



SERVANDO MARÍN MEANA

DOBLE GRADO EN FÍSICA E INGENIERÍA DE MATERIALES.

TRABAJO DE FIN DE GRADO, CURSO 2020/2021

“ESTUDIO Y CARACTERIZACIÓN DE MICRODESCARGAS SUPERFICIALES”

TUTORES: JOSÉ COTRINO BAUTISTA/ MANUEL OLIVA RAMÍREZ

1. Introducción -----	3
1.1 Definición de plasma y clasificación -----	3
1.2 Plasmas operados a presión atmosférica. Aplicaciones -----	5
1.3 Actuadores de plasma (Plasma Actuators) -----	8
2. Objetivos -----	8
3. Metodología experimental -----	9
3.1 Diseño del dispositivo -----	10
3.2 Fabricación del dispositivo -----	11
3.3 Caracterización eléctrica -----	13
3.4 Caracterización espectroscópica -----	14
4. Resultados -----	15
4.1 Resultados eléctricos -----	16
4.1.1 Dependencia con la frecuencia -----	22
4.1.2 Dependencia con el voltaje -----	26
4.1.3 Dependencia con el material de barrera dieléctrica -----	30
4.1.4 Dependencia con el escalado -----	36
4.1.5 Dependencia con la temperatura -----	35
4.2 Resultados espectroscópicos -----	36
4.2.1 Identificación de las especies -----	38
4.2.2 Dependencia con los parámetros de operación -----	39
4.3 Actuator de plasma como sistema antihielo -----	42
5. Resumen -----	43
6. Conclusiones -----	44
7. Bibliografía -----	45

1. Introducción

1.1. Definición de plasma y clasificación

El plasma, también conocido como el cuarto estado de la materia, se puede definir como un gas ionizado en el que conviven electrones, iones y radicales, junto con radiación electromagnética generada por estas mismas especies. Los plasmas suelen entenderse de una forma sencilla con la siguiente explicación: (1,2)

Supongamos que tenemos un cubo de hielo que está en estado sólido (3). Si le **aplicamos calor**, comenzará a cambiar de estado hasta convertirse completamente en agua. Si se continúa con el aporte de energía, en cierto punto el agua cambiará de fase formando vapor. Si ahora vamos un paso más allá y seguimos suministrando energía al vapor, sus moléculas sufrirán gradualmente excitaciones que terminarán por llevar el gas al estado de plasma, en el que sus moléculas liberarán electrones y energía y/o se disociarán para buscar un estado energético óptimo.

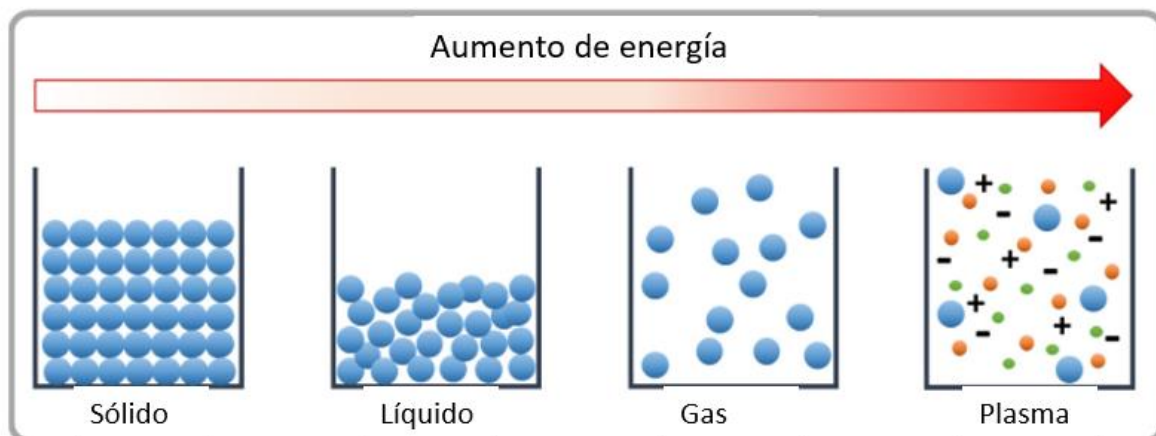


Figura 1. Representación ilustrativa de los estados de la materia incluyendo el plasma. Figura reproducida de la referencia (3).

Esta explicación es muy intuitiva, pero lleva a pensar que el plasma es un cuarto estado de la materia después del estado gaseoso. Eso es estrictamente incorrecto debido a que para pasar de un estado de la materia a otro debe darse un cambio de fase termodinámico, cosa que no ocurre en la transición gas-plasma. A pesar de esto, la mayoría de la literatura existente acerca del plasma y su estudio se refieren a él como un "estado" de la materia. A fin de ser coherente

con la literatura y con la tradición, en este documento se referirá al plasma también como un estado, habida cuenta de la explicación previa.

Los tipos de plasma se suelen clasificar según parámetros clave como la densidad (n° de partículas por unidad de volumen) de electrones (n_e), la temperatura electrónica (T_e), la densidad de partículas (n_g) y la temperatura del gas (T_g). Atendiendo a éstos, podemos establecer la siguiente clasificación (4,5):

- Plasmas calientes o térmicos: son plasmas en los que la temperatura de los electrones e iones es similar a la de las partículas neutras. Cumplen que $T_e \approx T_g$. Este tipo de plasmas son los que encontramos en las estrellas, en los reactores de fusión termonuclear y en algunas aplicaciones industriales como las antorchas de plasma. Los plasmas calientes, asimismo, se clasifican en:
 - o Plasmas débilmente ionizados: estos plasmas tienen especies neutras junto a los electrones y iones.
 - o Plasmas altamente ionizados: son plasmas en los que no existen partículas neutras. Por tanto, se cumplirá que $n_e = n_i$, siendo n_i la densidad de iones.
- Plasmas fríos o no térmicos: en este caso, la temperatura electrónica difiere significativamente de la de las especies neutras, cumpliéndose que $T_e \gg T_g$. Debido a esto, se dice que estos plasmas están fuera del equilibrio térmico. Estos plasmas encuentran mayor aplicación en la industria y es el que se tratará en el presente trabajo.

Por otro lado, los plasmas también se clasifican según la fuente que los genera. Así, se tendrán *plasmas generados por corriente continua o DC* y *plasmas generados por corriente alterna o AC*. Los plasmas generados por DC son los más básicos y se basan en el mecanismo de avalancha de Townsend y la emisión de electrones secundarios, que se explicarán posteriormente. El estudio de los plasmas en DC pone de manifiesto una de las leyes de escala más famosas en la Física de Plasma: la ley de Paschen. Esta ley establece que el potencial para que la avalancha se produzca (voltaje de *breakdown*) es dependiente del producto de la presión dentro del reactor (p) y de la distancia entre electrodos (d). La ley de Paschen supone que la emisión de electrones desde el cátodo se da fundamentalmente por emisión secundaria. Como muestra la Figura 2, esta ley presenta un mínimo y es válida únicamente

para cierto rango de presiones y distancias entre electrodos. Para un reactor de tamaño fijo, un valor pequeño del producto pd significa que la presión es baja —y las partículas, específicamente electrones, no colisionan lo suficiente con las especies neutras para generar más ionizaciones y por tanto mantener la descarga. Por su parte, un valor alto del producto pd significa que la presión es muy elevada, por lo que el recorrido libre medio de los electrones es muy bajo y no pueden adquirir suficiente energía entre colisiones para ionizar átomos del gas. Así pues, se establece un punto óptimo intermedio en el que las ionizaciones son máximas.

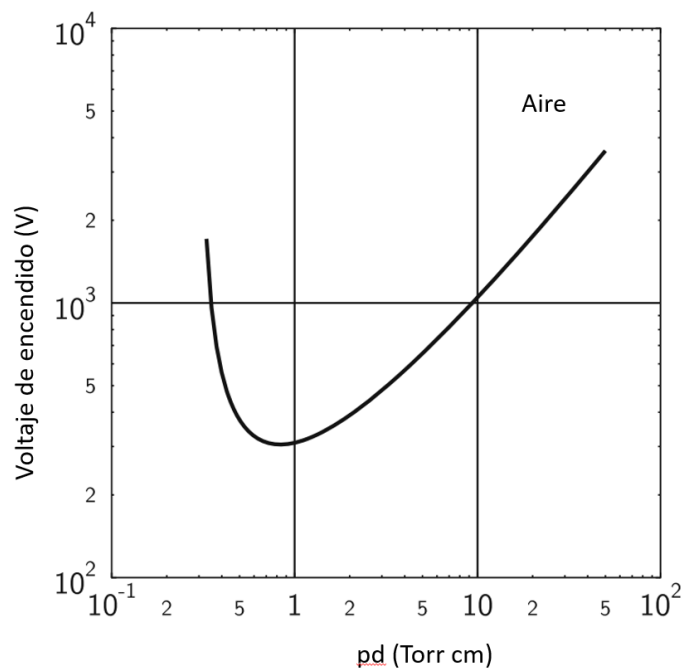


Figura 2. Ley de Paschen para el aire. Reproducido de la referencia (5).

Los plasmas más comunes en la industria se generan por descargas de corriente alterna, dentro de las cuales encontramos fuentes de radiofrecuencia (comúnmente con la frecuencia de trabajo $f = 13,56 \text{ MHz}$), microondas (comúnmente $f = 2,45 \text{ GHz}$) y bajas frecuencias ($f < 1 \text{ MHz}$).

1.2. Plasmas operados a presión atmosférica. Aplicaciones.

Uno de los parámetros más relevantes a la hora de trabajar con plasma es la presión. Los plasmas operados a bajas presiones son más fáciles de generar y presentan multitud de aplicaciones tanto en el tratamiento de superficies como la deposición de recubrimientos. Hoy en día se está trabajando para conseguir sistemas de plasma a presiones atmosféricas que

sustituyan en lo posible a los sistemas de bajas presiones. Estos sistemas presentan grandes ventajas, (2) principalmente, la de prescindir de equipos de vacío caros que aumentan costes y gasto de tiempo.

Los plasmas a presión atmosférica constituyen un campo de estudio separado de los plasmas convencionales a baja presión, hecho que se ve reflejado en que los plasmas a presión atmosférica a veces se desvían de la Ley de Paschen (6). Esto se debe, por ejemplo, a que la ruptura dieléctrica ocurre en la escala de los nanosegundos, por lo que los iones se mantienen estáticos y no pueden ocasionar emisión de electrones secundarios. Estos plasmas a presión atmosférica (6) han recibido gran atención en los últimos años debido a su capacidad de tratar líquidos y materiales sensibles al calor que no son capaces de soportar bajas presiones. Esto ha dado lugar a aplicaciones de gran interés como la esterilización de instrumental en medicina, (7) el tratamiento de semillas en agricultura para fomentar un crecimiento más rápido, (4,5) o el desarrollo de actuadores de plasma (*plasma actuators*), cuyo funcionamiento será revisado en la sección 1.3 (8). Uno de los dispositivos más usados en los últimos años para el estudio de plasmas a presión atmosférica son las **descargas de barrera dieléctrica o DBD** (*dielectric barrier discharge* en inglés), que consisten en dos electrodos separados por un material dieléctrico y entre los cuales se enciende un plasma (9). Aunque en sus inicios se usó para producir ozono, hoy en día sus aplicaciones son altamente diversas. Los plasmas DBD se han usado para el tratamiento de superficies cristalinas, (10) para sintetizar amoníaco a partir de N_2 y H_2 , (11) como dispositivos de control de flujo aerodinámico (12–14), como dispositivo antihielo en alas de aviones y palas de aerogeneradores (15–18), para tratamiento de semillas en Agricultura, (19,20) etc.

Por otra parte, dado que los dieléctricos comúnmente utilizados (alúmina, cuarzo, teflón...) requieren voltajes altos para mantener la descarga, se están usando materiales ferroeléctricos que descargan a un voltaje considerablemente más bajo (21). Los ferroeléctricos son materiales que presentan una polarización espontánea sin necesidad de excitación externa. Además, se valen de fuerzas mecánicas (piezoelectricidad), excitaciones térmicas (piroelectricidad) y/o campos eléctricos externos para cambiar la estructura del cristal y su polarización (9,21). En particular, existen tres efectos que aumentan sensiblemente la corriente que se puede extraer de un ferroeléctrico en comparación con los demás dieléctricos. Estos tres efectos son: efecto de la permitividad dieléctrica, alternancia de

polarización (*switching*) y emisión por efecto campo (FEE por sus siglas en inglés, *field electron emission*).

