carrera. Quiero expresar también mi agradecimiento al Dr. Raúl Salgado, quien ha sido muy gentil en compartir sus conocimientos conmigo cuando más lo necesitaba. Parte de este trabajo es gracias al apoyo técnico brindado por los ingenieros Armando Bustos, Guillermo Bustos y Hugo Hinojosa. Aprecio la hospitalidad, los recursos y las facilidades que me ha concedido el Instituto de Ciencias Físicas de la UNAM durante el desarrollo de este proyecto y a lo largo de mi carrera.

Agradezco a la DGAPA-UNAM la beca recibida. Investigación realizada gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM IA104520.

RESUMEN

Este trabajo, cuyo objetivo es el estudio de la formación y posterior fotodesprendimiento de iones negativos de N_2O en la avalancha de Townsend, usando su versión pulsada (TPT), presenta varias mediciones. En la primera parte de la sección de resultados se presentan los coeficientes de ionización efectiva y las propiedades de transporte electrónicas (V_e , ND_L y D_L/μ) en una avalancha pulsada en el seno de un gas neutro en el régimen de Townsend.

Se ha estudiado el óxido nitroso (N_2O) por ser un gas de efecto invernadero que contribuye sustancialmente al calentamiento global y que además presenta, en el régimen bajo estudio, solo formación de dos especies de iones negativos NO^- y O^- , lo que facilita la interpretación de los resultados.

La componente iónica de N_2O se midió a un valor E/N igual a 16 Td ($1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ V}\cdot\text{cm}^2$) y una presión de gas de 7 Torr y se observó que la señal dura entre 550 μs y 600 μs .

En la segunda parte del experimento se presenta el estudio del fotodesprendimiento de iones negativos de N_2O formados en la avalancha de Townsend a un valor fijo de la relación entre la intensidad de campo eléctrico y la densidad del gas, E/N de 16 Td, y a una presión de 7 Torr. Con esta técnica se ha medido la abundancia relativa de iones negativos en función de la distancia interelectródica, lo mismo que abundancia relativa en función del tiempo. Se observó que la abundancia de iones negativos en el experimento a un valor E/N de 16 Td, decae en un tiempo relativamente corto, de 20 μs , lo que parece indicar que solo la parte inicial de iones negativos formados durante la avalancha son fotodesprendidos, y los iones negativos restantes permanecen sin fotodesprenderse hasta arribar al ánodo en un tiempo aproximado de 550 a 600 μs . Esta observación requiere un estudio más a fondo.

ÍNDICE

1. INTRODUCCIÓN.....	7
1.1 Plasmas	7
1.2 Iones	8
1.3 Óxido nitroso	8
2. MARCO TEÓRICO	10
2.1 Potencial de ionización y Afinidad electrónica.....	10
2.2 Interacciones atómicas y moleculares.....	11
2.3 E/N, movilidad electrónica y coeficientes de ionización, captura electrónica y difusión longitudinal.....	17
2.4 Técnica Pulsada de Townsend	19
2.5 Ecuaciones de la corriente como función del tiempo de los pulsos	20
3. EXPERIMENTO.....	23
4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN	29
4.1 Componentes electrónica e iónica	29
4.2 Medición de coeficientes de ionización efectiva y transporte	34
4.3 Mediciones de fotodesprendimiento electrónico en N ₂ O.....	38
5. CONCLUSIONES.....	44
6. BIBLIOGRAFÍA.....	46
7. ANEXO	48

LISTA DE FIGURAS

Figura 1. Los rayos de las tormentas son una forma de plasma.	7
Figura 2. Molécula de óxido nitroso.	9
Figura 3. Ionización por impacto electrónico.	14
Figura 4. Fotodesprendimiento electrónico.	17
Figura 5. Esquema del experimento de Townsend.	19
Figura 6. Descarga de Townsend.	20
Figura 7. Cámara de vacío empleada en la Técnica Pulsada de Townsend.	23
Figura 8. Láser 1 Nd-YAG y generadores armónicos.	24
Figura 9. Láser 2 con longitud de onda de 1064 nm.	25
Figura 10. Arreglo experimental de la TPT y el fotodesprendimiento electrónico de iones negativos.	26
Figura 11. Desplazamiento del pulso de luz del láser 2.	27
Figura 12. Señal de un pulso electrónico en el osciloscopio.	28
Figura 13. Análisis de un pulso electrónico.	30
Figura 14. Corriente total a $E/N=16$ Td y 7 Torr de presión.	31
Figura 15. Componente iónica de la corriente total.	32
Figura 16. Función de distribución de energías de los electrones interaccionando con N_2O	33
Figura 17. Coeficiente de ionización efectiva, $(\alpha-\eta)/N$, en función de E/N	34
Figura 18. Velocidad de arrastre electrónico respecto a E/N	35
Figura 19. Coeficiente de difusión longitudinal en función de E/N	36
Figura 20. Razón D_L/λ en función de E/N	37
Figura 21. Variación de la señal de FD en función de E/N	38
Figura 22. Pulsos electrónicos de N_2O	39
Figura 23. Señales de fotodesprendimiento en pulsos electrónicos a E/N de 16 Td y 7 Torr.	40
Figura 24. Obtención de la integral de la señal producida por FD.	41
Figura 25. Abundancia de iones negativos en función de la distancia al cátodo.	42
Figura 26. Abundancia de los iones negativos en función del tiempo de retardo.	43

1. INTRODUCCIÓN

1.1 Plasmas

Los plasmas fueron estudiados ampliamente por Irving Langmuir (Premio Nobel de Química de 1932), quien los definió como *una colección de iones y electrones, que puede o no tener neutros en su seno, que responde al campo electromagnético, y que guarda neutralidad eléctrica macroscópica* [1].

Un plasma de origen gaseoso se genera cuando una fuente de energía externa desprende electrones de sus átomos o moléculas, provocando la formación de iones. Los plasmas son muy abundantes, por ejemplo, el 99.9% de la materia visible en el universo se encuentra en forma de plasma y casi todo lo que produce luz es plasma [2]. En la Figura 1 se observan rayos de tormenta, los cuales son un ejemplo de plasma.



Figura 1. Los rayos de las tormentas son una forma de plasma. Filip.vidinovski. CC BY-SA 4.0 [3].

Los plasmas se clasifican de acuerdo con su energía media, como plasmas de baja y alta temperatura, también conocidos como plasmas fríos y calientes. En los plasmas de alta temperatura la energía media de los electrones libres y la de las partículas pesadas (átomos, iones y moléculas) es la misma. Algunos ejemplos de estos plasmas son los núcleos de las estrellas y los plasmas generados artificialmente en los reactores de fusión nuclear. En los plasmas de baja temperatura la energía media de los electrones libres y la de las partículas de mayor masa es distinta, en general, la energía media que poseen las especies pesadas hace que se encuentren a temperatura ambiente mientras que la de los electrones libres hace que oscilen entre los cinco mil y cien mil Kelvin [4].

1.2 Iones

Un ion se origina cuando un átomo o molécula neutra ganan o pierden electrones. Si el átomo gana electrones, se forma un ion negativo, ya que la carga eléctrica del electrón es negativa, en el caso contrario, si una partícula inicialmente neutra pierde electrones, se forma un ion positivo. De acuerdo con su carga eléctrica, los iones se clasifican de la siguiente manera; se llama anión al ion que posee carga eléctrica negativa y catión al que posee carga eléctrica positiva.

Como se mencionó anteriormente, si un electrón es capturado por un átomo neutro, se formará una partícula cargada negativamente. La energía necesaria para unir el electrón con el átomo se llama afinidad electrónica. Esta energía es una de las características más importantes de los iones negativos.

1.3 Óxido nitroso

El óxido nitroso (N_2O) es un gas de efecto invernadero que influye en el calentamiento global. Es un gas de larga permanencia en la atmósfera, con un promedio de 100 años, y es una molécula que agota sustancialmente el ozono de la estratósfera. Conocido como *el gas de la risa*, es incoloro y ligeramente tóxico, con un efecto anestésico.

El N₂O es una molécula con estructura lineal, en la cual el átomo de oxígeno se encuentra en un extremo (obsérvese la Fig. 2). Su primer potencial de ionización es de 12.889 ± 0.004 eV [5]. Para fotoionizar el N₂O, la longitud de onda del fotón debe ser menor o igual a $\lambda = 96$ nm, es decir, en el ultravioleta de vacío o VUV por sus siglas en inglés.

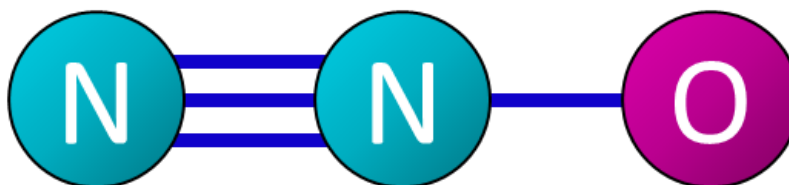
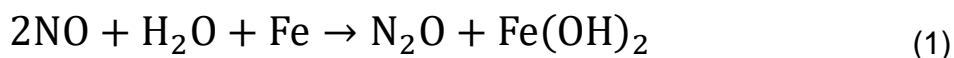


Figura 2. Molécula de óxido nitroso.

A finales del siglo XVIII ya se había logrado la reacción para obtener este gas [obsérvese ecuación (1)], se pensaba que era letal y se sabía que explotaba a altas temperaturas. El químico británico Humphry Davy fue uno de los primeros científicos en estudiar este gas. Davy se había propuesto estudiar sus efectos en el cuerpo humano en busca de nuevos tratamientos médicos, así que decidió inhalarlo. Con un asistente tomando su pulso mientras inhalaba el gas, experimentó un hormigueo placentero en su pecho y en sus extremidades. Al ir aumentando la dosis, descubrió el efecto anestésico del óxido nitroso y escribió sobre su potencial para ser utilizado en operaciones quirúrgicas [6].



Años más tarde, se empezó a utilizar este gas en intervenciones quirúrgicas como anestésico. En la actualidad, el óxido nitroso mezclado con oxígeno se emplea como analgésico inhalable en medicina y odontología. Debido a su inercia química, también es utilizado en la industria para envasado a presión de productos alimenticios [7,8].

2. MARCO TEÓRICO

En este capítulo se presentan algunos conceptos relativos al experimento pulsado de Townsend. Se definen los procesos físicos involucrados en la formación de los enjambres electrónicos e iónicos, y se describen las técnicas empleadas en el experimento.

2.1 Potencial de ionización y Afinidad electrónica

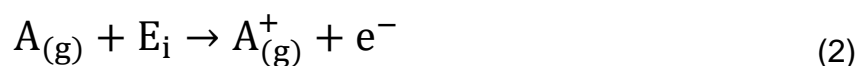
Potencial de ionización

Se define como potencial de ionización, E_i , a la energía necesaria para desprender el electrón más débilmente ligado a un átomo o molécula neutra $A_{(g)}$, en su estado fundamental [9]. En la Tabla 1 se muestran los potenciales de ionización de algunos átomos y moléculas.

Potencial de ionización	
N ₂ O	12.889 eV
O ₂	12.0697 eV
H	13.5984 eV
O	13.6181 eV
N	14.5341 eV
N ₂	15.581 eV

Tabla 1. Potencial de ionización de algunos átomos y moléculas. Datos obtenidos del National Institute of Standards and Technology [5].

Como se aprecia en la ecuación (2); al ser liberado el electrón del átomo, se forma un ion monopositivo.



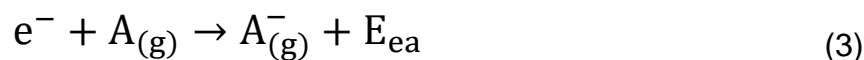
Afinidad electrónica

La afinidad electrónica E_{ea} se define como la energía liberada cuando un átomo neutro, en su estado fundamental captura un electrón [10]. En la Tabla 2 se muestra la afinidad electrónica de algunos átomos y moléculas.

Afinidad electrónica	
N ₂ O	0.22 eV
NO	0.026 eV
O ₂	0.452 eV
H	0.76 eV
O	1.461 eV
N	0.07 eV

Tabla 2. Afinidad electrónica de algunos átomos y moléculas. Datos obtenidos del National Institute of Standards and Technology [5].

En la ecuación (3) se observa la formación de un ion mononegativo al ser capturado el electrón por el átomo en estado gaseoso $A_{(g)}$. Es importante notar que E_{ea} es la energía mínima necesaria para desprender el electrón de un ion negativo.



2.2 Interacciones atómicas y moleculares

A continuación, se presentan las definiciones de las interacciones atómicas y moleculares más importantes que ocurren en el experimento, algunas de ellas descritas por L. Vályi [11], las cuales permiten la formación de diferentes especies de partículas durante la descarga de Townsend.

Excitación de átomos y moléculas

La transformación de un estado discreto atómico o molecular a otro, por el cual el átomo o la molécula pasan a un nivel de energía más alto, es llamada excitación. En la excitación de átomos, el estado del electrón pasa de un nivel de energía menor a uno mayor. En la excitación de moléculas, no solo el estado del electrón cambia sino también los estados vibracionales y rotacionales de la molécula.

Átomos y moléculas pueden excitarse principalmente por el impacto electrónico, iónico o partículas neutras, y por la absorción de fotones.

Excitación de átomos y moléculas por impacto electrónico

El impacto de un electrón sobre un átomo o molécula produce un proceso de excitación sólo si, en la colisión inelástica, la energía necesaria para la transición se transfiere al sistema atómico o molecular a partir de la energía cinética del electrón [véase ecuación (4)]. Después del impacto, la energía cinética del sistema de partículas es menor que antes de la colisión inelástica. La diferencia entre las energías cinéticas antes y después del impacto queda reflejada en el aumento de la energía interna de la partícula con la que el electrón interacciona, es decir, en la excitación de esta partícula a un nivel de energía más alto.