Los materiales ferroeléctricos son dieléctricos con una permitividad dieléctrica alta ($\epsilon \approx 30-100$), la cual provoca que se generen densidades de carga superficiales elevadas. Durante una descarga DBD, esto conlleva a un aumento de la emisión de electrones secundarios. El *switching* ocurre al someter al material a una excitación variable que cambie la polarización de signo alternadamente. Esta variación provoca la aparición de densidades de cargas desbalanceadas, situación que se resuelve con la emisión de electrones al medio externo (22). Por último, el FEE se basa en la reducción de la función trabajo del material por aplicación de un campo eléctrico externo (23). Eso facilita la emisión de electrones y reduce el voltaje de operación necesario para generar una descarga DBD. Los dispositivos de DBD presentan una gran multiplicidad como ilustra la figura 3.

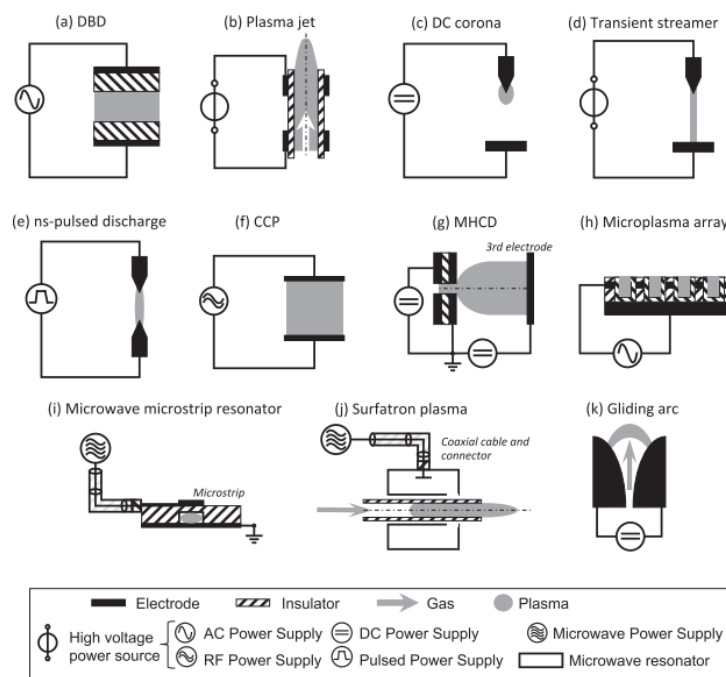


Figura 3. Distintos dispositivos de barrera dieléctrica. Figura reproducida de la ref. (6).

Para entender correctamente cómo funcionan los dispositivos de barrera dieléctrica es imperativo conocer los mecanismos mediante los cuales el plasma se enciende y se mantiene en ellos.

El inicio y desarrollo de descargas gaseosas a presión atmosférica se basa en las avalanchas de electrones (6). Los electrones que inician la avalancha se generan por causas externas como

pueden ser rayos cósmicos, radioactividad o cargas remanentes de alguna descarga previa. El mecanismo principal de ionización es el impacto de electrones acelerados por el campo eléctrico contra átomos neutros, lo que a su vez libera más electrones. Estos nuevos electrones contribuyen a seguir formando una avalancha que acaba cruzando todo el tubo de descarga. A presiones atmosféricas se dan otros procesos de ionización extra como el efecto fotoeléctrico en los metales de los electrodos y microexplosiones de imperfecciones en el cátodo (centros de emisión explosiva) (24). Igualmente, a presión atmosférica, cuando las avalanchas electrónicas forman regiones en las que localmente aumenta el campo eléctrico, se produce emisión de electrones secundarios en la fase gaseosa principalmente por fotoionización. Se forman así canales de plasma diferenciados que se conocen como *streamers* (6) y su formación ocurre en el rango de los nanosegundos. La condición para la formación de *streamers* se conoce como el criterio de Meek, que establece que se formarán si la descarga se inicia con avalanchas electrónicas que estén suficientemente separadas entre sí de forma que no interaccionen y no formen una descarga difusa - se entiende por descarga difusa aquella descarga análoga a la que ocurriría a baja presión -. Todo esto ocurre si la ionización de fondo es reducida y, por tanto, los centros de formación de avalanchas están suficientemente separados los unos de los otros.

1.3. Actuadores de Plasma (Plasma actuators).

Los actuadores de plasma son dispositivos de control de flujo aerodinámico que mejoran las prestaciones aerodinámicas de las turbinas de viento y de las alas de los aviones (13). Para estas aplicaciones se utilizan las descargas de barrera dieléctricas aprovechando que las partículas del plasma generan una fuerza sobre las partículas neutras del aire en movimiento. Esto modifica el flujo de aire haciéndolo más laminar y estable (13). Estos dispositivos están aún en desarrollo y se está buscando una optimización de los parámetros de operación para minimizar el consumo de energía y permitir su implementación en aviones (14).

2. Objetivos

Este trabajo se ha realizado con el grupo de investigación de Nanotecnología en Superficies y Plasma. En este grupo se ha trabajado con DBD coplanares *packed bed* para reformado de sustancias químicas como el CO_2 (25). En estos trabajos se ha observado que el uso de materiales ferroeléctricos da lugar a campos y corrientes eléctricos altas, resultando un tipo

de material muy conveniente para estos reformados. No obstante, no se ha trabajado con actuadores de plasma con materiales ferroeléctricos actuando como barrera dieléctrica para generar plasmas superficiales. Este trabajo es, por tanto, la primera aproximación a la consecución de plasmas superficies que ocupen grandes áreas. Los objetivos serán los siguientes:

- El objetivo principal será diseñar y fabricar dispositivos de plasma que permitan obtener un plasma superficial tan grande como sea posible. El dispositivo fabricado tiene la misma arquitectura que un actuador de plasma.
- Realizar un estudio de la respuesta eléctrica y espectroscópica de los plasmas generados. Hasta ahora, el estudio de los actuadores de plasma se ha centrado en modelos de flujo de aire y en el efecto del plasma sobre el aire (14,26). Sin embargo, no se han hecho estudios sistemáticos sobre sus características eléctricas ni se han analizado las especies que se excitan en el plasma.
- Determinar la dependencia de la intensidad máxima y la potencia consumida en un ciclo en función de la geometría, el voltaje aplicado, la frecuencia, el material dieléctrico y la temperatura.
- Analizar los cambios en la emisión óptica del plasma al variar el voltaje aplicado, la frecuencia de la señal de alimentación y el material de barrera.
- Demostrar experimentalmente la viabilidad de los dispositivos de plasma como dispositivos anti-hielo.

3. Metodología experimental

En el presente trabajo se ha caracterizado eléctrica y espectroscópicamente un dispositivo de plasma. Para ello se han diseñado un circuito con electrodo superior de cobre en forma de peine (de ahora en adelante, peine) que se ha usado para generar plasma sobre tres obleas de dieléctricos distintas (alúmina, cuarzo y niobato de litio). Se ha investigado la dependencia cualitativa y cuantitativa de las descargas eléctricas con el material dieléctrico, con la frecuencia, el voltaje, la temperatura y con el escalado del dispositivo. Asimismo, dado el potencial uso de los actuadores de plasma en las alas de los aviones, hemos probado su utilidad como posible sistema anti-hielo (16).

El trabajo se inició con una búsqueda bibliográfica acerca de actuadores de plasma y descargas DBD de manera que se tuviera una contextualización adecuada. Posteriormente se procedió al diseño del circuito y se fabricaron pegatinas de este con cinta adhesiva de cobre con una cortadora láser. Estos circuitos se pegaron sobre una cara de los discos dieléctricos y sobre la otra se pegó un trozo de cinta completo a modo de contraelectrodo. Seguidamente se realizaron las medidas eléctricas y espectroscópicas y se trataron los datos con el software *OriginPro*. Finalmente se discutieron los resultados y se obtuvieron las conclusiones pertinentes.

3.1. Diseño del dispositivo

Para la realización del dispositivo de plasma se diseñó el electrodo activo, que consistía en una serie de líneas paralelas de cobre. El electrodo conectado a tierra (de ahora en adelante llamado contraelectrodo) consistió en una lámina rectangular extensa ligeramente mayor. Este diseño con electrodos de distinta forma es habitual en los actuadores de plasma para centrar la descarga en una zona determinada (6,9). Así pues, la Figura 4 muestra el diseño del peine.

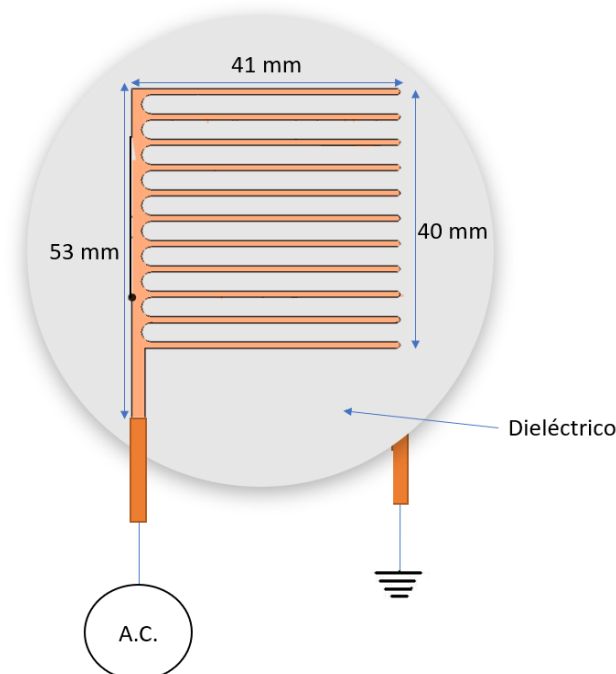


Figura 4. Esquema del dispositivo de plasma mostrando el peine en la cara vista del dieléctrico (Vista superior).

El peine de cobre tiene dimensiones de 53x41mm, la región de las líneas de cobre tiene una longitud total de 40mm. El espesor del circuito es de 0.050mm. Cada línea de cobre tiene 1mm de ancho, y las líneas de cobre están separados 3mm entre sí. El número de línea de cobre es 11. Tenemos de esta forma un “peine” con conductores paralelos distanciados entre sí de manera uniforme (esta distancia entre conductores la denominaremos en lo que sigue como “interdigitado”).

En la Figura 5 se muestra la vista lateral del mismo sistema, incluyendo el plasma formado:

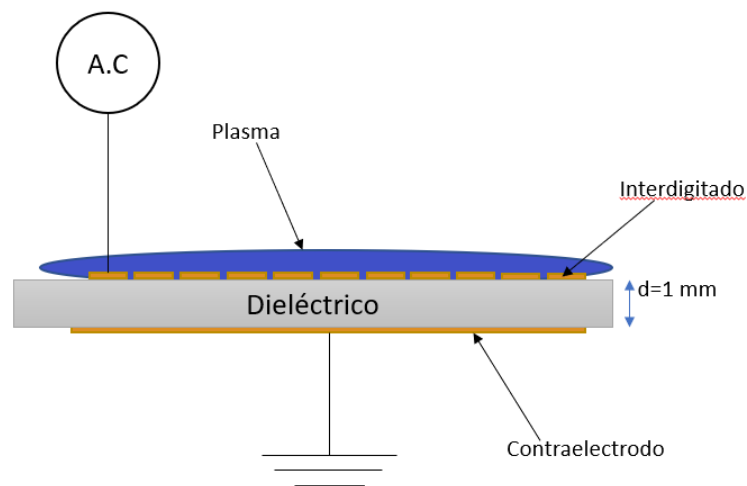


Figura 5. Vista lateral del dispositivo de plasma.

Como se observa, el contraelectrodo va a tierra y el peine se conecta a la fuente de alta tensión. En esencia, el dispositivo es un condensador de electrodos asimétricos. Los espesores de los dieléctricos son 1 mm y los valores de sus constantes dieléctricas se encuentran en la Tabla 1. (27)

Tabla 1. Permitividad dieléctrica de cada material.

Material	Permitividad dieléctrica (ϵ)
Cuarzo (SiO_2)	4,42
Alúmina (Al_2O_3)	9,34
Niobato de litio ($LiNbO_3$)	82

De ahora en adelante, cuando se haga referencia a un material, se entenderá el dispositivo con el dieléctrico colocado según la figura 5.

3.2. Fabricación del dispositivo

Los electrodos peines se fabricaron mediante una cortadora láser a partir de láminas adhesivas de cobre. Para ello, en una placa metálica se adhirieron varias tiras de cinta adhesiva de doble cara y sobre ellas se colocaron *post-it* de forma que la región adhesiva quedase hacia arriba. En esta zona adhesiva se fijó un trozo de cinta de cobre de dimensiones mayores que el circuito. Después de esto se introdujo todo en una cortadora láser (Power Line F, Rofin) y se determinó la posición de su punto focal para tener un corte preciso. Los parámetros optimizados que se usaron para cortar con este láser se encuentran en la tabla 2.

Tabla 2. Parámetros de la cortadora láser.

Potencia (%)	82
Frecuencia (Hz)	20000
Velocidad ($\frac{mm}{s}$)	10
Anchura de pulso (μs)	10
Anchura de línea (mm)	0,1

La figura 6 muestra el resultado del corte de la cinta de cobre con el láser.

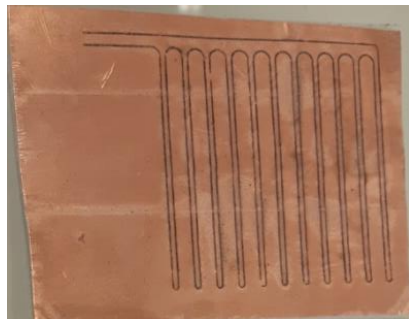


Figura 6. Peine cortado con láser.

Una vez hechos los cortes, se pegó cinta adhesiva débil en la cara descubierta de la cinta de cobre para fijar el circuito cortado y se despegó el circuito cortado de la plataforma.

Este método resulta muy conveniente porque fabricar peines en forma de pegatina que se pueden transferir a cualquier superficie. Por ende, el procedimiento permite cortar cualquier tipo de circuito con el láser y además con la posibilidad de trasladarlo a cualquier superficie, lo cual ha supuesto un avance tecnológico en el desarrollo experimental del trabajo.

Una vez se tienen los peines de cobre cortados, se toman las obleas de los tres materiales que actuarán de barrera dieléctrica entre los electrodos y se pegan los peines en una de las caras

de los sustratos, como muestra la figura 7. El contraelectrodo se fija en la cara opuesta del sustrato. Previamente a la transferencia de los electrodos es muy importante limpiar las superficies de los sustratos para no dañar los electrodos, reducir el riesgo de que se produzcan cortos y prevenir la obtención de datos imprecisos.



Figura 7. Circuito del peine transferido sobre un sustrato de cuarzo.

Una vez montado, el dispositivo se introdujo en una cámara metálica con dos finalidades: tener mejores medidas espectroscópicas ya que la cámara estaba en oscuridad, y por seguridad debido a que el dispositivo genera ozono, el cual daña los pulmones si se respira en abundancia. En la figura 8 se muestra un esquema de todo el dispositivo experimental.

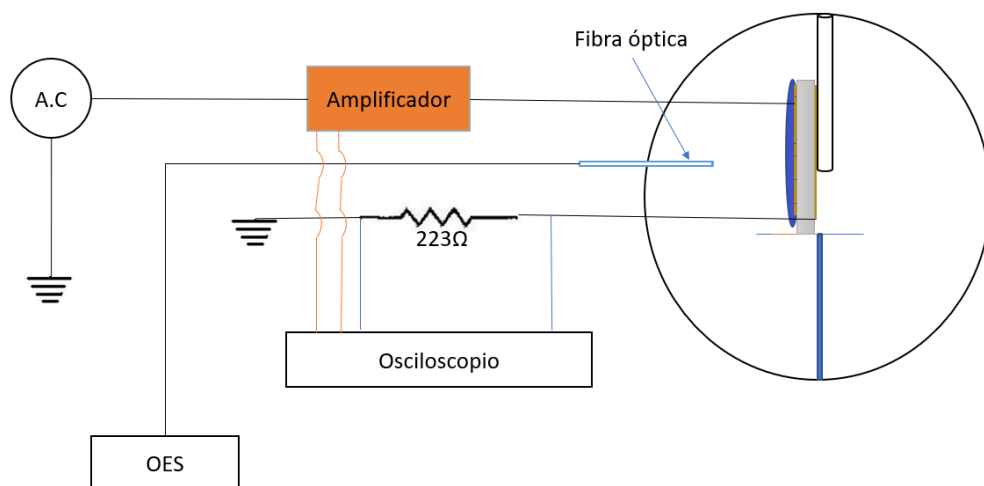


Figura 8. Montaje experimental del dispositivo dentro la cámara con las conexiones eléctricas detalladas.

3.3. Caracterización eléctrica

Para la caracterización eléctrica de los dispositivos se usó un generador de funciones (Stanford Research System, Model DS345), un amplificador de alta tensión (Trek, model 20/20 C), un

osciloscopio (Agilent Technologies, InfiniiVision) y un circuito auxiliar compuesto por una resistencia de 223Ω colocada en serie a la salida del circuito, con la que medimos la corriente de la descarga. La fuente de tensión presenta los siguientes valores límites de operación: $V \in (-20,20)kV$, $I \in (-300,300)mA$ y $f \in (0,20)kHz$. Por encima y por debajo de estos rangos de valores el conjunto fuente-amplificador no puede proporcionar una señal adecuada. El circuito externo con la resistencia permite medir las microdescargas que se producen en el sistema. El amplificador tiene dos circuitos internos que permiten medir la intensidad y el voltaje, pero en el caso de la intensidad, su tiempo de respuesta no permite la visualización de las microdescargas, que indican cuándo se enciende el plasma.

Para los tres materiales usados se realizaron medidas usando señales sinusoidales. Para cada una de las frecuencias que se analizaron se midieron varios voltajes como muestran las Tablas 3 y 4. Los valores fijados que se tomaron se indican en la tabla 3 para el caso de la alúmina y el cuarzo, y en la tabla 4 para el niobato de litio.

Tabla 3. Frecuencias y voltajes medidos en alúmina y cuarzo.

$f(kHz)$	1	3	5	7	10
$V_{pp}(kV)$	5	7	10	13	

Tabla 4. Frecuencias y voltajes medidos en niobato de litio.

$f(kHz)$	1	2	3
$V_{pp}(kV)$	4,7	6,14	7,5

Estos valores no son del todo arbitrarios pues entran dentro del rango de valores de operación de la fuente. Nótese que el voltaje que se mide es pico-pico (V_{pp}), por lo que la amplitud de la señal siempre es la mitad. El niobato de litio se examinó en un rango de valores menor debido a su fragilidad respecto a dilataciones térmicas. Las descargas generan gradientes térmicos entre la zona del circuito y los bordes y estos gradientes dan lugar a una dilatación que puede romper el cristal. Esto provocó que se restringieran los voltajes y las frecuencias aplicadas a este material. La señal de excitación, $V(t)$, y la corriente que circula a través de todo el circuito, $I(t)$, se obtuvieron con el osciloscopio.

3.4. Caracterización espectroscópica

Las medidas espectroscópicas se realizaron con equipo de espectroscopía de emisión óptica (OES, Horiba FHR640). El software del dispositivo permitía seleccionar los parámetros de adquisición y para nuestro caso fueron: tiempo de integración de 0,5s, paso de 0,5nm y un rango de medida desde 200 hasta 800nm. El tiempo de integración es el tiempo que se le permite al detector recoger fotones antes de pasar a otra longitud de onda. El paso es la distancia entre longitudes de onda a las que mide el equipo. Por último, el rango es el espectro de longitudes de onda que se miden.

3.5. Análisis de datos

Los datos se han tratado con el programa *OriginPro*. Para la caracterización eléctrica del dispositivo se usan los valores obtenidos por el osciloscopio, esto es, el voltaje aplicado, la intensidad que recorre el circuito medida por el amplificador y la intensidad del circuito calculada a través de la resistencia. A partir de estos valores, se ha calculado la potencia consumida promediando el voltaje y la intensidad en un periodo y multiplicando por la frecuencia:

$$P = f \int_0^T V(t)I(t)dt \quad (1)$$

Donde f es la frecuencia del ciclo y T es el periodo. Asimismo, se ha calculado la carga acumulada a través de la expresión:

$$Q = \int_0^T I(t)dt \quad (2)$$

En cuanto a la asignación de errores en las medidas, se han hecho 3 medidas para las mismas condiciones (Alúmina, 7kHz, 10kV) y se estimó un error del 5% para la potencia consumida en un ciclo. Este error se asume para todas las medidas de la potencia consumida en un ciclo. Para la intensidad máxima no se establecen errores debido a que los valores máximos de corriente durante las microdescargas son muy variables debido a la aleatoriedad de su aparición.

4. Resultados

Como se ha comentado en secciones previas, se va a caracterizar eléctrica y espectroscópicamente un dispositivo de plasma con electrodo superior peine y electrodo inferior (contraelectrodo) rectangular y plano. En primer lugar, se analizarán las dependencias

de la intensidad máxima ($I_{m\acute{a}x}$) y la potencia consumida en un ciclo (P) con los siguientes parámetros: frecuencia (f), voltaje aplicado (V), material de barrera, escalado del dispositivo y temperatura (T). Posteriormente, se hará un estudio espectroscópico del microplasma superficial generado. Se identificarán las especies presentes y se estudiará la variación de los espectros con el voltaje aplicado, la frecuencia y el material de barrera.

4.1. Resultados eléctricos

El osciloscopio mostraba, en todos los casos estudiados, un resultado similar, representado por la figura 9.

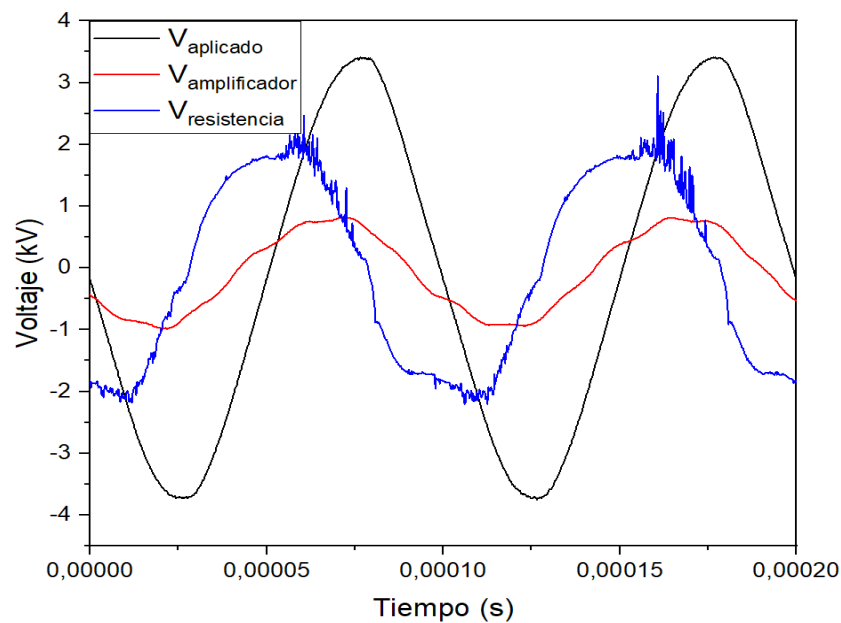


Figura 9. Voltaje aplicado ($V_{aplicado}$), voltaje que pasa por el amplificador ($V_{amplificador}$) y voltaje de la resistencia ($V_{resistencia}$) para el dispositivo de cuarzo, para una frecuencia $f=10\text{kHz}$ y un voltaje pico a pico $V_{pp}=7\text{kV}$.

El amplificador tiene una constante de transformación intensidad-voltaje de $0,02 \frac{V}{A}$. Por ello, si se multiplica $V_{amplificador}$ por 0,02 y se divide $V_{resistencia}$ por el valor de la resistencia (223Ω), se tendrán las intensidades respectivas. El resultado se observa en la figura 10:

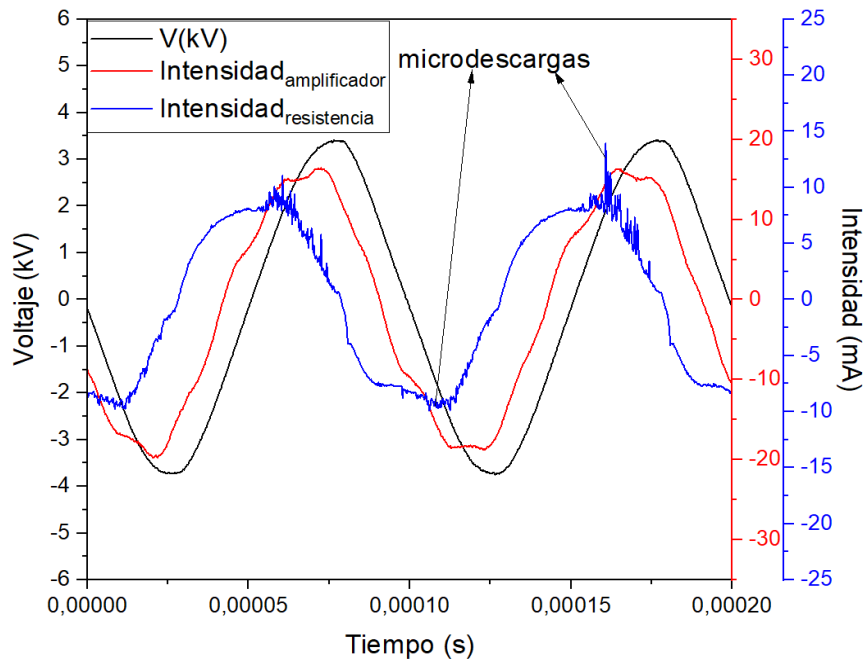


Figura 10. Voltaje aplicado, intensidad del amplificador e intensidad de la resistencia frente al tiempo para el caso del cuarzo, para una frecuencia de $f=10\text{kHz}$ y un voltaje pico a pico de $V_{pp}=7\text{kV}$.