La excitación de átomos o moléculas (A^{*}) puede ocurrir también por impacto atómico o iónico. En las colisiones inelásticas de átomos con átomos, o átomos con iones, es posible que ocurran un número mucho mayor de procesos que en las colisiones inelásticas átomo-electrón. En estos casos, los estados de ambas partículas en colisión pueden cambiar.

Fotoexcitación

Los átomos y moléculas pueden ser excitados por la absorción de cuantos de luz [obsérvese ecuación (5)]. Este tipo de excitación ocurre solo si la energía, $h\nu$, absorbida del cuanto de luz es igual a la diferencia entre el nivel de energía E_n del estado excitado y la del estado de energía E_m [véase ecuación (6)].



$$h\nu = E_n - E_m \quad (6)$$

Ionización de átomos y moléculas

La ionización es un proceso en el cual un electrón o más escapan de un átomo o molécula. Como resultado de la ionización, el átomo o molécula originalmente neutros se transforman en iones con carga eléctrica positiva.

Los átomos y moléculas pueden ser ionizados por impacto electrónico, atómico o iónico, por irradiación o por exposición a un campo eléctrico.

Ionización por impacto electrónico

El impacto de un átomo o molécula contra un electrón puede producir ionización si, en la colisión, la energía necesaria para el desprendimiento de uno o más electrones es transferida por el electrón que incide sobre el átomo o molécula (obsérvese Fig. 3). La cantidad de energía necesaria para el desprendimiento de electrones depende del estado de energía dado en el átomo o molécula antes de la colisión.

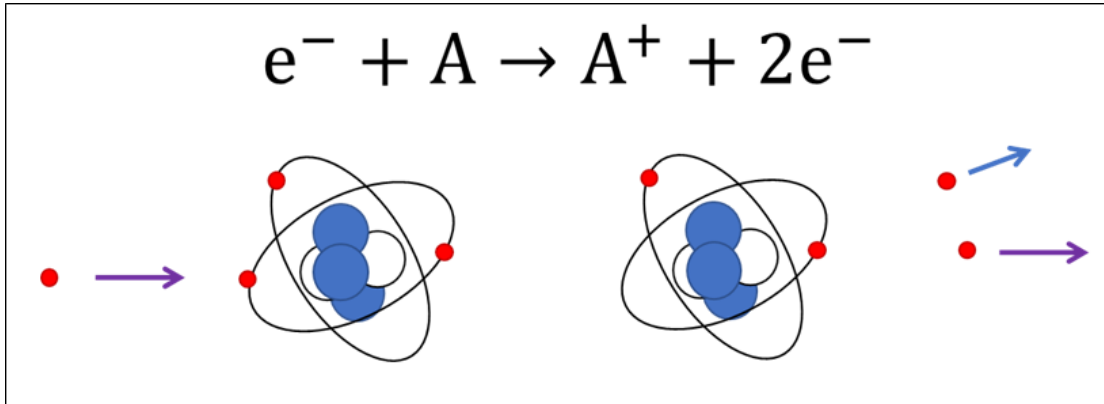
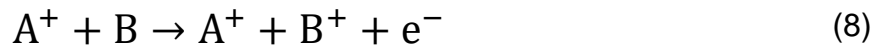


Figura 3. Ionización por impacto electrónico.

Ionización por impacto atómico e iónico

La ionización de átomos y moléculas debida a colisiones inelásticas con partículas atómicas depende, como en la excitación, de los estados de las partículas en colisión y de la energía cinética de éstas. En este caso, la ionización puede ocurrir de muchas maneras [obsérvense ecuaciones (7) y (8)].



Fotoionización

Los átomos y las moléculas también pueden ser ionizados por la absorción de fotones. Este proceso es conocido como fotoionización, y se muestra en la ecuación (9). La fotoionización se diferencia de la fotoexcitación en que el estado final del electrón no es un nivel discreto de energía, sino que se encuentra totalmente libre del átomo o molécula.



La fotoionización puede ocurrir si la energía, $h\nu$, del fotón capturado por el átomo o molécula excede el potencial de ionización, E_i , de la partícula.

Disociación

Es el proceso en el cual una molécula se fragmenta en moléculas más simples o en los átomos que la componen debido a la energía que ha sido transferida a la molécula. La cantidad de energía requerida para inducir la disociación molecular depende siempre del estado de energía interna de la molécula. La energía necesaria para disociar una molécula en su estado fundamental se llama energía de disociación.

La energía necesaria para la disociación puede ser transferida a la molécula por una o múltiples colisiones con electrones, átomos, moléculas o fotones. A continuación, se muestran los procesos disociativos de una molécula producidos por la colisión entre un electrón y un ion positivo.



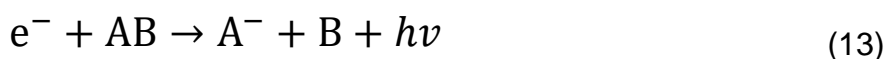
Captura electrónica resonante

Es el proceso en el que después de la colisión de un electrón con un átomo o molécula, el electrón es capturado, quedando con carga eléctrica negativa el átomo o molécula. Una cantidad de energía, en forma de radiación, se libera de la partícula que captura al electrón, tal como se muestra en la ecuación (12).



Captura electrónica disociativa

Es un proceso mediante el cual una molécula es separada en los átomos que la componen debido a la colisión con un electrón, el cual es capturado por uno de los átomos resultantes después de la colisión [obsérvese ecuación (13)].



Los iones negativos se forman mediante alguno de estos procesos de captura y pueden existir por un tiempo determinado conocido como tiempo de vida media. El ion puede cambiar su nivel de estado energético si se le suministra energía; de esta manera, el electrón capturado puede ser liberado.

Desprendimiento electrónico por colisión

Ocurre cuando una partícula colisiona con un ion negativo, después del impacto, el electrón excedente del ion negativo se desprende de éste. Las ecuaciones (14), (15) y (16) muestran este proceso para los impactos de un electrón, un ion positivo y un átomo neutro.



Fotodesprendimiento electrónico

Proceso en el cual un ion negativo se desprende de su electrón excedente debido a la interacción entre éste y un fotón. El fotón tiene la energía $h\nu$ necesaria, la cual, al ser absorbida por el ion negativo, el electrón es liberado, formando un átomo neutro al final del proceso (véase Fig. 4).

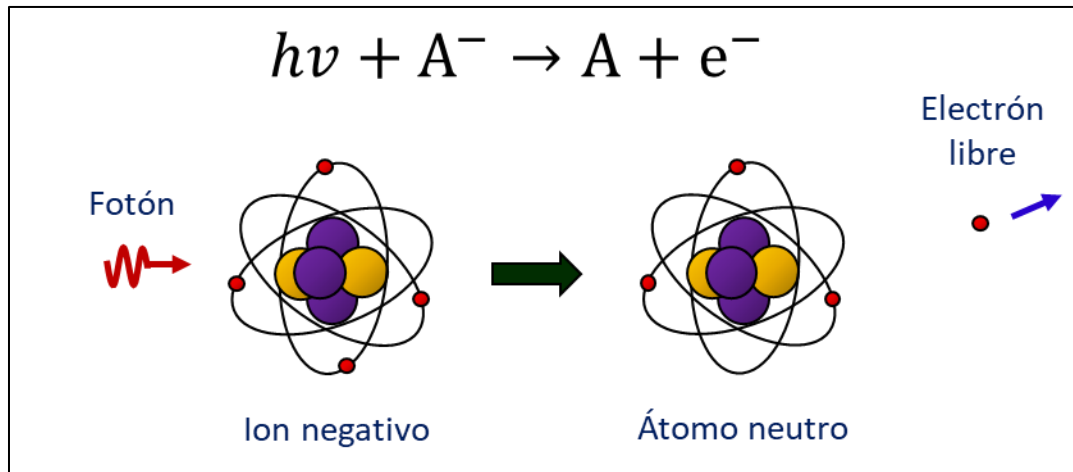


Figura 4. Fotodesprendimiento electrónico.

2.3 E/N, movilidad electrónica y coeficientes de ionización, captura electrónica y difusión longitudinal

Al analizar los pulsos electrónicos del experimento, es posible cuantificar los parámetros de transporte e ionización. Estos parámetros, algunos de los cuales ya han sido definidos en el trabajo de C. Villavicencio [12], se describen a continuación.

E/N

Los coeficientes de transporte, ionización y reactividad iónica son proporcionales a la relación entre el campo eléctrico y la densidad del gas, E/N. Las unidades de E/N en el SI son V cm², aunque comúnmente se utiliza el Townsend (Td), siendo que un Td = 10⁻¹⁷ V cm². La función de distribución de energía de los electrones también depende de este parámetro.

Movilidad electrónica

La movilidad, *K*, de una partícula se define como la razón de su velocidad en la dirección del campo eléctrico con respecto a la intensidad del campo. La velocidad de arrastre electrónico es la velocidad promedio de todos los electrones del enjambre. Para cualquier tipo de partícula:

$$K = v/E \quad (17)$$

La movilidad iónica es menor a la movilidad electrónica, ya que la masa de los iones es mucho mayor que la masa del electrón.

Coeficiente de ionización

El coeficiente de ionización es un indicador de la cantidad de pares electrón-ion formados en una colisión electrón-molécula por unidad de longitud en dirección del campo eléctrico. Este coeficiente depende linealmente de la densidad del gas, por lo que, al normalizarse se vuelve independiente de N. Se representa como α/N y sus unidades son cm^2 .

Coeficiente de captura electrónica

El coeficiente de captura electrónica cuantifica el número de electrones libres capturados por las moléculas neutras por unidad de longitud en la dirección del campo eléctrico. Al igual que el coeficiente de ionización, es linealmente dependiente de la densidad del gas, por lo que normalizado se vuelve independiente de éste. Este coeficiente, normalizado a N, se representa como η/N y sus unidades son cm^2 .

Coeficiente de ionización efectiva

Este coeficiente es la diferencia entre el coeficiente de ionización α y el coeficiente de captura electrónica η y se expresa como $\alpha_e = (\alpha - \eta)$.

Coeficiente de difusión longitudinal

El coeficiente de difusión longitudinal, D_L , expresa la densidad de partículas por unidad de tiempo que atraviesan un área perpendicular a la dirección del flujo. Con base en la Ley de Fick, el coeficiente de difusión longitudinal relaciona la variación temporal de la densidad por unidad de área con la espacial como:

$$\frac{\dot{n}}{A} = -D_L \frac{dn}{dx} \quad (18)$$

El coeficiente de difusión longitudinal D_L es inversamente proporcional a la densidad del gas; por tal razón, se le reporta normalizado como ND_L [$\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$].

2.4 Técnica Pulsada de Townsend

La Técnica Pulsada de Townsend (TPT) nos permite medir las descargas producidas por los electrones e iones de un gas en un campo eléctrico homogéneo entre un capacitor de placas paralelas (obsérvese Fig. 5) [13]. El objetivo de medir las descargas en el experimento pulsado de Townsend es obtener los parámetros de enjambre tales como el coeficiente de ionización efectivo y el coeficiente de difusión longitudinal [14].

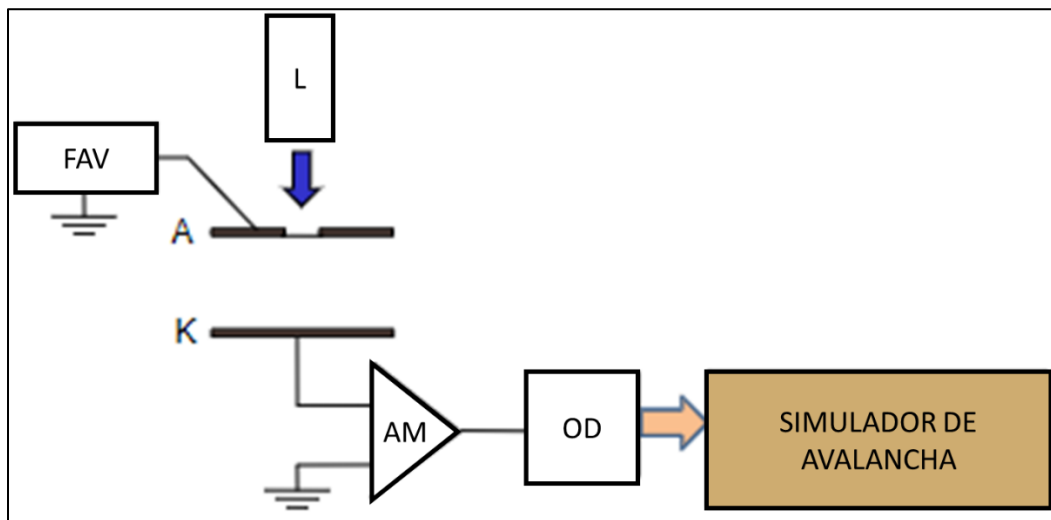


Figura 5. Esquema del experimento de Townsend. L: Pulso de láser UV (355 nm); FAV: Fuente de Alto Voltaje; AM: Amplificador; OD: Osciloscopio Digital.

Un pulso de luz ultravioleta incide perpendicularmente sobre la placa metálica negativa (cátodo) desprendiendo por efecto fotoeléctrico un número inicial de electrones, los cuales son acelerados hacia la placa metálica positiva (ánodo) debido al campo eléctrico homogéneo entre las placas. A lo largo de su trayecto, los electrones colisionan con las moléculas del gas, formándose una avalancha de electrones y diversas especies iónicas, lo que se conoce como avalancha de Townsend (véase Fig. 6).