En la figura 10 se observa la utilidad de usar un circuito auxiliar con una resistencia en serie: el amplificador (curva roja) es incapaz de representar las microdescargas ya que su tiempo de respuesta es demasiado lento. Por ello, de ahora en adelante, siempre que se haga referencia a la intensidad, será la que circula por la resistencia (curva azul en la figura 10).

Como se puede observar, la intensidad es una señal sinusoidal salvo en los máximos y mínimos, donde se aprecian descargas no homogéneas con distintos picos de intensidad. Esto se debe a que las microdescargas (picos de intensidad que se observan en la figura 10) se superponen a la corriente de desplazamiento del dispositivo (condensador, curva $I(t)$ completamente sinusoidal). Fuera de los picos de intensidad, toda la corriente es corriente de desplazamiento. Una vez se ha alcanzado el voltaje de *breakdown* se producen las microdescargas en el dispositivo. Esto se traduce en la aparición de plasma sobre el peine como muestra la figura 11. Cuando el voltaje se reduce, las descargas pierden energía hasta que la señal de intensidad vuelve a ser simplemente una señal sinusoidal.

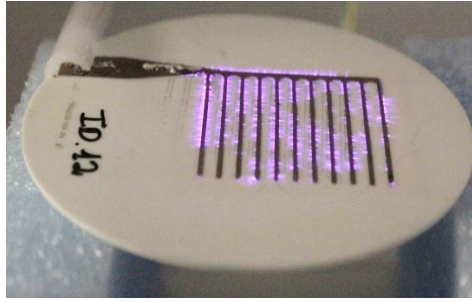


Figura 11. Dispositivo con alúmina en el que se aprecia el plasma encendido sobre el peine.

La figura 10 también muestra que la señal de la intensidad está desfasada respecto a la excitación. Esto es debido a que el dispositivo es, en esencia, un condensador. Como es sabido de teoría de circuitos, un condensador provoca un desfase entre corriente y voltaje de $\frac{\pi}{2}$. Este desfase por efectos capacitivos es lo que explica el desfase entre las curvas de intensidad y voltaje. En la figura 10 también se aprecia que las microdescargas son asimétricas, produciéndose más en el medio ciclo positivo que en el negativo. Esto se debe a la asimetría de los electrodos, ya que el electrodo superior tiene forma de peine y expone mucho más perímetro para descargar que el contraelectrodo, que es rectangular y continuo.

Se tomaron todos los datos de voltajes e intensidades para todos los voltajes y frecuencias de la tabla 3 y la tabla 4 para los diferentes materiales estudiados. Además, para cada toma de datos, se ha recogido la intensidad máxima alcanzada ($I_{m\acute{a}x}$) y la potencia consumida en un ciclo (P). A continuación, se explican casos representativos de cada material. Esta explicación valdrá como análisis preliminar sobre el que se basará el resto del análisis de medidas eléctricas.

En la figura 12 se observa de nuevo que la intensidad se encuentra desfasada respecto al voltaje aplicado. Cuando se alcanza el voltaje de *breakdown*, la intensidad muestra discontinuidades que se deben a las microdescargas en las regiones de máximos y mínimos. Asimismo, también se constata que las microdescargas son asimétricas, presentándose con mayor intensidad en la región positiva. Como se muestra, las microdescargas alcanzan valores muy variados. En este caso, la intensidad máxima alcanzada fue $I_{m\acute{a}x} = 2,35 \text{ mA}$. Por su parte, la potencia consumida en un ciclo fue $P = 0,334 \text{ W}$.

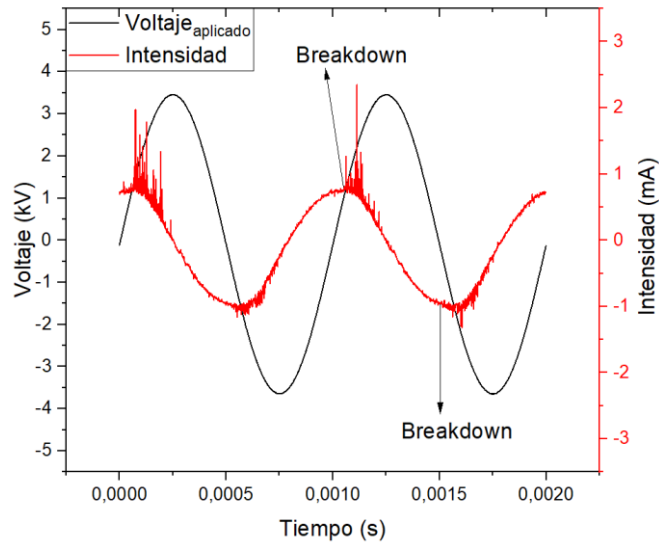


Figura 12. Voltaje aplicado e intensidad frente al tiempo en el caso del cuarzo para una frecuencia de $f=1\text{kHz}$ y un voltaje pico a pico de $V_{pp}=7\text{kV}$.

La figura 13 muestra los resultados obtenidos para el caso de la alúmina. Se observa que la señal de la intensidad presenta también microdescargas. La intensidad máxima que se alcanza es superior que en el caso del cuarzo: $I_{m\acute{a}x} = 3,48\text{ mA}$, lo cual puede explicarse porque la constante dieléctrica de la alúmina es superior a la del cuarzo, por lo que se permiten mayores descargas, tal y como se comentó en la sección 4.1.3. De forma similar a las explicaciones anteriores, la intensidad aparece desfasada respecto a la señal de entrada. La potencia es claramente superior al caso del cuarzo, $P = 0,997\text{ W}$.

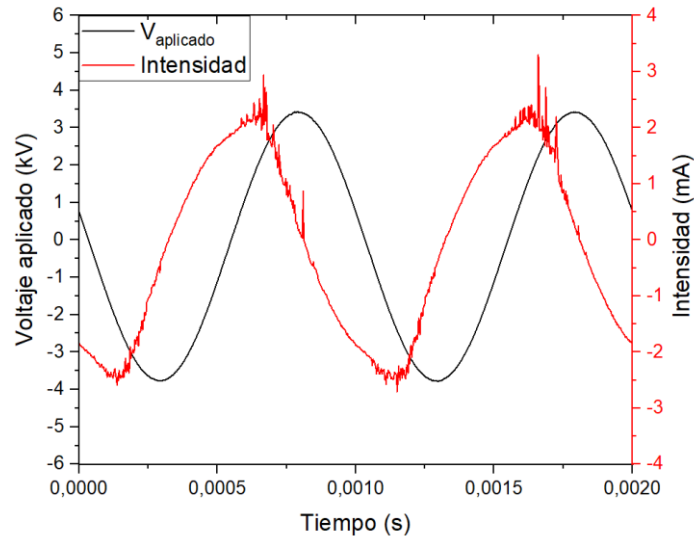


Figura 13. Voltaje aplicado e intensidad frente a tiempo para el caso de la alúmina para una frecuencia de $f=1\text{kHz}$ y un voltaje pico a pico de $V_{pp}=7\text{kV}$.

Por último, en la figura 14 se muestran los resultados para el caso del niobato de litio. El voltaje pico a pico aplicado fue de 7,5 kV.

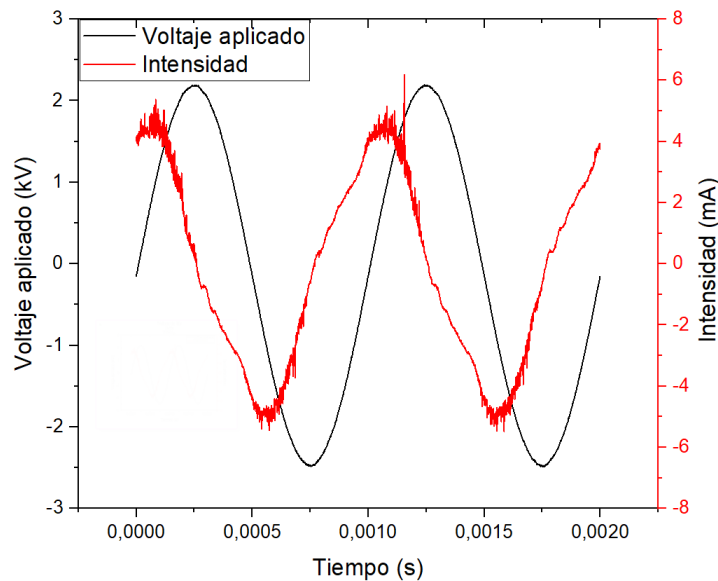


Figura 14. Voltaje e intensidad frente al tiempo para el caso del niobato de litio para una frecuencia de $f=1\text{kHz}$ y un voltaje pico a pico de $V_{pp}=7,5\text{kV}$.

Para el niobato de litio se restringió el rango de valores de frecuencia y voltaje debido a que se calentaba mucho localmente en la zona del circuito y para potencias altas se rompía la oblea. El calentamiento daba lugar a dilataciones térmicas del material que provocaba tensiones mecánicas entre el peine y el resto de la oblea. Al ser un monocristal, el niobato de

litio no podía relajar estas tensiones fácilmente y se rompía cuando el voltaje o la frecuencia aplicados eran muy altos.

En la característica I-V de la figura 14 se observa de nuevo el desfase de la intensidad respecto al voltaje y la asimetría de la señal en la zona de las microdescargas. Para el niobato de litio, la intensidad máxima fue $I_{m\acute{a}x} = 13,7mA$ y la potencia consumida en un ciclo fue $P = 5,34W$. Estos valores son mucho más elevados que en los dos casos anteriores debido a la naturaleza ferroeléctrica del $LiNbO_3$, que presenta más procesos de emisión de electrones (22,23,28) que la alúmina y el cuarzo. Estos procesos se explicarán en la sección 4.1.3.

Estas diferencias se muestran más claramente en la figura 15, donde se representan las intensidades de los 3 dispositivos. Se observa cómo el dispositivo con niobato de litio presenta una mayor corriente en condiciones de excitación similares. Le siguen la alúmina y, con menor intensidad, el cuarzo.

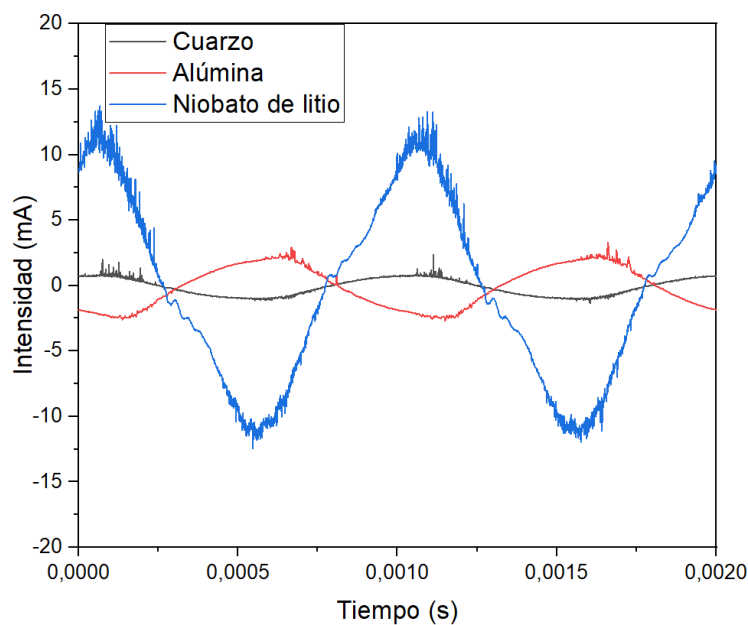


Figura 15. Intensidad frente al tiempo en el caso del cuarzo, alúmina y niobato de litio para una frecuencia de $f=1kHz$ y un voltaje pico a pico de $V_{pp}=7kV$ ($V_{pp}=7,5kV$ en el caso del niobato de litio).