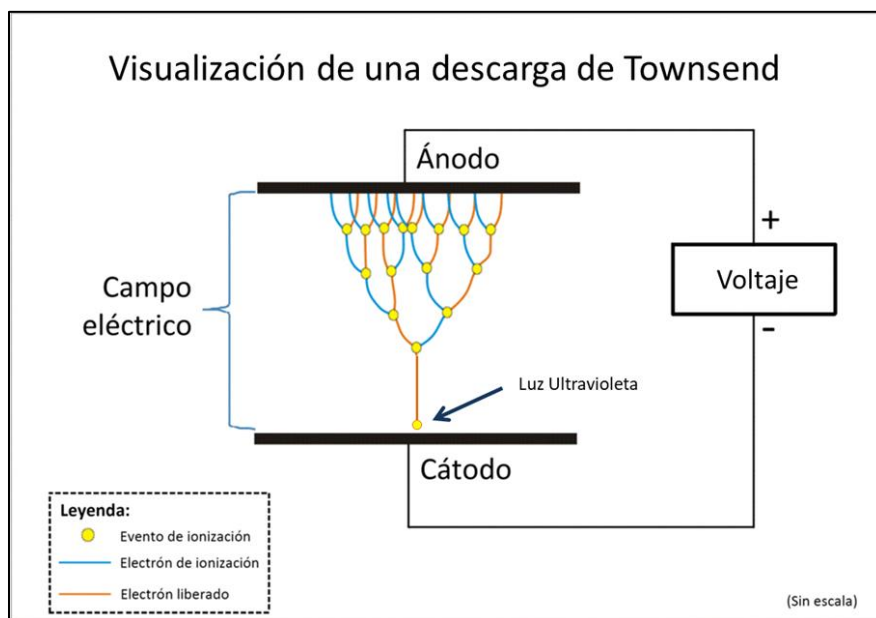


Figura 6. Descarga de Townsend. Adaptación al español de la obra de Denis Fadeev con licencia CC BY-SA 3.0 [15].

2.5 Ecuaciones de la corriente como función del tiempo de los pulsos

La corriente de desplazamiento como función del tiempo que es generada entre las placas paralelas en la cámara de Townsend, puede ser descrita con una simple ecuación cuando el valor de la difusión longitudinal es cero o muy pequeño [16]:

$$I(t) = \frac{n_0 q}{T_e} e^{(\alpha - \eta) v_e t} \quad (19)$$

Donde n_0 es el número inicial de electrones producidos por efecto fotoeléctrico en la superficie del cátodo.

α es el coeficiente de ionización de Townsend, que expresa el número de pares de iones generados por unidad de longitud por partícula.

η es el coeficiente de captura electrónica de Townsend.

v_e es la velocidad de arrastre electrónico.

T_e es el tiempo de tránsito electrónico.

Esta ecuación no considera los efectos de la difusión y ni otros efectos secundarios, tales como el desprendimiento colisional de los iones negativos, o los electrones formados por impacto de iones positivos sobre el cátodo o de radiación UV.

En 1964, Jörg Brambring resolvió la ecuación de continuidad que toma en cuenta el efecto de la difusión longitudinal de electrones en un campo eléctrico homogéneo [17]. Con ayuda de esta ecuación se pueden ajustar los pulsos electrónicos teóricos con los experimentales a través de un programa de análisis llamado *Programa de 5 puntos* [18], como se describe en el siguiente capítulo. La ecuación de Brambring es:

$$i_e(t) = \frac{n_0 q_0}{2T_e} \exp(\alpha v_e t) \left\{ \left[1 - \Phi \left(\frac{(v_e + \alpha D_L)t - d}{\sqrt{4D_L t}} \right) \right] + \exp \left(\frac{v_e + \alpha D_L}{D_L} d \right) \left[\Phi \left(\frac{((v_e + \alpha D_L)t + d)}{\sqrt{4D_L t}} \right) - 1 \right] \right\} \quad (20)$$

Donde n_0 es el número inicial de electrones desprendidos por el efecto fotoeléctrico.

q_0 es la carga del electrón.

T_e es el tiempo de tránsito electrónico.

α es el coeficiente de ionización efectivo.

v_e es la velocidad de arrastre electrónico.

D_L es la difusión longitudinal.

d es la distancia entre las placas paralelas.

$\phi(t)$ es la función error:

$$\phi(t) = \text{erf}(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t e^{-x^2} dx \quad (21)$$

3. EXPERIMENTO

El experimento que es tema de esta tesis consiste en emplear la Técnica Pulsada de Townsend para producir iones negativos de N_2O y posteriormente desprender de éstos el electrón excedente mediante la técnica de fotodesprendimiento electrónico.

El experimento se hace en una cámara hermética de forma cilíndrica con un diámetro de 50 cm y altura de 60 cm (obsérvese Fig. 7), la cual contiene en su interior un par de placas metálicas paralelas de 12 cm de diámetro, separadas 3 cm entre sí. Las placas metálicas se encuentran conectadas a una fuente de alto voltaje, produciéndose un campo eléctrico entre ellas. La cámara está conectada a un sistema de vacío que consiste en una bomba mecánica y otra turbo-molecular, las cuales permiten generar un alto vacío en la vecindad de 10^{-6} Torr.

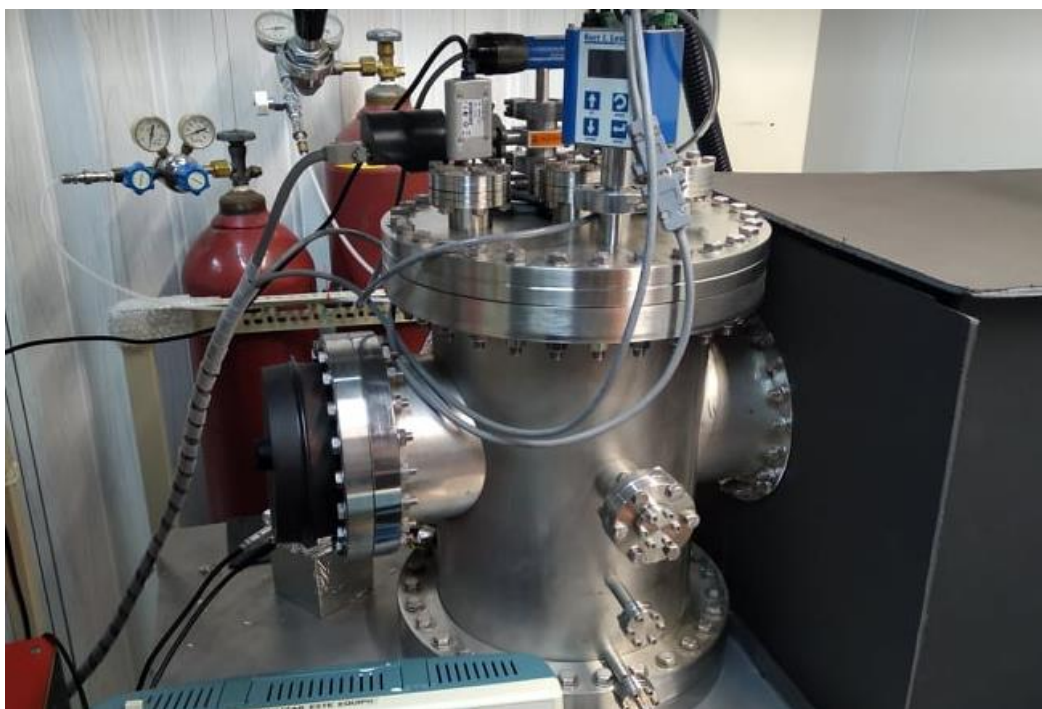


Figura 7. Cámara de vacío empleada en la Técnica Pulsada de Townsend.

El cilindro que contiene óxido nitroso con una pureza de 99.5 % se conecta al recinto de vacío mediante una válvula. La presión del gas en la se mide con un transductor de presión absoluta marca Agilent Technologies modelo CDG-500 y la temperatura se mide con un termopar tipo K, modelo NI USB-TC01.

El experimento cuenta con dos sistemas láseres Nd-YAG (véanse Figuras 8 y 9). El primer haz de luz, llamado L1, incide por la parte superior de la cámara. Dicho haz se produce en un láser marca EKSPILA, modelo NL301HT-10SH/TH/FH, que emite pulsos de luz de 3-6 ns a una longitud de onda de 1064 nm, mediante dos generadores armónicos se triplica la frecuencia, para obtener pulsos en el UV de 355 nm. En la Figura 8 se muestran el láser (izquierda) y los dos generadores armónicos (derecha).



Figura 8. Láser 1 Nd-YAG y generadores armónicos.

El pulso de luz UV, con un diámetro de 6 mm, ingresa a la cámara a través de una ventana de cuarzo fundido de calidad UV (en inglés UV Fused Silica) y atraviesa una malla de cobre, hasta llegar de manera perpendicular a la superficie del cátodo, donde sucede el efecto fotoeléctrico produciéndose los electrones que inician la avalancha. La malla de cobre tiene 70 hilos por pulgada y se ubicada al centro del ánodo.

A un costado de la cámara se encuentra un segundo láser de Nd- YAG, de la misma marca EKSPILA, modelo NT342B-10-SH-H-2H-AW (véase Fig. 9), que emite pulsos de luz con una longitud de onda de 1064 nm y duración de 3-6 ns.

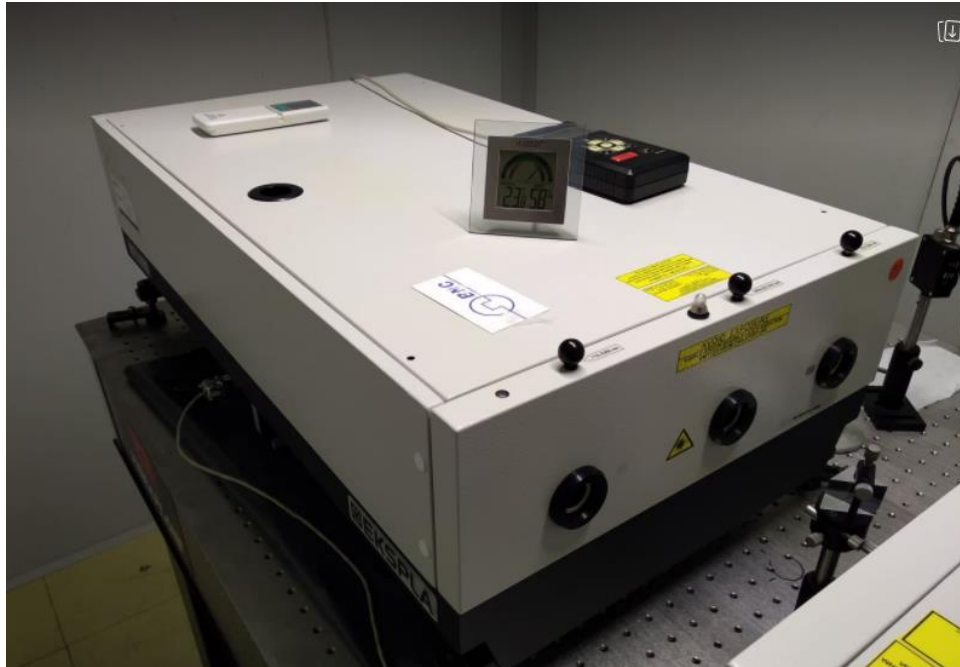


Figura 9. Láser 2 con longitud de onda de 1064 nm.

En la Figura 10 se muestra un esquema del experimento de fotodesprendimiento electrónico. Nótese que las líneas continuas en colores azul y rojo representan las rutas de los pulsos de luz del L1 y L2, respectivamente. Los láseres 1 y 2 están conectados a un generador de pulsos y de retardo marca BNC, en el cual se controlan los tiempos de los disparos correspondientes. El generador controla el encendido de los dos láseres, primero dispara el L1 y un tiempo determinado después el L2, a este intervalo le llamamos *tiempo de retardo*.

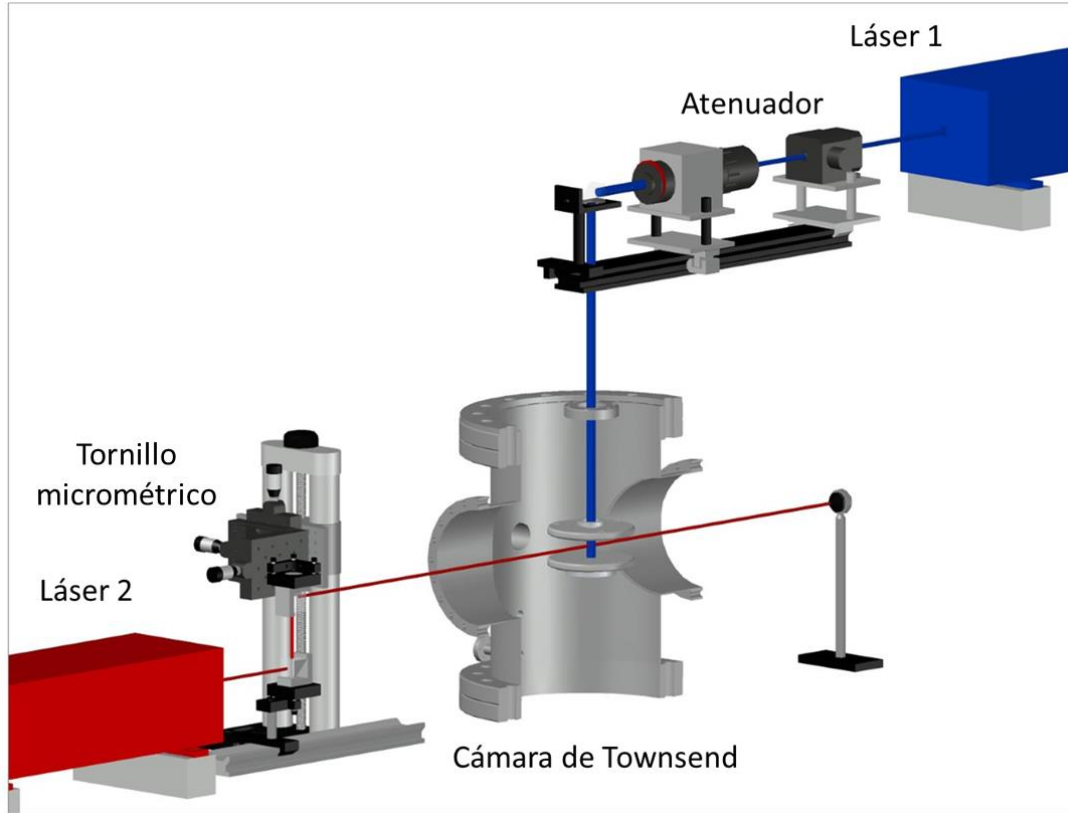


Figura 10. Arreglo experimental de la TPT y el fotodesprendimiento electrónico de iones negativos.

El pulso de luz infrarrojo del L2, con un diámetro de 6 mm, entra a la cámara a través de otra ventana de cuarzo fundido de calidad UV que se encuentra en la parte lateral. El pulso de luz es dirigido paralelamente a las placas metálicas y centrado a la mitad entre éstas con un conjunto de prismas de ángulo recto de cuarzo fundido de calidad UV, uno de ellos instalado en un desplazador vertical con tornillo micrómetro (obsérvese Fig. 11). De esta manera, los fotones inciden sobre las partículas que se han producido por la avalancha de Townsend, y al interactuar con los iones negativos, su electrón de exceso se desprende, con cierta probabilidad, que depende de la longitud de onda y la energía por unidad de área del pulso láser. A partir de estos electrones excedentes, ahora libres, se genera una nueva avalancha que se suma a la originalmente formada por el L1.

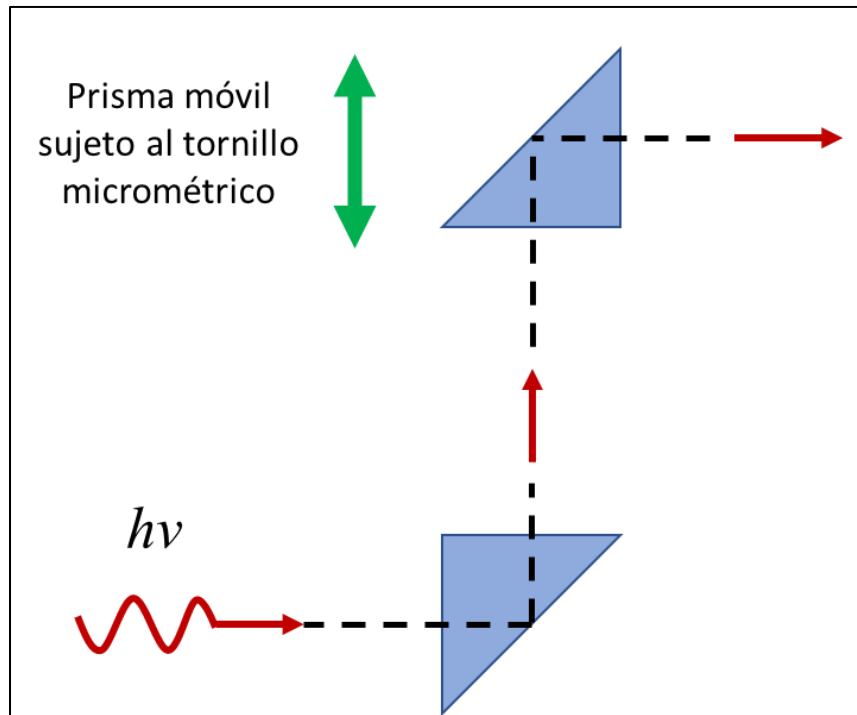


Figura 11. Desplazamiento del pulso de luz del láser 2.

Para conocer la variación de los iones negativos respecto a la posición entre las placas paralelas, se hicieron dos corridas durante el experimento. En la primera de éstas, el tornillo micrométrico es desplazado desde el centro hacia el cátodo en intervalos de 1 mm, de tal manera que el pulso de luz del L2 no incida sobre la placa metálica. Nótese en la Figura 11 que, al desplazar el tornillo micrométrico, el prisma cambia la ruta del pulso de luz del L2 entre las placas paralelas.

La segunda corrida se realiza análogamente, con el pulso de luz del L2 partiendo del centro entre las placas hacia el ánodo. Para conocer la evolución temporal de la distribución de los iones negativos, se centra el pulso de luz del L2 entre ambas placas y se dispara a diferentes tiempos de retardo, entre 0.4 μs y 20 μs .

Un amplificador de transimpedancia de ganancia 10^5 V/A con un ancho de banda de 40 MHz, conectado entre el cátodo y tierra, mide la corriente producida tanto por la avalancha de Townsend como por el fotodesprendimiento de los iones negativos. Un osciloscopio digital de 200 MHz (Fig. 12, izquierda) registra la señal y la transmite a una computadora en la que se almacena la información, por medio de un programa escrito en *LabView* que controla todo el experimento (Fig. 12, derecha).

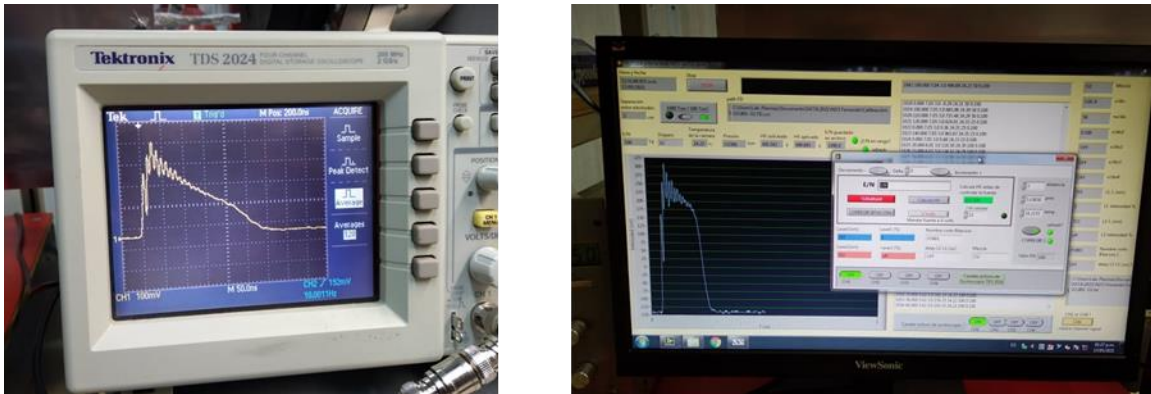


Figura 12. Señal de un pulso electrónico en el osciloscopio.

Los parámetros de transporte y la velocidad de arrastre electrónico se obtienen al analizar los pulsos electrónicos con el programa *de 5 Puntos* [17] que fue desarrollado en el Instituto de Ciencias Físicas y se describirá en el siguiente capítulo, donde además se presentarán los resultados obtenidos del estudio del experimento de fotodesprendimiento electrónico de iones negativos en N_2O .

4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

A continuación, se presentan las mediciones de los parámetros de transporte electrónico e ionización efectiva en N_2O . Se presentan, además, los resultados del experimento de fotodesprendimiento de iones negativos en función del parámetro E/N , del tiempo de retardo y de la distancia medida desde la superficie del cátodo, a un valor de E/N fijo de 16 Td.

4.1 Componentes electrónica e iónica

Con el programa *de 5 puntos*, mencionado en la sección 3, se analizaron los pulsos electrónicos que comparan los experimentales con los ajustados al usar la ecuación de Brambring. En la Figura 13 podemos apreciar una copia de pantalla de un pulso electrónico a un valor de E/N de 45 Td y con una presión en la cámara de 2.7 Torr. El usuario selecciona cinco puntos o tiempos característicos del pulso experimental (en color blanco); el primero de ellos (línea vertical verde) se ubica a la mitad del ascenso del pulso, indicando el inicio; el segundo punto (línea vertical amarilla) se ubica, de izquierda a derecha, enseguida de la parte inicial de la meseta, el tercer punto (línea vertical roja) se ubica antes del final de la meseta; con estos dos puntos se calcula la tasa efectiva de ionización; el cuarto punto (línea vertical azul) se ubica a la mitad del descenso del pulso, el que, junto con el primero, dan un valor preliminar de la velocidad de arrastre. Finalmente, el quinto punto (intersección de líneas moradas) se ubica al final del descenso de la gráfica, indicando el final del pulso electrónico, para sustraer la corriente iónica generada durante el tránsito electrónico. Una vez seleccionados los cinco puntos, el programa calcula los valores preliminares de la velocidad y la tasa de reacción ($k=Ve \cdot \alpha/N$), y los sustituye en la ecuación de Brambring para obtener el pulso teórico (en color rojo). El usuario varía manualmente los parámetros hasta mejorar el ajuste entre los pulsos teórico y experimental (en color blanco) y finalmente se obtienen la velocidad de arrastre electrónica y los coeficientes de ionización efectiva (α/N) y de difusión longitudinal (ND_L).

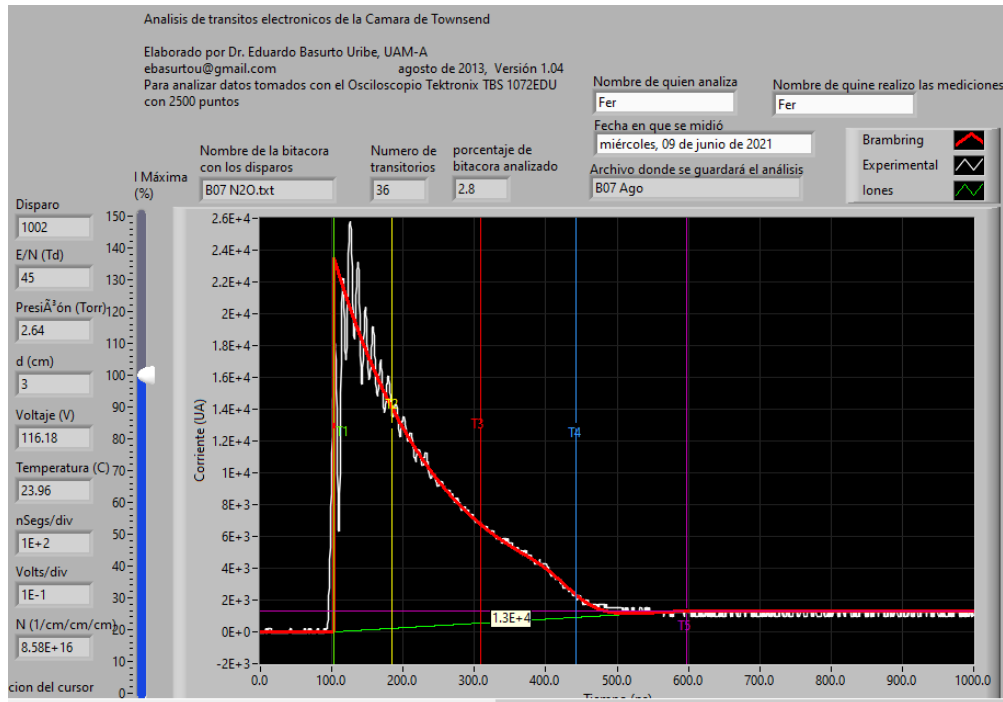


Figura 13. Análisis de un pulso electrónico. $E/N=45$ Td y 2.7 Torr de presión en programa de 5 Puntos [18]. En color blanco se aprecia el pulso experimental mientras que en color rojo se muestra el pulso teórico.

Medición de la corriente total de electrones e iones a un valor fijo de E/N de 16 Td

Es posible reconstruir la evolución temporal de la corriente total, debida a electrones e iones, al unir las dos señales, independientes, que provienen de dos amplificadores de transimpedancia. Para el régimen electrónico se utilizó un amplificador de 40 MHz, rápido. Acto seguido, se retira este amplificador para conectar otro, lento, de 400 kHz que registra la componente iónica. La Figura 14 muestra un pulso de la corriente total a $E/N=16$ Td y 7 Torr de presión en el que se aprecian tanto la componente electrónica (en morado) como la componente iónica (en verde). La escala del eje horizontal es logarítmica ya que la componente iónica cubre varios órdenes de magnitud. Se observa que prácticamente todos los electrones han arribado al ánodo después de $0.5 \mu\text{s}$ y a partir de este tiempo predomina el movimiento iónico.