Este análisis preliminar muestra que el dispositivo de plasma es muy versátil debido a que permite alcanzar corrientes máximas y potencias consumidas de muy diferentes (incluso de distintos órdenes de magnitud) según el material que se use como barrera.

A continuación, se analizará la dependencia de la descarga al variar los diferentes parámetros operacionales que se indicaron en el apartado 4.

4.1.1. Dependencia con la frecuencia

Las figuras 16, 18 y 20 muestran la intensidad frente al tiempo para los valores más bajo y alto de voltaje para cada material, y para cada una de las frecuencias analizadas. Las figuras 16 (a) y (b) muestran estas figuras para el caso del cuarzo.

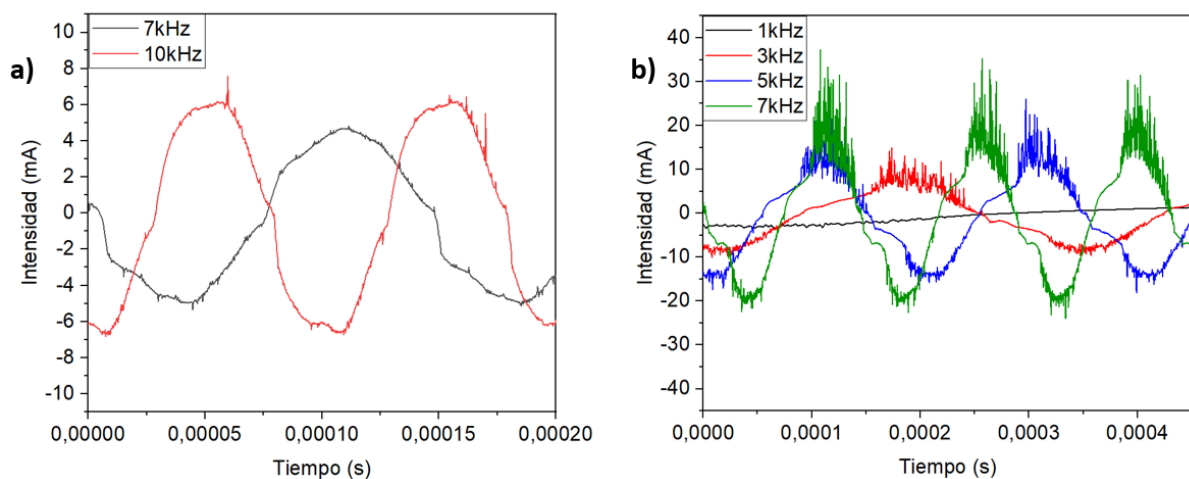


Figura 16. Intensidad en función del tiempo para el dispositivo con cuarzo a varias frecuencias para un voltaje fijo de (a) $V_{pp}=5kV$ y (b) $V_{pp}=13kV$.

Para un voltaje de $5kV_{pp}$ (figura 16 (a)) solo se han representado las frecuencias 7kHz y 10kHz porque fueron las únicas a las que se encendía plasma en el dispositivo para ese voltaje. Por su parte, para $13kV_{pp}$ (figura 16 (b)) no se pudieron tomar medidas a 10kHz porque a una frecuencia tan alta la fuente no era capaz de suministrar suficiente corriente. Todos los valores que faltan en la tabla 3 se deben a esta razón. En ambos casos (5 y $13kV_{pp}$) observamos cómo al aumentar la frecuencia también aumenta la intensidad máxima que pasa a través del plasma.

La figura 17 presenta los valores de la intensidad máxima y la potencia consumida en un ciclo en función de la frecuencia para el dispositivo de cuarzo. En la figura 17 (a) se recogen todas las intensidades máximas para cada voltaje variando la frecuencia. Se observa que, a mayor voltaje, mayor es la intensidad máxima que pasa por el circuito, como se dijo previamente. Además, a altas frecuencias, para el caso de 7kV, 10kV y 13kV, se observa que las curvas comienzan a aplanarse, mostrando un crecimiento menor. En esos casos nos estamos

aproximando a las intensidades de corriente máximas que nuestro circuito es capaz de soportar, y que vendrán dadas por el tipo de gas en el que se produce la descarga (aire en nuestro caso), el material de barrera y la geometría del dispositivo.

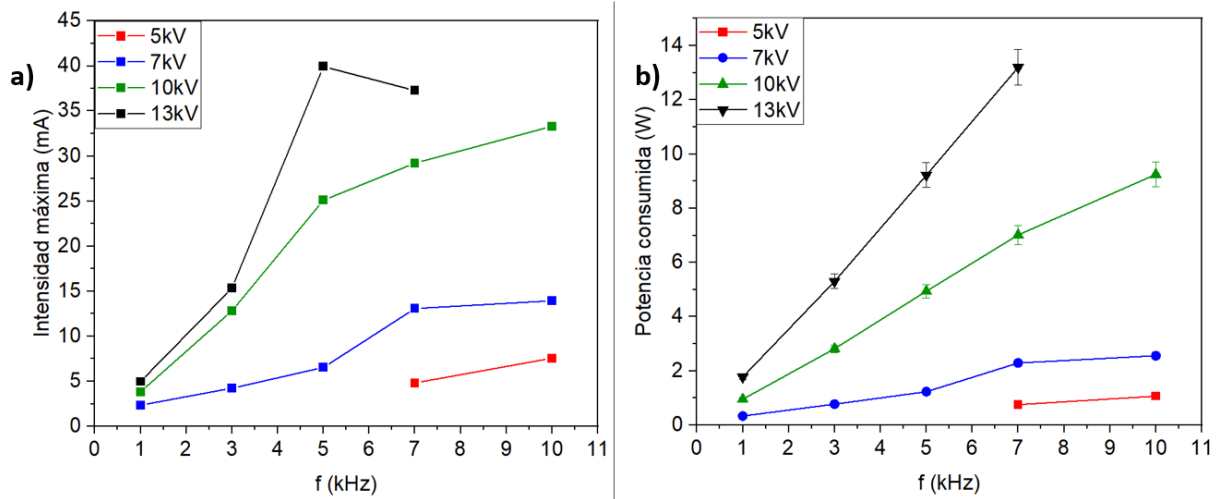


Figura 17. En el caso del cuarzo, (a) Intensidad máxima frente a frecuencia para distintos voltajes y (b) potencia consumida en un ciclo frente a frecuencia para distintos voltajes.

En la figura 17 (b) se observa cómo la potencia aumenta a medida que lo hace la frecuencia de una forma prácticamente lineal. Además, al aumentar el voltaje, la pendiente entre la potencia consumida y la frecuencia aumenta. En (29) se apunta una dependencia de la potencia del dispositivo con la frecuencia de la forma $P \propto f^{\frac{3}{2}}$ en un rango de frecuencias similar al del presente trabajo. Esto está concordancia con lo obtenido, ya que la dependencia obtenida en (29) puede aproximarse como una función lineal para valores bajos de la frecuencia.

En la figura 28 se presentan los resultados obtenidos para la alúmina y en la figura 28 (a) se vuelve a observar cómo al aumentar la frecuencia aumenta la intensidad máxima. Lo mismo puede afirmarse de la figura 28 (b). Esto se explica porque existe cierto efecto memoria en la superficie del dieléctrico. Esto es, hay zonas en la superficie del dieléctrico que quedan cargadas y facilitan la aparición de microdescargas en el siguiente semiciclo de excitación. Al aumentar la frecuencia aumenta la cantidad de veces que estas zonas se mantienen cargadas, disminuyendo el tiempo en el que dichas cargas remanentes pueden recombinarse, lo que podría llevar a un aumento de las microdescargas. Esto se traduce en un aumento de la intensidad recogida (29).

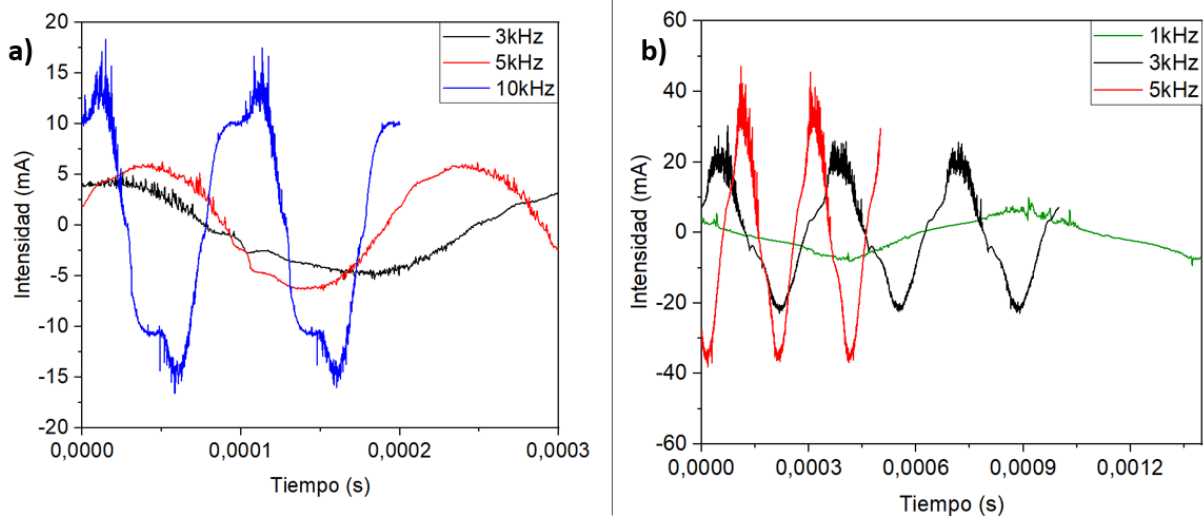


Figura 18. Intensidad frente al tiempo para la alúmina variando la frecuencia a un voltaje fijo de (a) $V_{pp}=5kV$ y (b) $V_{pp}=13kV$.

La figura 19 muestra la dependencia de la intensidad máxima y la potencia con la frecuencia a diferentes voltajes.

En la figura 19 (a) se comprueba cómo al aumentar el voltaje y la frecuencia, la intensidad máxima también aumenta, como ocurría en el caso del cuarzo. No obstante, en este caso no se observa la saturación mencionada en el caso anterior. Se aprecia que para 5kHz-5kV hay una bajada brusca de la intensidad máxima, que se atribuye a un error experimental pues es un punto aislado.

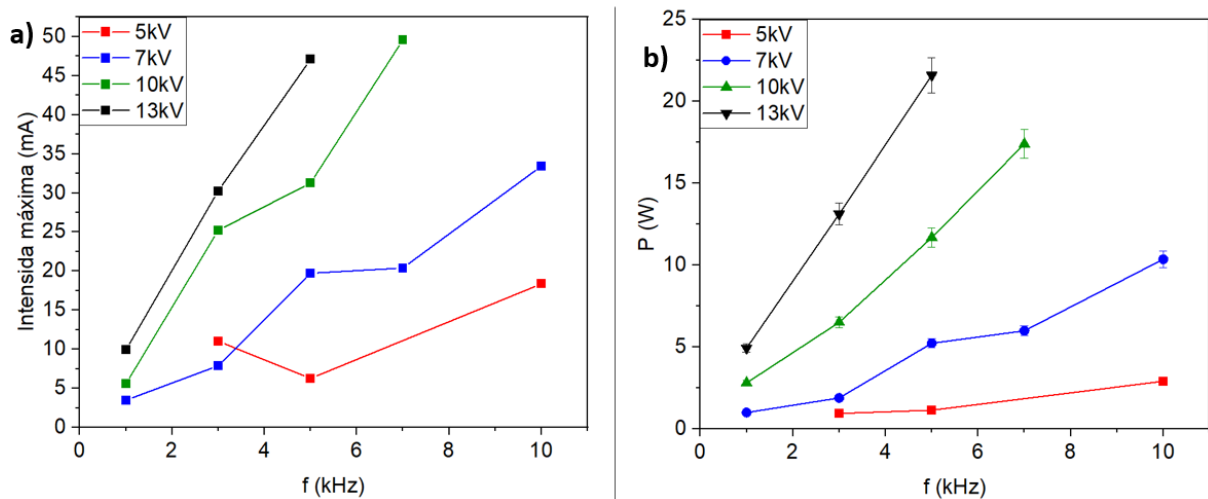


Figura 19. En el caso de la alúmina, (a) Intensidad máxima frente a frecuencia para distintos voltajes y (b) potencia consumida en un ciclo frente a frecuencia para distintos voltajes.