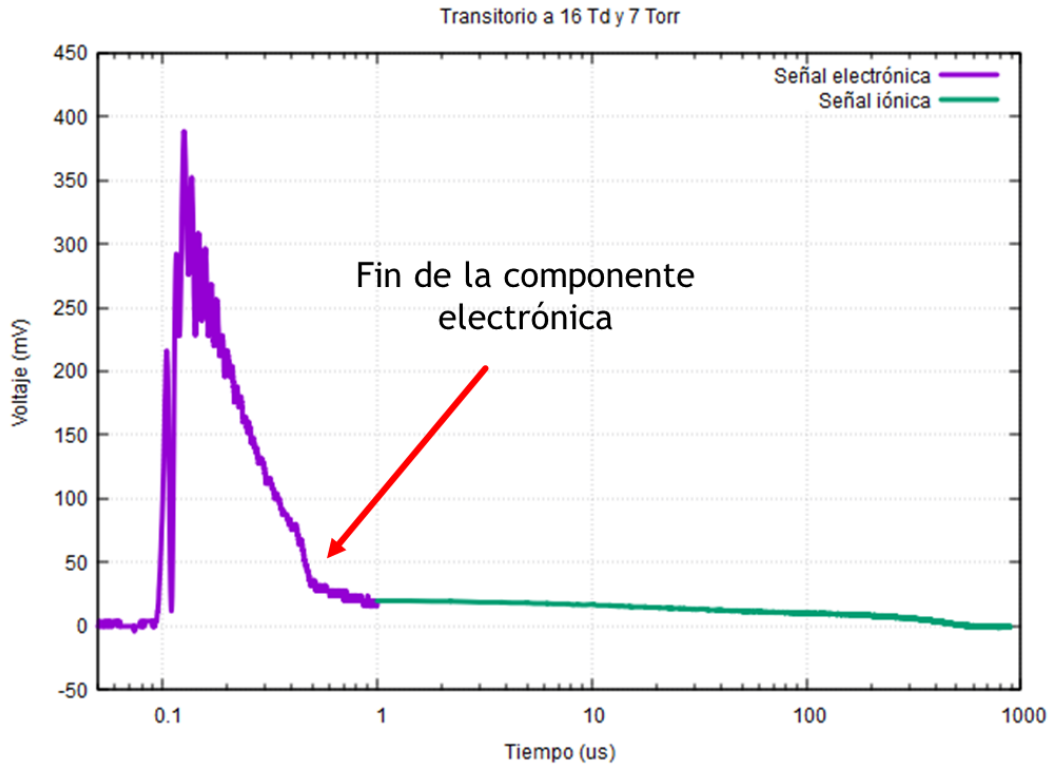


Figura 14. Corriente total a $E/N=16$ Td y 7 Torr de presión. En color morado se aprecia la componente electrónica y en color verde se muestra la componente iónica.

La componente iónica de la Figura 14 se presenta con más detalle en la Figura 15, donde se observa que la señal se puede describir en tres partes que en principio representarían tres especies iónicas distintas. Nuestra hipótesis es que la primera señal que va desde cero hasta $50 \mu\text{s}$, donde hay un descenso abrupto es debido probablemente al desprendimiento colisional de NO^- , mientras la segunda parte es una señal larga de 100 a $550 \mu\text{s}$, cuyo origen es necesario identificar, y finaliza con una señal más débil de 550 a $600 \mu\text{s}$.

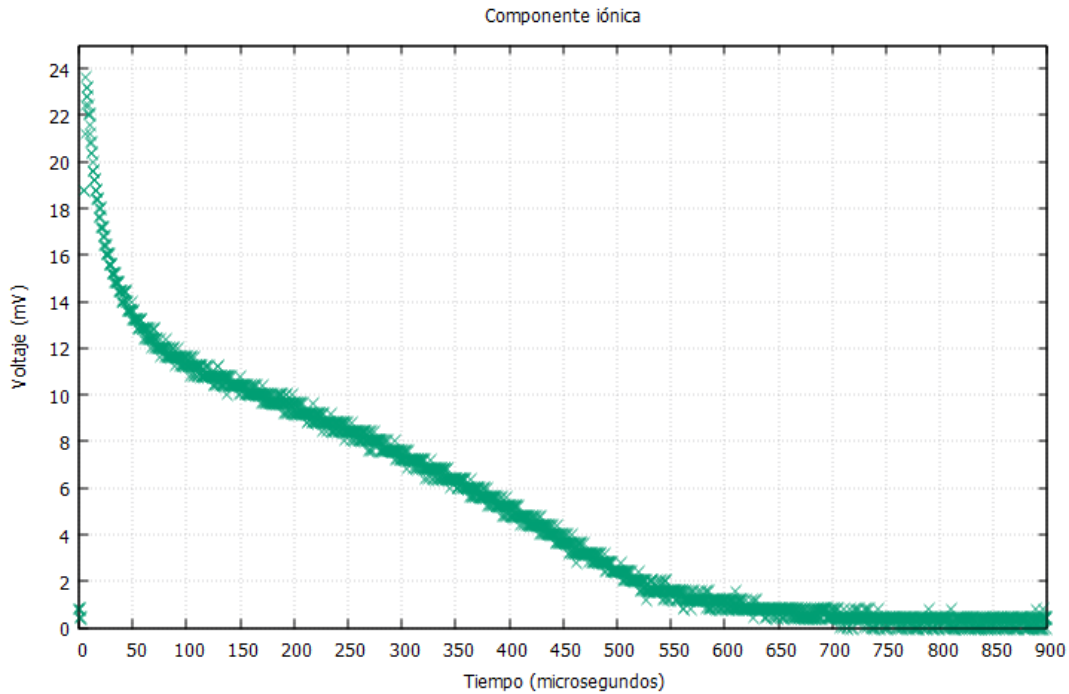


Figura 15. Componente iónica de la corriente total. $E/N=16$ Td y presión de 7 Torr. Amplificador de transimpedancia de 400kHz.

Formación de iones negativos en N_2O

A un valor de E/N de 16 Td, no se forman iones positivos de N_2O debido a que la energía promedio de los electrones no es suficiente para ionizar. La energía de ionización de N_2O es 12.889 eV [5] mientras la energía promedio de los electrones es de 0.72 eV y la energía máxima de la función de distribución es menor a 10 eV, como se observa en los cálculos hechos en BOLSIG+, en la página del proyecto LXCat que se presentan en la Figura 16. Por lo tanto, en principio, solo se forman iones negativos.

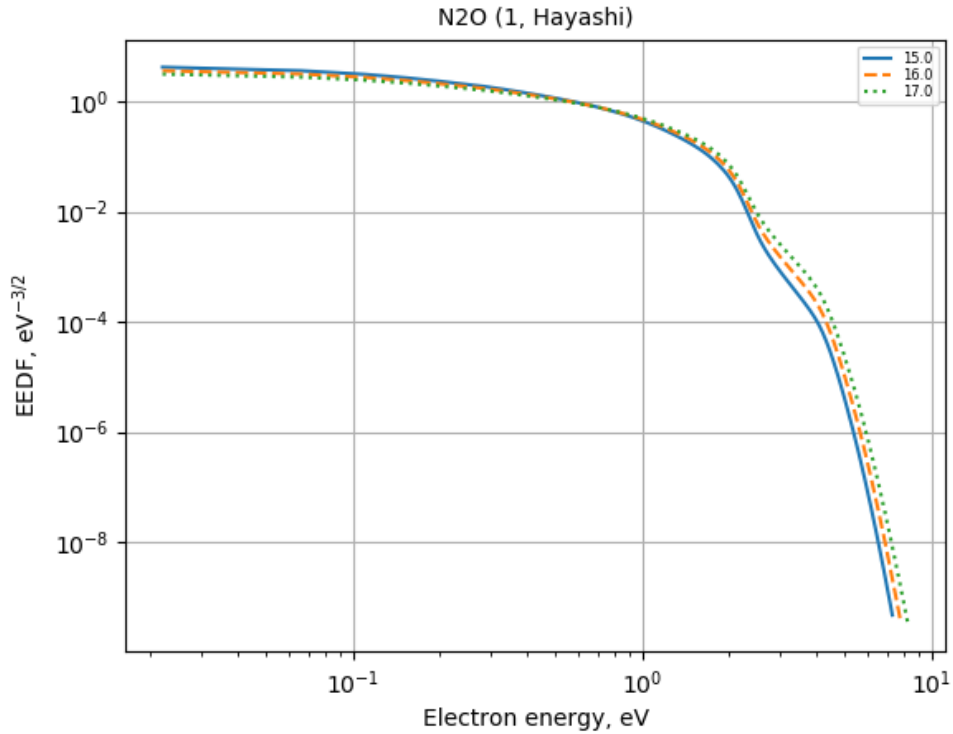


Figura 16. Función de distribución de energías de los electrones interaccionando con N₂O. A valores de E/N de 15 Td, 16 Td y 17 Td [19]. Se observa que el máximo de energía cinética de los electrones es menor a 10 eV.

Se conoce que el nitrógeno atómico o molecular no forma iones negativos por lo que, en principio, en una descarga de óxido nitroso a bajas presiones y bajos valores de E/N los iones negativos que se forman son N₂O⁻, NO⁻ y O⁻, sin embargo, se sabe que el primero no puede formarse directamente de la captura simple electrónica [13, 20]:



Por otro lado, los iones NO⁻ y O⁻ se forman por captura disociativa de N₂O con las siguientes reacciones:



4.2 Medición de coeficientes de ionización efectiva y transporte

Coeficiente de ionización efectiva

En la Figura 17 se muestra el valor del coeficiente de ionización efectiva normalizado a la densidad respecto a E/N . Las mediciones se comparan en la misma figura con otros trabajos. Las mediciones cubren un intervalo de E/N entre 16 Td y 200 Td y presiones de 1.4 Torr a 7.0 Torr. Se puede observar que de 16 Td a 70 Td la captura predomina sobre la ionización.

Como se observa en la misma figura, el promedio de nuestros datos es menos de 10% inferior al valor de los datos previamente reportados por Dupljanin entre 16 Td y 50 Td, sin embargo, es consistente con el valor de los resultados de Villavicencio [12]. Entre 60 Td y 200 Td, nuestro promedio aumenta menos del 20% del valor de los datos de Dupljanin [21]. Los resultados reportados por Yoshida [22] decrecen a valores más negativos hasta los 60 Td, después de los 80 Td incrementan con un salto abrupto, acercándose a nuestros valores conforme aumenta el valor de E/N .

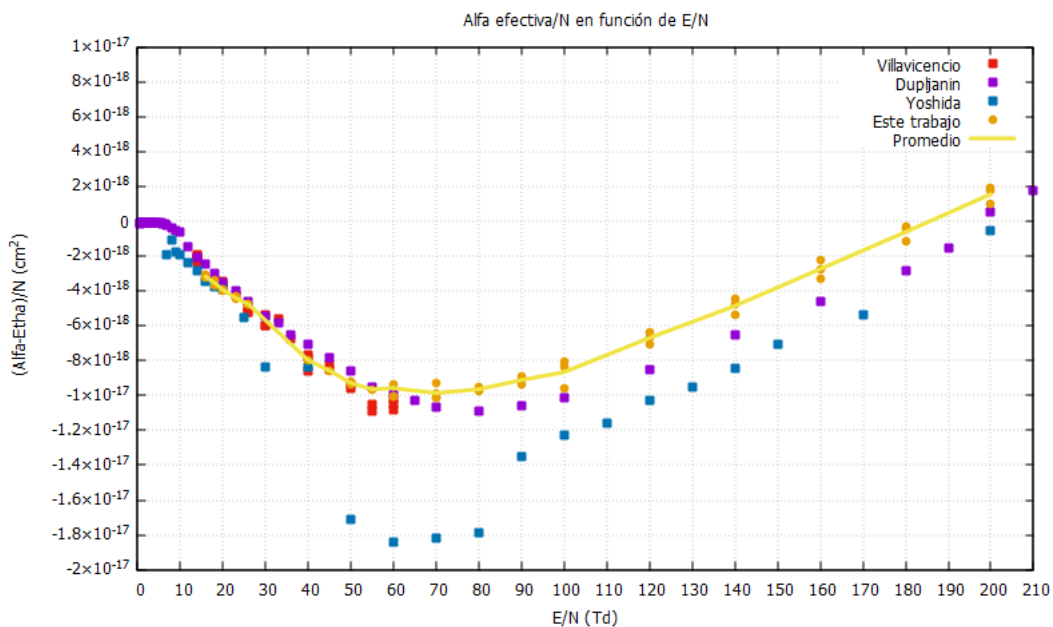


Figura 17. Coeficiente de ionización efectiva, $(\alpha-\eta)/N$, en función de E/N . Se muestra la comparación de los datos obtenidos con los trabajos de Villavicencio [12], Dupljanin [21], y Yoshida [22].

Velocidad de arrastre electrónico

Se reportan en la Figura 18 las velocidades de arrastre electrónico medidas en este trabajo para valores de E/N entre 16 Td y 200 Td y presiones entre 1.4 Torr y 7.0 Torr. Se comparan estos resultados con los trabajos de Villavicencio, Dupljanin y Yoshida. Como se muestra en la figura, el promedio de nuestros datos, entre 16 Td y 60 Td, es menor al valor reportado por Dupljanin y mayor al reportado por Villavicencio, en ambos casos, por una diferencia entre 3% y 5%. Entre 100 Td y 200 Td, nuestro promedio aumenta entre 5% y 10% respecto a los datos de Dupljanin y Yoshida.

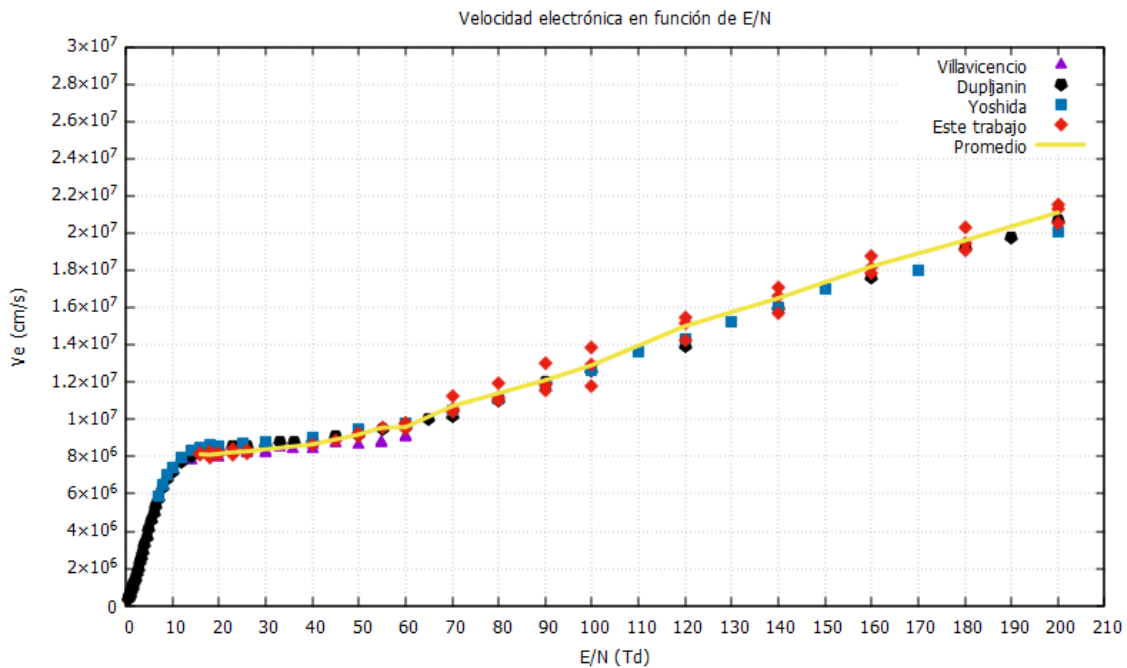


Figura 18. Velocidad de arrastre electrónico respecto a E/N. Se muestra la comparación de los resultados con los trabajos de Villavicencio [12], Dupljanin [21], y Yoshida [22].

Coeficiente de difusión longitudinal ND_L

La Figura 19 muestra los resultados del coeficiente de difusión longitudinal, así como el promedio de éstos. Se comparan con los valores reportados por Yoshida y con los valores de los cálculos hechos en BOLSIG+, en la página del proyecto LXCat [19]. El promedio de nuestros datos obtenidos se encuentra entre los valores de Yoshida y de BOLSIG+. Este coeficiente es el que presenta mayor dificultad en la medición y también una mayor incertidumbre porcentual que puede rondar el 20% o incluso más.

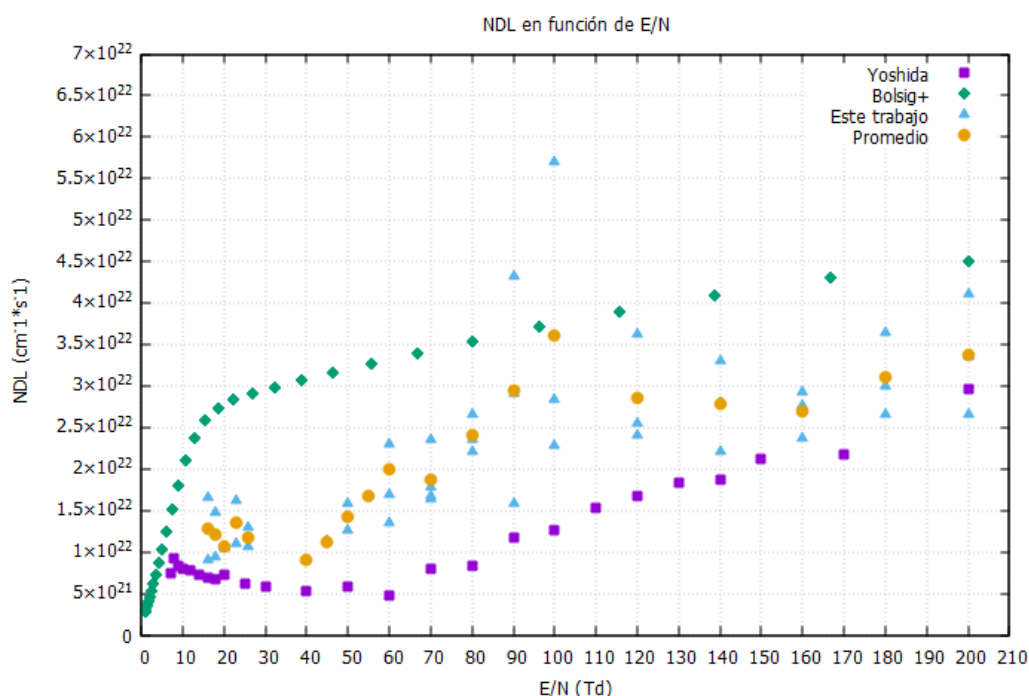


Figura 19. Coeficiente de difusión longitudinal en función de E/N. Se comparan los resultados con los valores reportados por Yoshida [22] y BOLSIG+ [19].

Yoshida [22] y Mechlińska [23] (este último del grupo de Belgrado del profesor Petrović), reportan la razón de la difusión longitudinal y la movilidad electrónicas, ND_L/μ , que se obtiene de la *relación de Einstein* de la teoría cinética, la cual se muestra en la ecuación (25), donde T es la temperatura a la que se encuentra el gas N_2O , k_B es la constante de Boltzmann y e la carga del electrón [24].

$$D_L = \frac{\mu k_B T}{e} \quad (25)$$

$$\frac{D_L}{\mu} = \frac{k_B T}{e} \quad (26)$$

En la Figura 20 se muestran los resultados del cálculo de D_L/μ en función de E/N , que se obtienen de la ecuación:

$$\frac{D_L}{\mu} = \frac{ND_L}{V_e} = \left(\frac{E}{N}\right) \left(\frac{ND_L}{V_e}\right) \quad (27)$$

Y se comparan con los valores reportados por Yoshida [22] y Mechlińska [23]. El promedio de nuestros valores obtenidos se encuentra entre los valores reportados por Mechlińska y Yoshida en el intervalo de E/N entre 16 Td y 55 Td. A partir de este último valor de E/N nuestro promedio se aleja, hasta obtener un valor máximo 65% mayor al reportado por Mechlińska a $E/N=100$ Td. A partir del valor de $E/N=160$ Td, el promedio se aproxima a los valores de Mechlińska y Yoshida hasta ser 6% mayor al de ambos a $E/N=200$ Td.

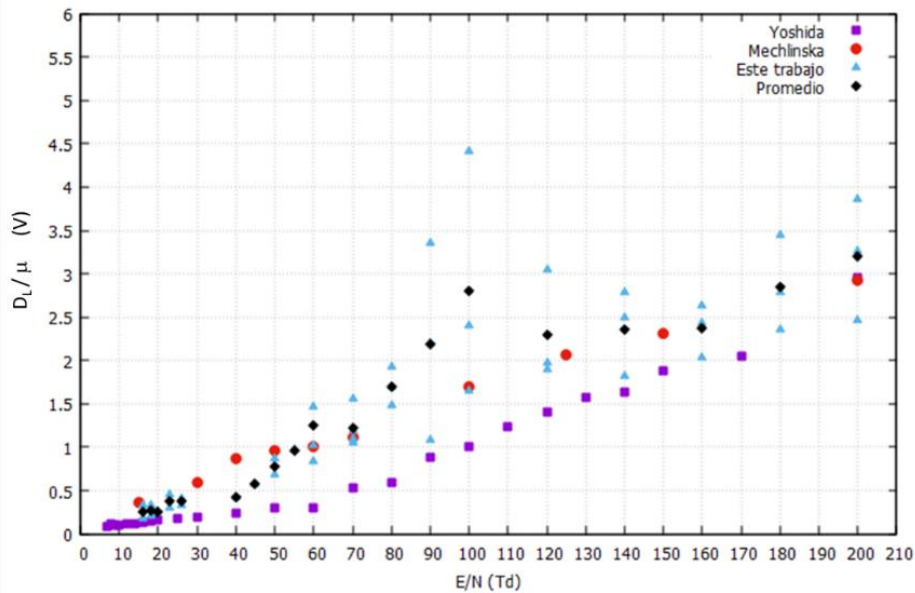


Figura 20. Razón D_L/μ en función de E/N . Se muestra la comparación de los datos obtenidos con los trabajos de Yoshida [22] y Mechlińska [23].

4.3 Mediciones de fotodesprendimiento electrónico en N_2O

Abundancia de los iones negativos en función de E/N

Se realizó un experimento para medir la cantidad relativa de iones negativos fotodesprendidos en N_2O desde 16 Td hasta 60 Td, ya que en este intervalo el coeficiente de captura electrónica domina sobre el coeficiente de ionización (ver Fig. 17).

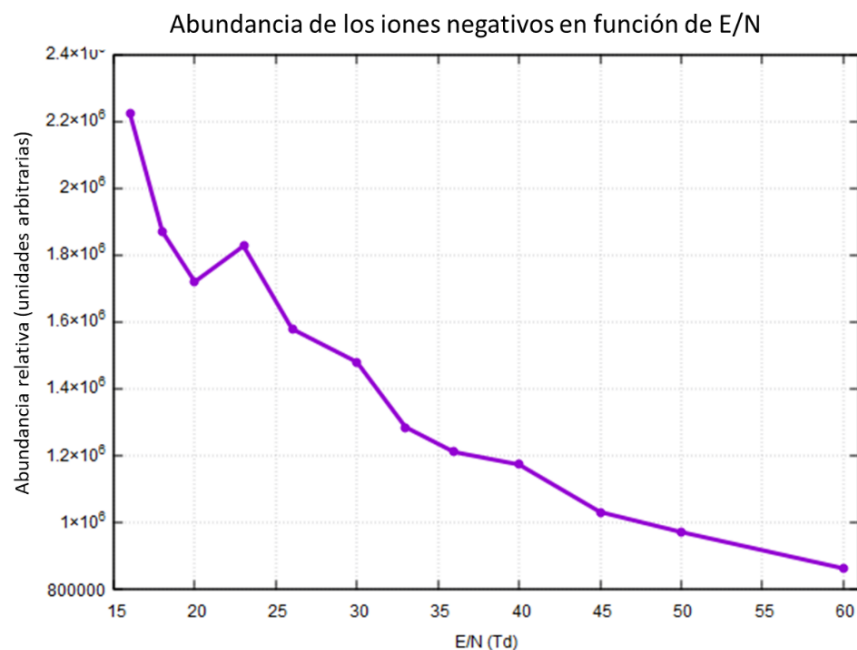


Figura 21. Variación de la señal de FD en función de E/N. Distancia de 15 mm sobre el cátodo, presión de 7 Torr y tiempo de retardo de 0.6 μs .

La Figura 21 muestra la abundancia de los iones negativos fotodesprendidos en función de E/N. Es importante aclarar que esta abundancia no depende únicamente del valor del coeficiente de captura electrónica; depende también del valor del coeficiente de ionización, si éste disminuye, la cantidad de electrones disponibles para ser capturados también lo hace, aunque el valor del coeficiente de captura sea incluso mayor; (véase la gráfica de la Figura 17, en el intervalo de E/N entre 16 Td y 60 Td). El procedimiento para obtener la señal de FD se describe más adelante.

Evidencia de fotodesprendimiento electrónico de iones negativos en N_2O

En la parte izquierda de la Figura 22 se muestra la componente electrónica utilizando solamente el láser 1 (L1), mientras a su derecha se observa una clara evidencia de señal de fotodesprendimiento de los iones negativos cuando se iluminan con el pulso del segundo láser (L2), disparado a 1064 nm y con un tiempo de retardo de 0.3 μs . El láser 2 incide sobre los iones negativos a la mitad de la distancia entre ánodo y cátodo (15 mm arriba del cátodo).

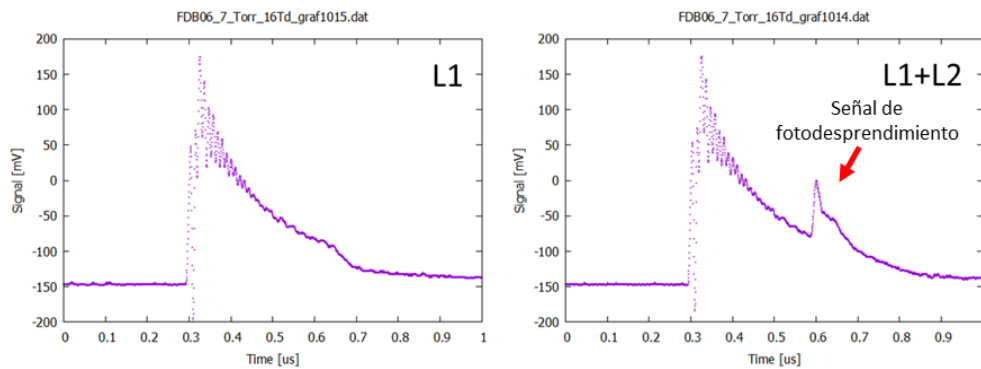


Figura 22. Pulsos electrónicos de N_2O . Izquierda: Señal producida por la TPT. Derecha: Señal producida por la TPT y FD. E/N de 16 Td y presión de 7 Torr.

En la Figura 23 se presentan señales de FD a 0.2, 0.3, 0.4 y 0.5 μs de tiempo de retardo. Como se observa es muy difícil separar la componente de la señal debida al L1 y la componente debida al L2, dado que están presentes simultáneamente, por ejemplo, es difícil determinar el tiempo de tránsito electrónico de la señal secundaria. La señal secundaria no es útil para tal propósito, ya que el láser L2 tiene 6 mm de diámetro, es decir, es casi la mitad de 15 mm. Además, es difícil determinar su magnitud, lo que obliga a implementar un método que permita separar las señales, mismo que presentamos a continuación.