Por su parte, la figura 19 (b) vuelve a mostrar que la potencia consumida en un ciclo aumenta al aumentar la frecuencia y el voltaje. El comportamiento es menos lineal que en la figura 17 (b), acercándose más a la dependencia de la potencia como $f^{\frac{3}{2}}$.

Para finalizar este apartado mostraremos a continuación los resultados para el niobato de litio. Debe recordarse que se registró su actuación en un rango limitado debido a los gradientes térmicos que se producían en el cristal y que provocaban su ruptura. La figura 20 (a) y (b) muestra la intensidad frente al tiempo en el caso del niobato de litio, para voltajes fijos de $4,7kV_{pp}$ y $7,5kV_{pp}$ y variando la frecuencia. Observamos cómo las tendencias obtenidas son similares al caso del cuarzo y la alúmina. El aumento de la frecuencia se traduce en un aumento de la corriente máxima que corre por el dispositivo.

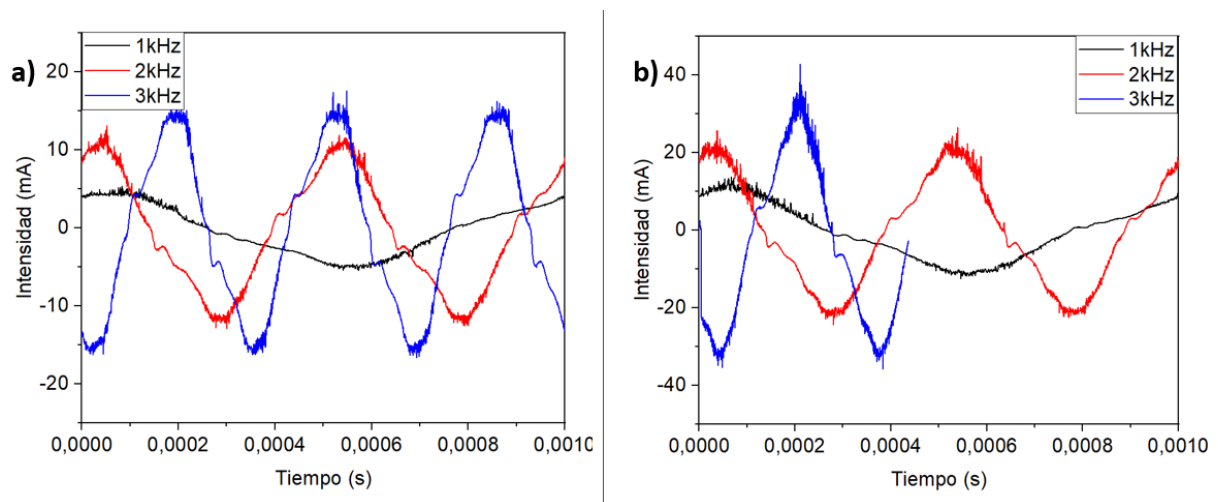


Figura 20. Intensidad frente al tiempo para el niobato de litio variando la frecuencia a un voltaje fijo de (a) $V_{pp}=4,7kV$ y (b) $V_{pp}=7,5kV$

Si ahora se observan los valores recopilados para todos los voltajes, se tiene lo mostrado en la figura 21. Las tendencias mostradas en los casos de la alúmina y el cuarzo se repiten para el niobato de litio. En la figura 21 (a) se muestra claramente cómo, al aumentar la frecuencia, la intensidad máxima se hace mayor para todos los casos. Por su parte, la figura 21 (b) desvela de nuevo un comportamiento creciente de la potencia consumida en un ciclo con la frecuencia. No obstante, como ya hemos mencionado, el rango de frecuencias y voltajes que podemos aplicar se encuentra limitado por los altos gradientes térmicos que se generan en alrededor del circuito y que tienden a romper el cristal.

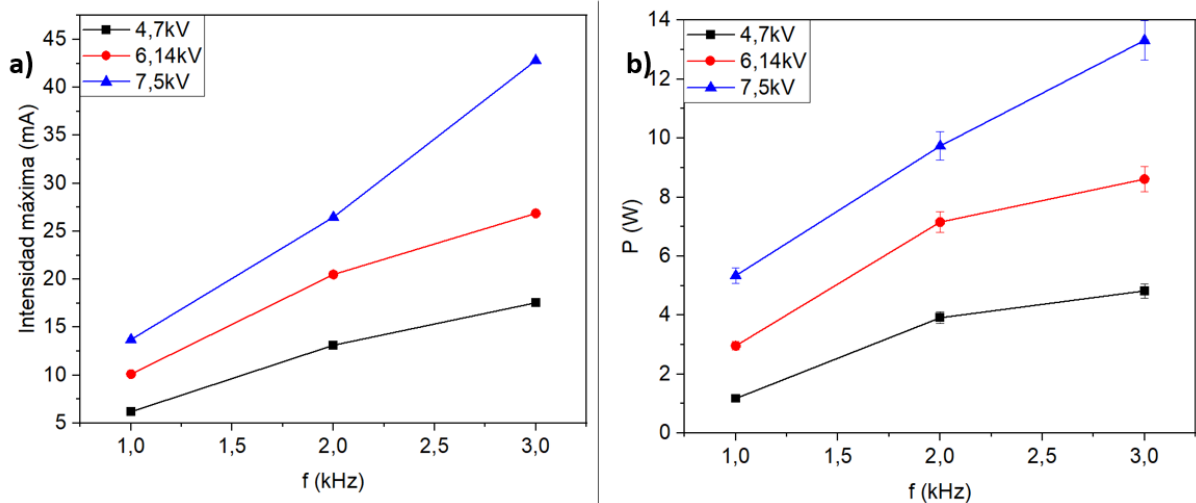


Figura 21. En el caso del niobato de litio, (a) Intensidad máxima frente a frecuencia para distintos voltajes y (b) potencia consumida en un ciclo frente a frecuencia para distintos voltajes.

4.1.2. Dependencia con el voltaje

Al igual que la frecuencia se varió sistemáticamente, los voltajes pico a pico también se estudiaron de esta manera. Así pues, cabe un análisis con una estructura similar al realizado para la frecuencia. Para estudiar tendencias, se toma el valor mínimo y máximo de frecuencias y se estudia cómo se comporta el sistema para varios voltajes. Para completar el análisis se recopilan todos los datos de intensidad máxima y de potencia consumida en un ciclo para todas las combinaciones de voltajes y frecuencias.

La figura 22 muestra el caso del cuarzo. En la figura 22 (a) se observa claramente que al aumentar el voltaje aumenta la corriente que circula por el dispositivo. Se comprueba también que el voltaje de *breakdown* (donde se enciende el plasma y empiezan las microdescargas) se mantiene prácticamente constante para los tres voltajes. En la figura 22 (b) se aprecia que el voltaje de *breakdown* es menor cuanto mayor es el voltaje aplicado. En otras palabras, cuanto mayor es el voltaje aplicado, antes se producen las microdescargas y se genera plasma superficial. Además, a mayor voltaje, las microdescargas son más numerosas e intensas. Por otro lado, la figura 22 (b) representa un orden de magnitud mayor la figura 22 (a), es decir, al aumentar un orden de magnitud la frecuencia a voltaje constante, la intensidad también aumenta, tal y como hemos comprobado en el apartado anterior.

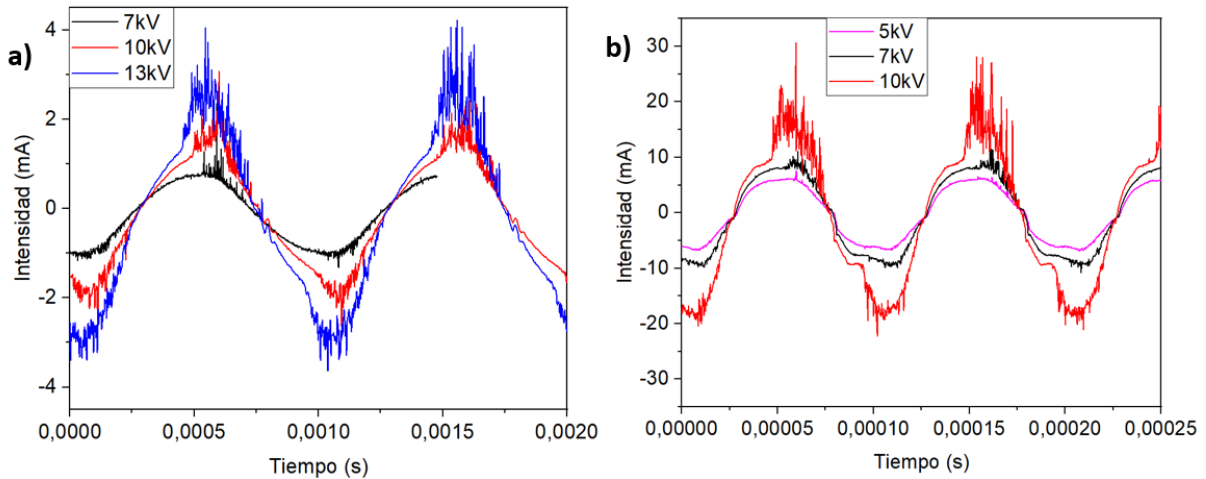


Figura 22. Intensidad frente al tiempo para el cuarzo variando el voltaje a una frecuencia fija de (a) $f=1\text{kHz}$ y (b) $f=10\text{kHz}$.

En la figura 23 se representan la intensidad máxima y la potencia consumida en un ciclo para el cuarzo variando el voltaje y con distintas frecuencias. En la figura 23 (a) se observa la tendencia esperada de que al aumentar el voltaje pico a pico la intensidad máxima también aumenta, siendo esta subida más acusada cuanto mayor es la frecuencia. Asimismo, se pone de manifiesto la saturación del dispositivo para valores de voltaje altos.

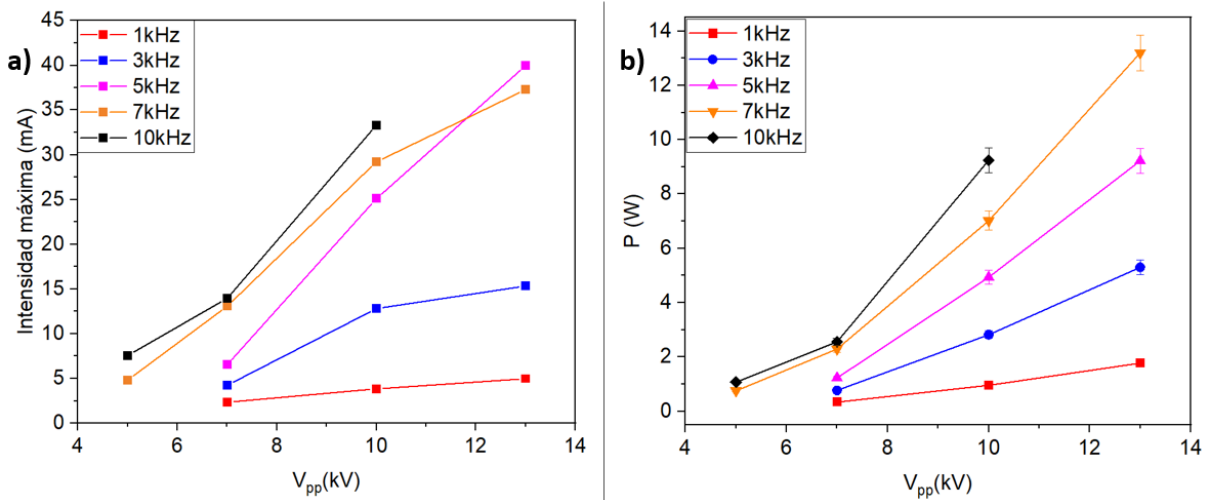


Figura 23. En el caso del cuarzo, (a) intensidad máxima frente a voltaje aplicado para distintas frecuencias y (b) potencia consumida en un ciclo frente a voltaje aplicado para distintas frecuencias.

La figura 23 (b), por su parte, muestra una dependencia de la potencia consumida con el voltaje. Algunos autores han propuesto una dependencia potencial (26,29,30) , pero este

análisis no se ha llevado a cabo en este trabajo. También se observa que la potencia aumenta con la frecuencia.