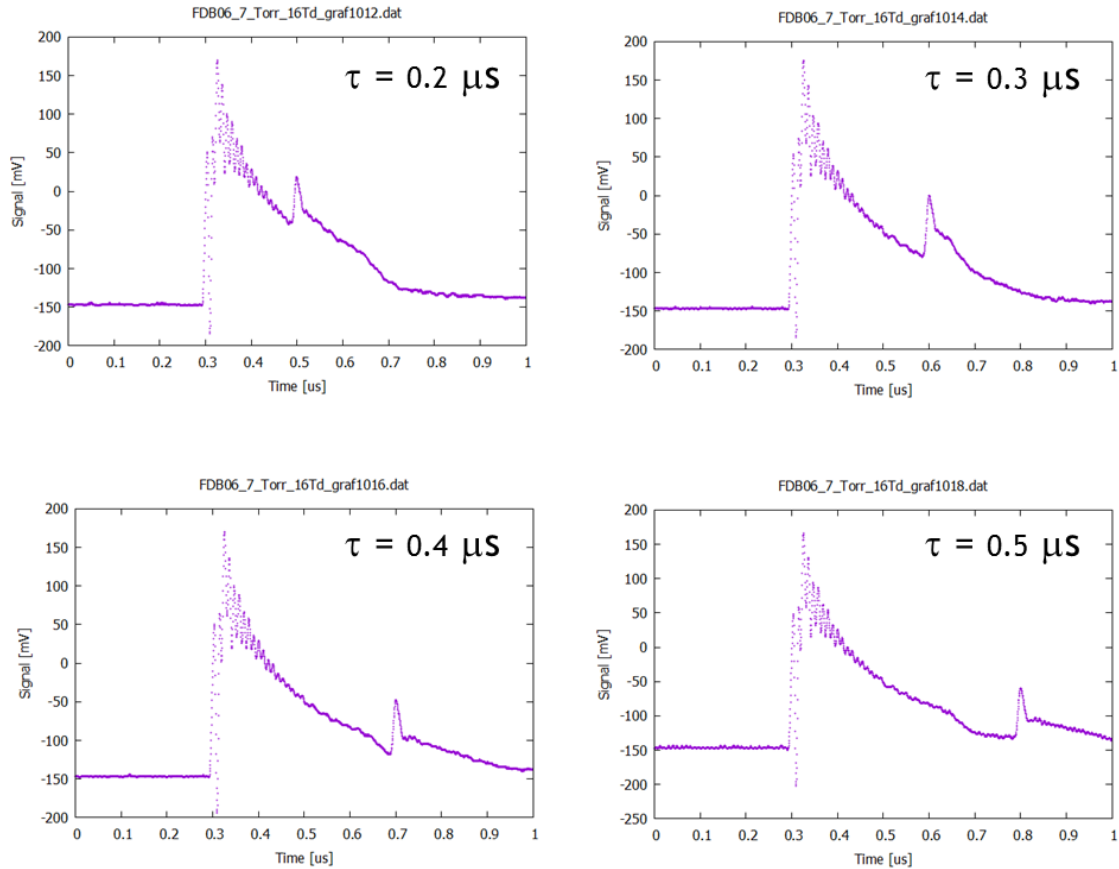


Figura 23. Señales de fotodesprendimiento en pulsos electrónicos a E/N de 16 Td y 7 Torr.

Con los pulsos obtenidos de estas dos etapas se debe restar el pulso producido por el L1 al generado por (L1+L2), para separar la señal producida solamente por fotodesprendimiento, tal como se muestra en el lado izquierdo de la Figura 24. Para obtener una cantidad proporcional al número de iones negativos fotodesprendidos, se obtiene la integral, en unidades arbitrarias, de la gráfica izquierda de la Figura 24 en un intervalo que incluya solamente al pulso producido por FD (ver integral, lado derecho de la Fig. 24).

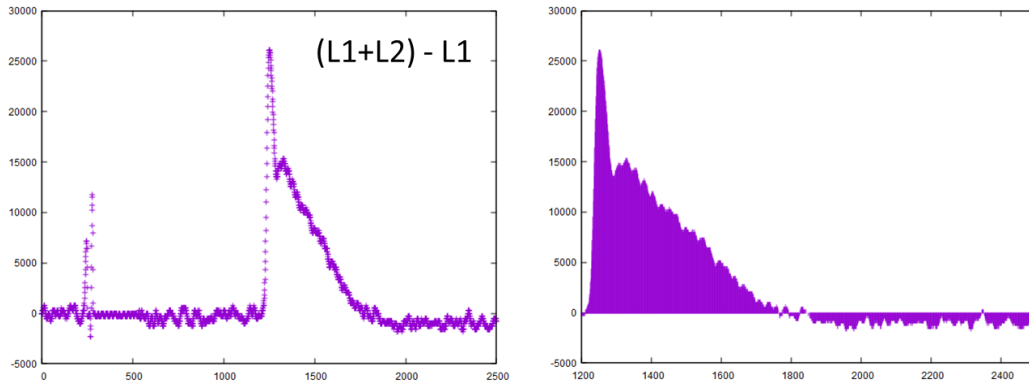


Figura 24. Obtención de la integral de la señal producida por FD.

Abundancia de los iones negativos en función de la distancia al cátodo

Para medir la abundancia de los iones negativos en función a la distancia al cátodo, el experimento se realizó en dos pasos, debido a que el pulso del láser 2 se alinea al centro de la ventana lateral de la cámara, para comprobar su trayectoria horizontal contra otra ventana lateral opuesta. Debido a que el láser disminuyó su intensidad al iniciar la segunda parte del experimento, en la Figura 25 se muestra en línea discontinua la señal de la segunda etapa, partiendo del punto final de la primera. La posición del cero corresponde a la superficie del cátodo y la posición de 30 mm corresponde a la superficie del ánodo.

La gráfica en color morado (líneas continua y discontinua) de la Figura 25 representa la abundancia relativa de los iones negativos, fotodesprendidos en un tiempo de retardo de $0.6 \mu\text{s}$. Como la gráfica presenta una meseta de 4 mm centrada a 13 mm de distancia de la superficie del cátodo, y el pulso de luz del L2 tiene un diámetro de 6 mm, existe una región de iones negativos con densidad uniforme que tiene una altura de 10 mm.

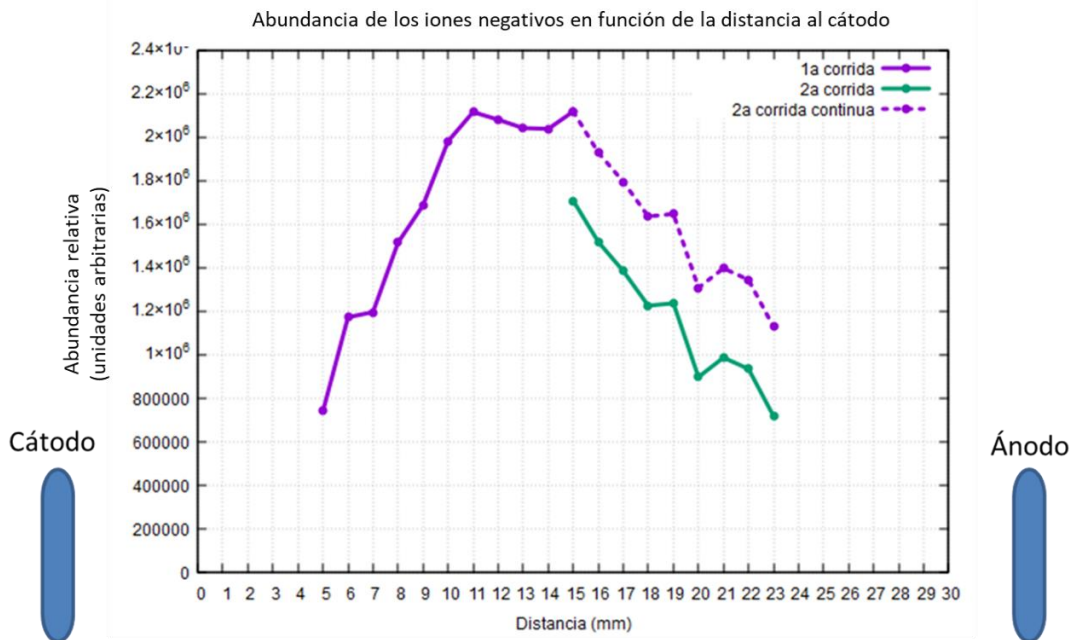


Figura 25. Abundancia de iones negativos en función de la distancia al cátodo. $E/N=16$ Td, presión de 7 Torr y tiempo de retardo de $0.6 \mu\text{s}$.

Abundancia de los iones negativos en función del tiempo de retardo

Se midió la variación de la abundancia de los iones negativos respecto al tiempo de retardo en el disparo del segundo láser, L2, cuyo haz se ubicó a una distancia de 15 mm arriba del cátodo (véase Fig. 26). Se aprecia que el número de iones negativos decrece exponencialmente respecto al tiempo y después de $20 \mu\text{s}$ la cantidad de iones negativos disminuye considerablemente hasta ya no ser observados. El eje horizontal de la gráfica se presenta en forma logarítmica. La pendiente de la curva parece indicar que se fotodesprende un solo ion negativo, probablemente O^- , ya que la energía cinética de los electrones es mayor a la afinidad electrónica de NO^- (ver Tabla 2), por lo tanto, este ion pierde su electrón por colisiones electrónicas fácilmente.

No fue posible diferenciar el tipo de ion estable presente para el valor de $E/N=16$ Td, mostrado en las Figuras 14 y 15, con la TPT utilizando solamente una longitud de onda de 1064 nm, por lo que se recomienda que este trabajo pueda extenderse en el futuro utilizando diferentes longitudes de onda en el L2 para discriminar las especies iónicas presentes.

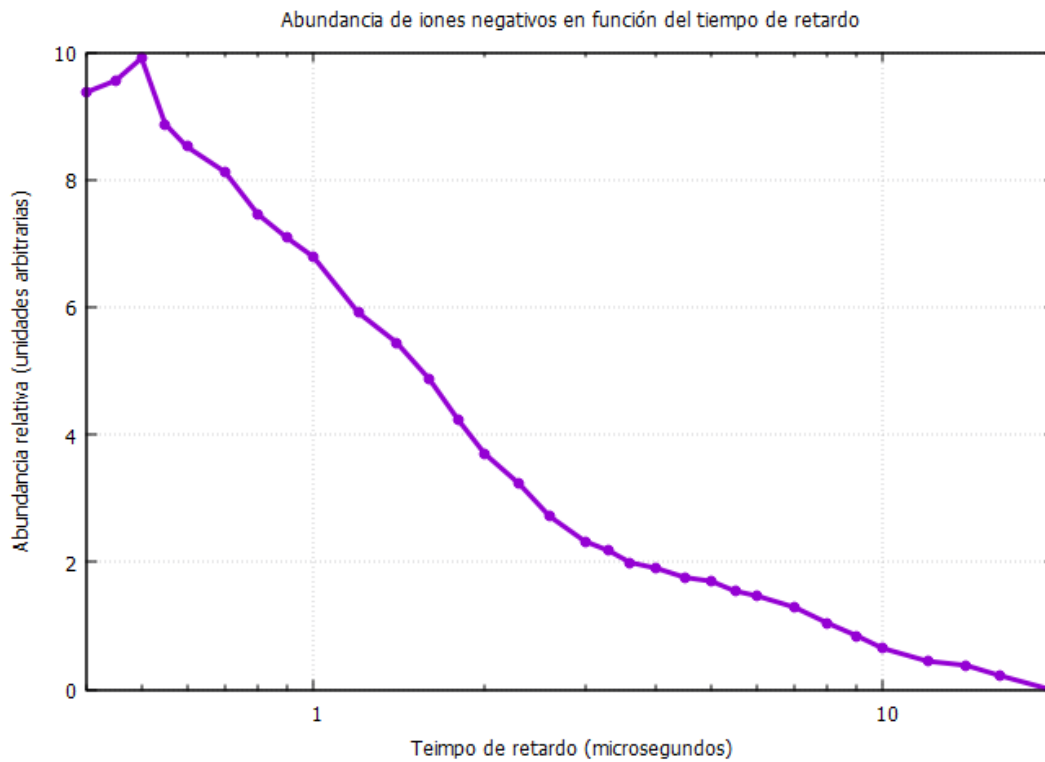


Figura 26. Abundancia de los iones negativos en función del tiempo de retardo. $E/N=16$ Td, presión de 7 Torr y distancia al cátodo de 15 mm.

5. CONCLUSIONES

Las conclusiones de los resultados de los experimentos de Townsend y de fotodesprendimiento electrónico de iones negativos en N_2O se pueden resumir en:

- Se estudiaron los iones negativos formados en la avalancha de Townsend en el seno de un gas de N_2O .
- Se midieron la velocidad de arrastre electrónico y los coeficientes de ionización efectiva y difusión longitudinal normalizados a la densidad numérica del gas en el intervalo de 16 Td a 200 Td. Las mediciones concuerdan con la mayoría de los valores reportados en la literatura y son algo discrepantes con las reportadas por Yoshida et al. Se comparó además la razón de la difusión longitudinal y la movilidad (DL/m) reportados por Yoshida [22] y Mechlińska [23], en donde se observó que el promedio medido se encuentra entre estas dos mediciones.
- Se observó que el coeficiente de captura electrónica domina sobre el coeficiente de ionización hasta los 60 Td, lo que indica que al valor E/N estudiado, 16 Td, no deberían formarse iones positivos, solo negativos. Esto se comprobó utilizando los resultados del cálculo en línea de BOLSIG+ en la página del proyecto LXCat, en donde la energía promedio de los electrones es 0.78 eV, mucho menor que el potencial de ionización del N_2O .
- Se estudió el fotodesprendimiento electrónico en iones negativos de N_2O (NO^- , O^-) formados por la TPT a 16 Td y una presión de 7 Torr. Se reportan resultados hasta un tiempo de retardo de 20 μs , después de los cuales no se observó fotodesprendimiento, lo que sugiere que la duración del ion negativo es muy corta comparada con la señal iónica medida a 16 Td con sólo TPT. Es posible que se trate de O^- , porque la energía necesaria para despojar su electrón excedente es mucho mayor que la correspondiente para NO^- , para ésta última, las colisiones electrónicas pueden exceder dicha energía. Para confirmar esta hipótesis, se sugiere realizar más mediciones.