Un análisis paralelo se desprende de las figuras 24 y 25 para el caso de la alúmina. La figura 24 muestra la intensidad frente al tiempo para 1 y 10kV_{pp}, variando la frecuencia. La figura 25 muestra la intensidad máxima y la potencia frente al voltaje aplicado, para distintas frecuencias. Se vuelve a ver que aumentar el voltaje provoca un aumento de la intensidad. Además, la potencia muestra de nuevo un comportamiento potencial con el voltaje y ascendente al aumentar la frecuencia.

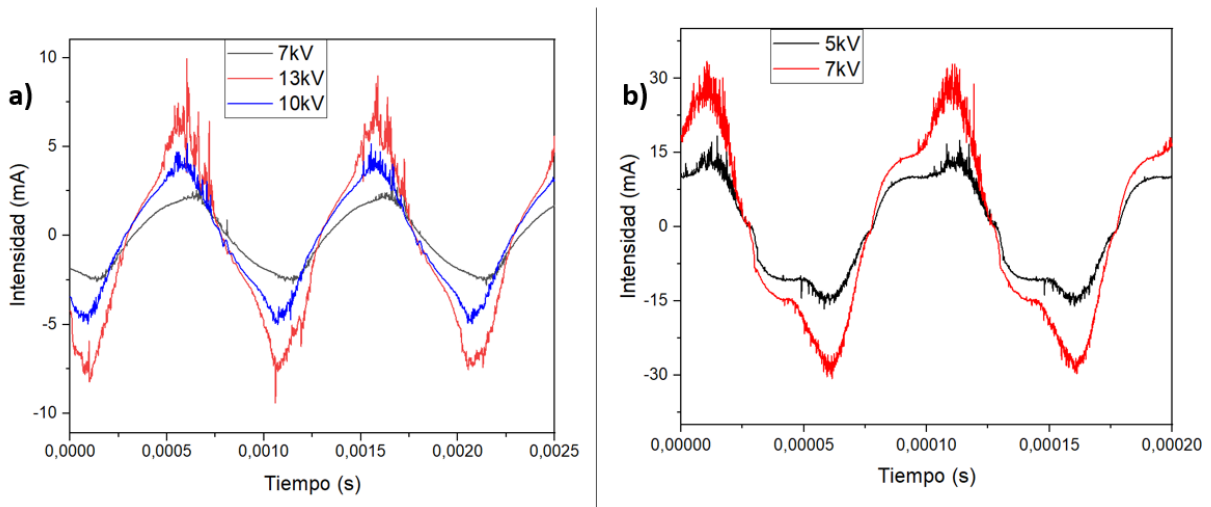


Figura 24. Intensidad frente al tiempo para la alúmina variando el voltaje a una frecuencia fija de (a) $f=1\text{kHz}$ y (b) $f=10\text{kHz}$.

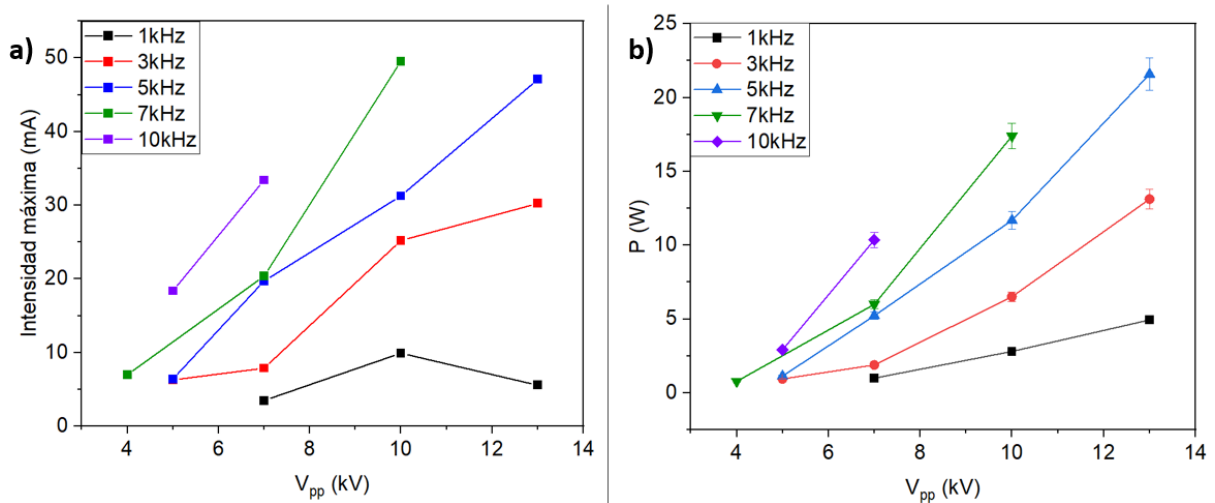


Figura 25. En el caso de la alúmina, (a) intensidad máxima frente a voltaje aplicado para distintas frecuencias y (b) potencia consumida en un ciclo frente a voltaje aplicado para distintas frecuencias.

Respecto al niobato de litio, las figuras 26 y 27 son análogas a las figuras 24 y 25 y confirman de nuevo que al aumentar el voltaje aplicado entre los electrodos aumenta la intensidad máxima. Esto se observa de nuevo en la figura 26 (a) y la figura 27 (b) vuelve a mostrar un aumento de la potencia consumida en un ciclo con el voltaje aplicado.

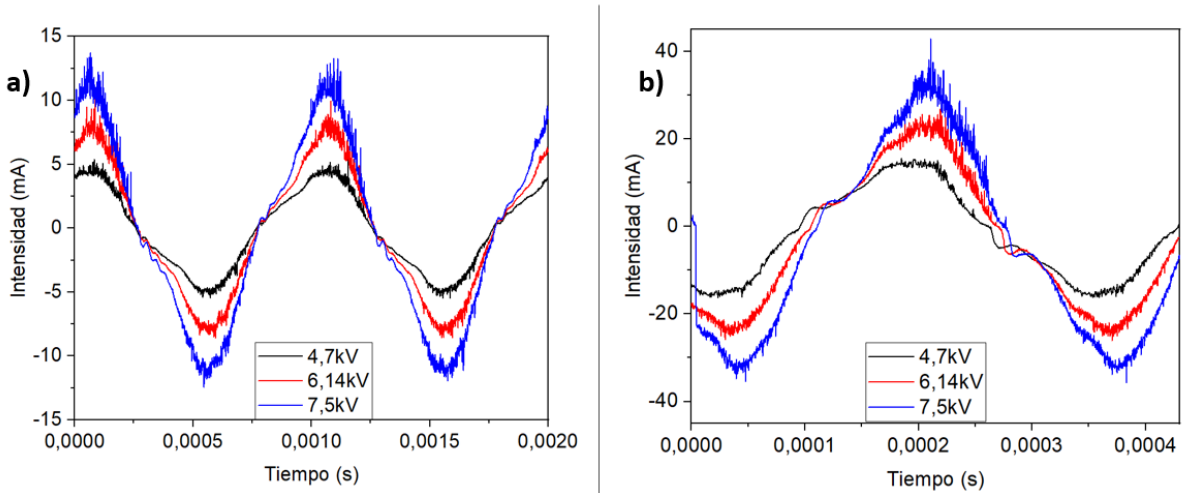


Figura 26. Intensidad frente al tiempo para el niobato de litio variando el voltaje a una frecuencia fija de (a) $f=1\text{kHz}$ y (b) $f=3\text{kHz}$.

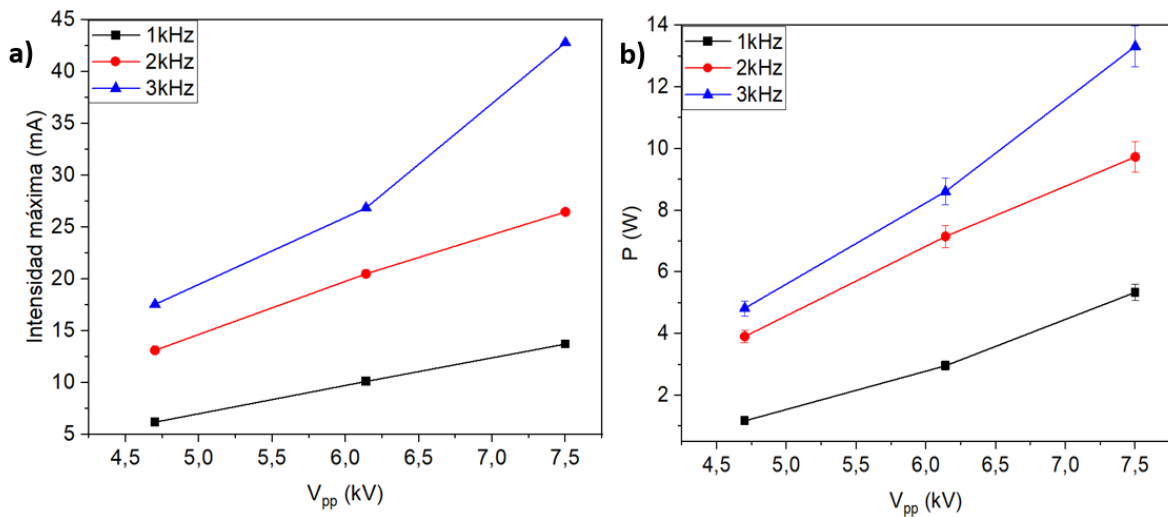


Figura 27. En el caso del niobato de litio, (a) intensidad máxima frente a voltaje aplicado para distintas frecuencias y (b) potencia consumida en un ciclo frente a voltaje aplicado para distintas frecuencias.

4.1.3. Dependencia con el material de barrera dieléctrica

Para determinar la dependencia de la característica eléctrica del dispositivo con el material usado como barrera, vamos a comparar los tres dispositivos en condiciones similares de operación, i.e., a 1kHz, y 7kV_{pp} para la alúmina y el cuarzo y a $7,5\text{kV}_{pp}$ para el niobato de litio.

La figura 28 muestra la dependencia de la intensidad máxima y de la potencia con el voltaje aplicado, para distintas frecuencias. Se observa que una mayor constante dieléctrica conlleva una mayor intensidad máxima (figura 28 (a)) y un mayor consumo de potencia en un ciclo (figura 28 (b)).

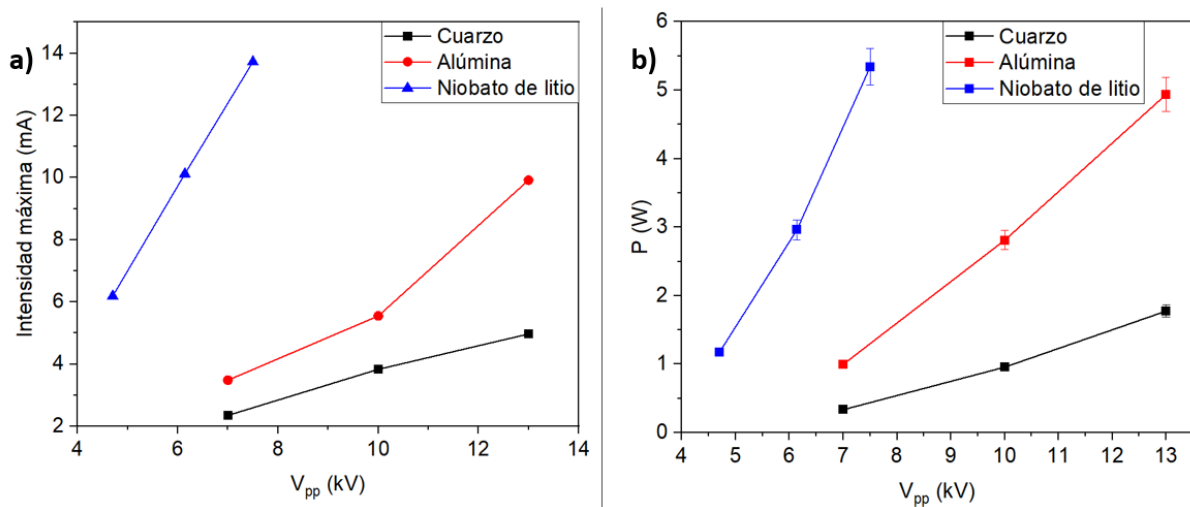


Figura 28. Para una frecuencia fija de 1kHz, comparación de intensidad máxima (a) y potencia consumida en un ciclo frente al voltaje aplicado (b) para el cuarzo, la alúmina y el niobato de litio.