- Se observó la formación de una componente iónica negativa a un valor de E/N de 16 Td que dura cientos de μs (entre 550 μs y 600 μs) y que no es fotodesprendido con el pulso láser a 1064 nm.
- Se midió con el fotodesprendimiento electrónico la abundancia iónica en función de la distancia de separación del cátodo, a una presión de 7 Torr, tiempo fijo de retardo de 0.6 μs , y un valor de E/N de 16 Td. Se observó que, a este tiempo, el perfil de distribución de los iones negativos fotodesprendidos se encuentra en el centro entre el cátodo y el ánodo.

6. BIBLIOGRAFÍA

- [1] Irving Langmuir. (1928). *Oscillations in Ionized Gases*. Proc. Nat Acad. Sci. 14 627-637.
- [2] Francis F. Chen. (2015). *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. 3ª Ed.
- [3] *Tormenta eléctrica* [Rural nighttime lightning strike.png]. Wikipedia. Recuperado el 2 de agosto de 2021 de https://es.wikipedia.org/wiki/Tormenta_el%C3%A9ctrica#/media/Archivo:Rural_nighttime_lightning_strike.png
- [4] Francisco J. Gordillo. *Plasmas*. Instituto de Astrofísica de Andalucía-CSIC. Recuperado el 2 de agosto de 2021 de <http://www-revista.iaa.es/41/plasmas>
- [5] National Institute of Standards and Technology. <https://www.nist.gov/>
- [6] *Óxido de nitrógeno (I)*. Wikipedia. Recuperado el 4 de agosto de 2021 de [https://es.wikipedia.org/wiki/%C3%93xido_de_nitr%C3%B3geno\(I\)](https://es.wikipedia.org/wiki/%C3%93xido_de_nitr%C3%B3geno(I))
- [7] *Inercia Química*. Scribd. Recuperado el 5 de agosto de 2021 de <https://es.scribd.com/document/377727676/Inercia-Quimica>
- [8] *Inocuidad y calidad de los alimentos*. Organización de las Naciones Unidas para la Alimentación y la Agricultura. <https://www.fao.org/food/food-safety-quality/scientific-advice/jecfa/jecfa-additives/detail/es/c/404/>
- [9] *Ionization Potential*. Science Direct. Recuperado el 5 de agosto de 2021 de <https://www.sciencedirect.com/topics/chemistry/ionization-potential>
- [10] *Electron Affinity*. Science Direct. Recuperado el 5 de agosto de 2021 de <https://www.sciencedirect.com/topics/chemistry/electron-affinity>
- [11] L. Vályi. (1977). *Atom and ion sources*. John Wiley and Sons.
- [12] C. Villavicencio. (2010). *Estudio preliminar del desprendimiento electrónico de iones negativos en óxido nitroso*. Tesis de licenciatura. Universidad Nacional Autónoma de México. México.
- [13] Andreas Hösl. (2020). *Measurement and modeling of electron and anion kinetics in N₂O discharges*. Journal Physics D: Applied Physics. 53. 135202.

- [14] P. Heifliger and C.M. Franck. (2018). *Detailed precision and accuracy análisis of swarm parameters from a pulsed Townsend experiment*. Review of Scientific Instruments 89, 023114.
- [15] *Townsend Discharge*. Wikipedia. Recuperado el 6 de agosto de 2021 de https://es.m.wikipedia.org/wiki/Archivo:Townsend_Discharge.svg
- [16] Tim Teich. *A very brief introduction to Electron Swarm experiments*. Sin publicar.
- [17] Jörg Brambring. (1964). *Der Stromverlauf einer Elektronenlawine mit Diffusion*. Zeitschrift für Physik 179. 532-538.
- [18] Eduardo Basurto y Jaime de Urquijo. (2013). *Programa de 5 puntos para el análisis de pulsos electrónicos en la cámara de Townsend*. ICF UNAM.
- [19] N_2O . Plasma Data Exchange Project (LXCat). www.lxcat.net.
- [20] Ferguson E, Fehsenfeld F y Schmeltekopf A. (1967). *Geometrical considerations for negative ion processes*. J. Chem. Phys. 47 3085-6.
- [21] S. Dupljanin. (2010). *Transport coefficients and cross sections for electrons in N_2O and N_2O/N_2 in mixtures*. Plasma Sources Sci. Technol. 19 025005.
- [22] Kosaku Yoshida, Naoto Sasaki, Hitoshi Ohuchi, H Hasegawa, M Shimozuma y H Tagashira. (1999). *Measurement of electron-transport coefficients in N_2O by a double-shutterdrift-tube method*. Journal of Physics D: Applied Physics. 32. 862-868.
- [23] J. Mechlińska-Drewko, T. Wróblewski, Z. Lj. Petrović, V. Novakovic y G. P. Karwasz. (2003). *Electron scattering on N_2O -from cross sections to difusión coefficients*. Radiation Physics and Chemistry 68 205-209.
- [24] Essam Nasser. (1971). *Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics*. Wiley-Interscience.

Código Python para resta de datos de las gráficas de TPT y Fotodesprendimiento.

```
1 import pandas as pd
2 import intertools
3 import pathlib
4 import ntpath
5 import os
6
7 archivos = pathlib.Path('ruta_de_archivos')
8 print(archivos)
9
10 tablas = []
11 numeros = []
12 for archivo in archivos.iterdir():
13     if archivo.suffix != '.txt': continue
14     tablas.append(pd.read_table(archivo, header=None, sep='\t')) #Lee los archivos y los agrega a una tabla
15     ruta = ntpath.basename(archivo) #Obtiene el nombre del archivo
16     numero = os.path.splitext(ruta)[0] #Elimina el .txt
17     numeros.append(numero[4:]) #Obtiene el numero de cada archivo
18
19 resultado = []
20 resultados = []
21 for tuplas in zip(range(0, len(tablas)-1, 2), range(1, len(tablas), 2)): #Itera sobre los pares de archivos
22     #print(tuplas)
23     i, j = tuplas[0], tuplas[1]
24     for tupla in zip(tablas[i][1], tablas[j][1]): #Obtiene la tupla en cada iteración
25         #print(tupla[0], tupla[1])
26         resultado.append((tupla[0] - tupla[1])) #Realiza la resta
27     df = pd.DataFrame(resultado) #Agrega la columna a un archivo
28     df.to_csv(str(archivos) + '/' + str(numeros[i]) + '-' + str(numeros[j]) + '.txt', header=None, index=None, sep=' ', mode='a') #Escribe el nombre del archivo
29     resultado = []
30
31
32
33
34
35
36
37
38
```




UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL
ESTADO DE MORELOS



INSTITUTO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS BÁSICAS Y APLICADAS

Control Escolar de Licenciatura



VOTOS DE APROBATORIOS

Secretaria Ejecutiva del Instituto de Investigación en Ciencias Básicas Aplicadas de la Universidad Autónoma del Estado de Morelos.
P r e s e n t e .

Por medio de la presente le informamos que después de revisar la versión escrita de la tesis que realizó el C. **MORA GARDUÑO FERNANDO** con número de matrícula **20154007195** cuyo título es:

“Estudio preliminar de la dependencia espacial y temporal de la formación de iones negativos de N₂O generados con la técnica pulsada de Townsend”

Consideramos que **SI** reúne los méritos que son necesarios para continuar los trámites para obtener el título de **LICENCIADO EN CIENCIAS ÁREA TERMINAL EN FÍSICA**

Cuernavaca, Mor a 04 de marzo del 2022

Atentamente
Por una universidad culta

Se adiciona página con la e-firma UAEM de los siguientes:

Dr. Rolando Pérez Álvarez
Dr. Guillermo Hinojosa Aguirre
Dr. Olmo González Magaña
Dr. Raúl Salgado García
Dr. Jaime de Urquijo Carmona

PRESIDENTE
SECRETARIO
VOCAL
PRIMER SUPLENTE
SEGUNDO SUPLENTE



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL
ESTADO DE MORELOS

Se expide el presente documento firmado electrónicamente de conformidad con el ACUERDO GENERAL PARA LA CONTINUIDAD DEL FUNCIONAMIENTO DE LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS DURANTE LA EMERGENCIA SANITARIA PROVOCADA POR EL VIRUS SARS-COV2 (COVID-19) emitido el 27 de abril del 2020.

El presente documento cuenta con la firma electrónica UAEM del funcionario universitario competente, amparada por un certificado vigente a la fecha de su elaboración y es válido de conformidad con los LINEAMIENTOS EN MATERIA DE FIRMA ELECTRÓNICA PARA LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE ESTADO DE MORELOS emitidos el 13 de noviembre del 2019 mediante circular No. 32.

Sello electrónico

RAUL SALGADO GARCIA | Fecha:2022-03-04 13:25:09 | Firmante

uLWI/xGIF9NH+y1Dcq9rXdNxyoVjF3yQCfQmciwYsJ6CuSggrRFcia42805it2nEza+svFN0G5Bnzs8/DrvyWGaz+sa60GlijqQPUNccVt+c4fC38w1AB5IsutbCW0eY3wSSzIMjJmwnYxJZsh5BgQ5N5UG4EkXNjxE59yCydpZnTI7Zg8Ob2yLYEkrM1DyLw161C68ZduaYLSRLwqJnKmjYJNC33AskV5mE2Obfn9ML0kiPMGI0SOaZfUstEgLko17hULB/5BJqoXF/X0DFxs4t+pqjRVVj9v3jWTSNG3W69A4/asalphFVrCNpG420wYp7cL+ewsqIB8w==

ROLANDO PEREZ ALVAREZ | Fecha:2022-03-04 13:27:01 | Firmante

ngPWvHwSy/zJ8mr2bBQ3B5m+u3CezNi+SFSDFrbD0guSN92si4mgXG2NmCtGg8ZrzQoEONtMnnMx514mo8K3lb9KySV0Jlz2q/o/OA78OTmw70CxDOswWVP6DmlnTEXRxf7hOZSiA8KHF2bivgWUIDS+HSmvCQPR+MI1K6ByvXNW33UBweZ/TULnYdbyqqXBAMbeBEeANTabsTLhFU3czXu9lxuCsTGWSSVv29uJILSPQRsvyhOmMau+oJcmPqApG2+6AJuUriN1+ihPy9B9dO0IXQVIB5rAICqt0j4m1cSUL1PF7GLEKhW9EZEwYXuLpg5H+x3ddQ/YncoApihyDsg==

OLMO GONZÁLEZ MAGAÑA | Fecha:2022-03-04 15:44:45 | Firmante

P++JVwRu+Qni/QgoMkNtuy6oGVKQ8IVHYwGuQpvlHJvyiu8iqP1kvHoTb/9NbHUgHjmWHgbtNcD3zbt02rNpFVXhWICq07HAsHq5hrVhSBU744tfbWSOupkzJt4SHfBPC1TomgB138/WnpxaB/MbYJhJuy1Oor5CZ8V+HuK+Bp094Rb46zRPqyhJGV3BiSz4soaWVMAR/poMMPu9FsPB7FLPhSoC/3mPFH5NUchVPLM7bhCHYKQ1DbppMo9oTwpugi7WVUaEoiiAukZf3KwuU5G/QRJQTOQzY7QBPNJQjN1AzmuYnjIAfNNINh7zqW4rc2WS3xXsShVB78sOG0w==

GUILLELMO GUADALUPE HINOJOSA AGUIRRE | Fecha:2022-03-04 18:08:17 | Firmante

YRX9o3H1cBiOZt03PW32nbL+VOTX0y/2ENKFX3i2nh28v1vKq56KzaVQ5/bmsLfxckhEKPsXt/qTTIdAUHYvVf0EGTISi05qP6QlxwP1B6BdPGVIK3YRVUibvdbjOP7Q5HEnKffa4I4xz63rKD3EKQHTYw9Bo0v5RsB6HckLlsvFc8nvlFxyBrSwN4NgsVKSq/xbkjDsl0Gqn+72TyMXpwyFNRo+6QGydSkzzW5brGmsutjhbU3XqR9YbJbPS/B03k7/O4WccxKgTv1whyd7tMiJyJzfvobqoYwNzyJUxRyXM711WfUTZ2CyrE06ZEujrjXYwNj7P2JdG/Mg==

JAIME DE URQUIJO CARMONA | Fecha:2022-03-04 19:48:45 | Firmante

M+MHCfVmdPtUNyojlcBit04VizmjWQwpTbyfC7B1oMnhUH+Q3EZelxcaPK8jCpdQFFJTFy+VUKWmRM3ec4nhD9nlmbyJpun5/eJgDMk2QC0q491KhOOxUuacl/xK+rbrlbfqfMXNopdoJWJriRWpGT5M+K3nZDFty5v1aJpxekzrTaQ7R/yMBCWG4rmxVhXWlfcwRVObm1helmc3LVb9yOkfqDykMdMElu/g1nbk6LFqFMKPCY23s9YPsSoJT9S4Gc9iSDeyHmCNAVZuEnE+DwvqOI4cXUIUFnZnelxxsKa1TQ6r4IbreaHoBfzTcVCMcUUCw9HBFgc2osqybpqQ==

Puede verificar la autenticidad del documento en la siguiente dirección electrónica o escaneando el código QR ingresando la siguiente clave:



Gw5KIIEsV

<https://efirma.uaem.mx/noRepudio/8EkDy8nts2sORnPRcyfyw7CTk4GJq83>