El niobato de litio es un material ferroeléctrico, lo cual significa que presenta una polarización eléctrica no nula en ausencia de campo externo aplicado. Los materiales ferroeléctricos presentan una mayor fenomenología en cuanto a emisión de electrones, lo cual explica el aumento de corriente respecto a la alúmina y al cuarzo. Estos fenómenos se encuadran en lo que se conoce como “emisión ferroeléctrica de electrones”, (22) basándose en mecanismos de apantallamiento o repulsión de cargas de polarización no compensadas. Aparte de los fenómenos que afectan a todos los materiales (como la fotoemisión), en los materiales ferroeléctricos existen fenómenos como los indicados en 1.2. Veámoslos con más detenimiento:

- Efecto de la permitividad dieléctrica. Como se mostró en la tabla 1, el niobato de litio presenta una permitividad dieléctrica mucho mayor que el cuarzo y la alúmina ($\epsilon_{LiNbO_3} \approx 82 \geq \epsilon_{Al_2O_3} \approx 9,3 \geq \epsilon_{SiO_2} \approx 4,4$). Como es sabido, la densidad total de carga superficial en un material viene dada por el vector desplazamiento dieléctrico \vec{D} . El desplazamiento eléctrico tiene en cuenta las contribuciones de la polarización del material \vec{P} y del campo eléctrico externo aplicado \vec{E} . La relación entre estas tres cantidades viene dada por la ecuación 3:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (3)$$

Donde ϵ_0 es la permitividad dieléctrica del vacío. Teniendo en cuenta la relación entre \vec{E} y \vec{P} a través de la susceptibilidad eléctrica χ_s :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_s \vec{E} \quad (4)$$

Se llega a la ecuación 5:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (5)$$

Siendo $\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi_s)$ la permitividad dieléctrica del medio. Como se ve, el desplazamiento dieléctrico es proporcional a la permitividad dieléctrica. Por tanto, a mayor permitividad dieléctrica, mayor será la densidad de carga superficial en el material, tal como ilustra la figura 29.

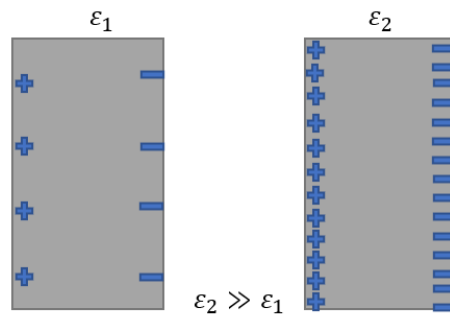


Figura 29. Comparación cualitativa de dos materiales de distinta permitividad dieléctrica. Se observa que el material de mayor permitividad presenta mayor densidad de carga en la superficie. Esta carga podrá ser extraída por un plasma en contacto con el material.

Una mayor densidad de carga superficial conlleva la generación de un campo eléctrico más intenso, lo cual intensifica el plasma circundante. Al ser el plasma más intenso, se

produce mayor emisión de electrones secundarios de la superficie del ferroeléctrico, aumentando la intensidad de corriente que pasa a través de todo el dispositivo.

- Alternancia de la polarización o *switching*. Los materiales ferroeléctricos presentan un ciclo de histéresis $\vec{P} - \vec{E}$ similar al ferromagnetismo. Por tanto, según el campo eléctrico aplicado, se tendrá una polarización u otra. Si se aplica al material una excitación sinusoidal la rápida variación del vector polarización generará densidades de carga no balanceadas. Estas cargas generarán campos internos repulsivos que se resuelven con la expulsión de electrones de la superficie del ferroeléctrico. Este fenómeno es único en los materiales ferroeléctricos y da cuenta, también, de un aumento de la corriente recogida. El efecto se visualiza en la figura 30.

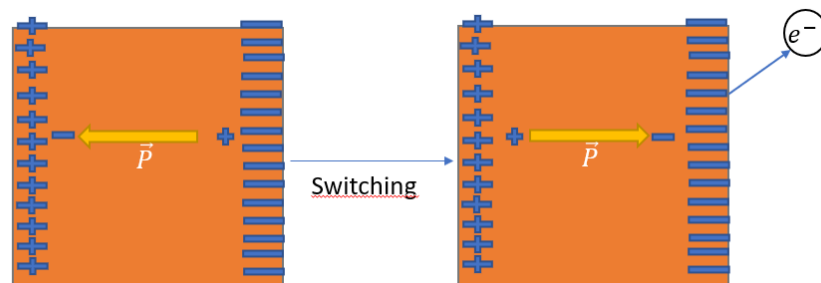


Figura 30. Efecto del switching. Se observa que una inversión rápido del vector polarización provoca densidades de carga no balanceadas, liberándose electrones como consecuencia.

- Emisión por efecto campo (FEE). Para que un electrón pueda liberarse de la superficie, debe superar una barrera energética parametrizada por la función trabajo del material. Si un electrón recibe una energía igual o superior a la función trabajo, podrá eyectarse. Un campo eléctrico externo puede reducir la función trabajo del material y, por tanto, facilitar la salida de electrones. En los microplasmas se dan campos eléctricos de alta intensidad y tenemos dimensiones reducidas, por lo que este efecto puede suponer una fuente de corriente extra. En (22,23) se establece que el campo eléctrico a partir del cual este efecto cobra importancia es $E \approx 10^5 \frac{V}{cm}$. Teniendo en cuenta que los electrodos usados en este trabajo tienen un grosor de $50\mu m$ y aplicando un voltaje de $1kV_{pp}$, se obtiene un campo en el dispositivo $E = 20 \cdot 10^4 \frac{V}{cm}$ a través de la siguiente expresión:

$$E = \frac{V}{d} \quad (6)$$

Donde V es el voltaje pico a pico y d es el grosor del electrodo. Dado que $20 \cdot 10^4 \frac{V}{cm}$ es menor que $10^5 \frac{V}{cm}$, se puede decir que a voltajes bajos el efecto de FEE es despreciable. Sin embargo, a partir de $10kV_{pp}$ se obtienen campos por encima de $20 \cdot 10^5 \frac{V}{cm}$, por lo que el efecto sí contribuye al aumento de intensidad en el niobato de litio.

Estos efectos aumentan significativamente la emisión de electrones, lo que explica el aumento de corriente máxima y potencia consumida obtenidos en el caso del niobato de litio (22–24,28,31).

La figura 31 muestra la dependencia de la intensidad máxima (figura 31 (a)) y de la potencia (figura 31 (b)) con la frecuencia para los tres materiales de barrera. En apartados previos se ha visto que tanto la intensidad máxima como la potencia consumida en un ciclo aumentan al aumentar la frecuencia. La figura 31 (b) expone de nuevo este comportamiento comparando los tres materiales utilizados y muestra cómo en condiciones de operación similares, una constante dieléctrica más alta conlleva una intensidad máxima y una potencia consumida mayores.

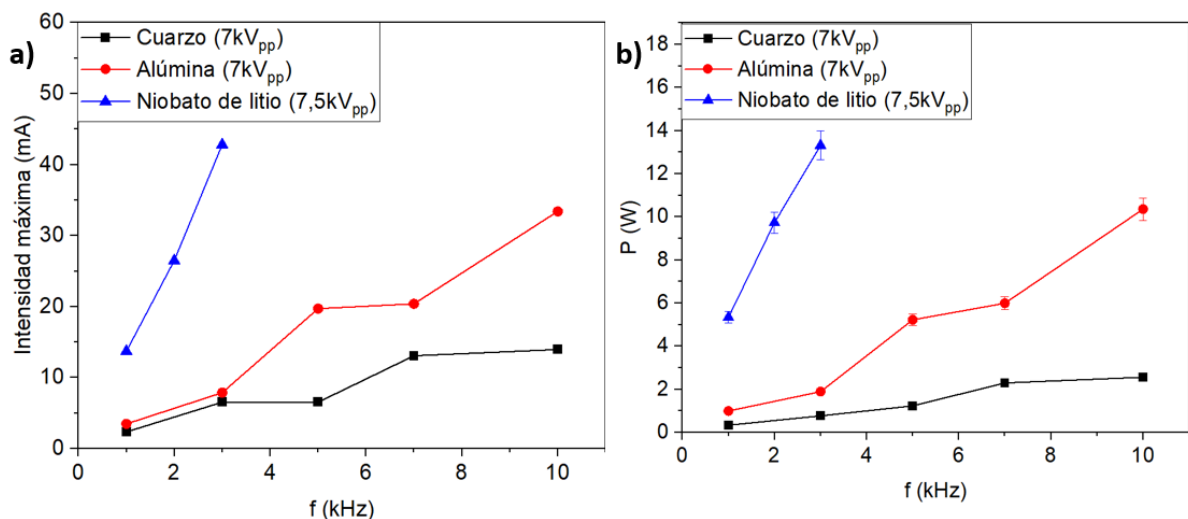


Figura 31. Para un voltaje fijo de $7kV_{pp}$ ($7,5kV_{pp}$ para el niobato de litio), comparación de intensidad máxima (a) y potencia consumida en un ciclo frente a la frecuencia (b) para el cuarzo, la alúmina y el niobato de litio.

4.1.4. Escalado del dispositivo

La figura 4 muestra que nuestro diseño del dispositivo de plasma tiene once líneas de cobre. Esta elección fue arbitraria y resulta de interés estudiar cómo se comportarían circuitos con diferente número de líneas de cobre para estudiar el escalado del sistema. Para ello, se han ido eliminando línea de cobre consecutivamente y, para cada caso, se ha realizado una caracterización eléctrica hasta llegar a una línea de cobre. Esta prueba se realizó para el caso del dispositivo construido con niobato de litio. Las condiciones de trabajo fueron una frecuencia de $f=1\text{kHz}$ y un voltaje pico-pico de $V_{pp}=4,7\text{kV}$. La figura 32 representa la dependencia de la intensidad máxima y de la potencia consumida con el número de líneas de cobre.

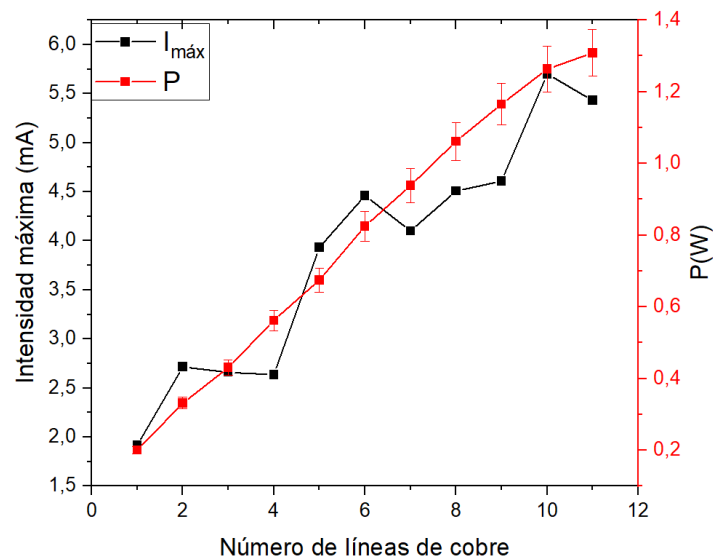


Figura 32. Intensidad máxima y potencia consumida frente al número de líneas de cobre para el niobato de litio en condiciones de frecuencia $f=1\text{kHz}$ y voltaje aplicado $V_{pp}=4,7\text{kV}$.

En la figura 32 se observa que tanto la intensidad máxima como la potencia consumida aumentan casi linealmente con el número de línea de cobre. Se desprende también que la potencia es un parámetro mejor para caracterizar los dispositivos de plasma que la intensidad máxima. Esto es debido a que la intensidad máxima alcanza valores muy variables por la naturaleza de las microdescargas y se obtienen valores poco precisos. La potencia aumenta linealmente con el número de línea de cobre en el rango estudiado y esto nos indica cómo se comportaría el escalado del circuito. Esta información es muy importante porque nos permite

determinar el tamaño máximo de circuito que podríamos encender con una fuente determinada conociendo la potencia máxima que la fuente puede suministrar.

4.1.5. Dependencia con la temperatura

Al encender un plasma el niobato de litio se producían cambios de temperatura considerables que podían llegar a romper la oblea. Por ese motivo hemos encendido el plasma y hemos medido cómo afecta la temperatura a las características eléctricas. Se trabajó a $f=1\text{kHz}$ y $V_{pp}=4,7\text{kV}$ porque para estas condiciones de trabajo la temperatura del cristal se estabilizaba sin llegar a romperlo. Con una temperatura inicial de 26°C , se encendió el plasma y se dejó hasta que la temperatura se estabilizó sobre 34°C . Para caracterizarlo se tomaron medidas eléctricas cada grado. La temperatura fue tomada con un pirómetro óptico (Fluke). La figura 33 muestra la dependencia de la intensidad máxima y de la potencia consumida con la temperatura para el caso del niobato de litio.

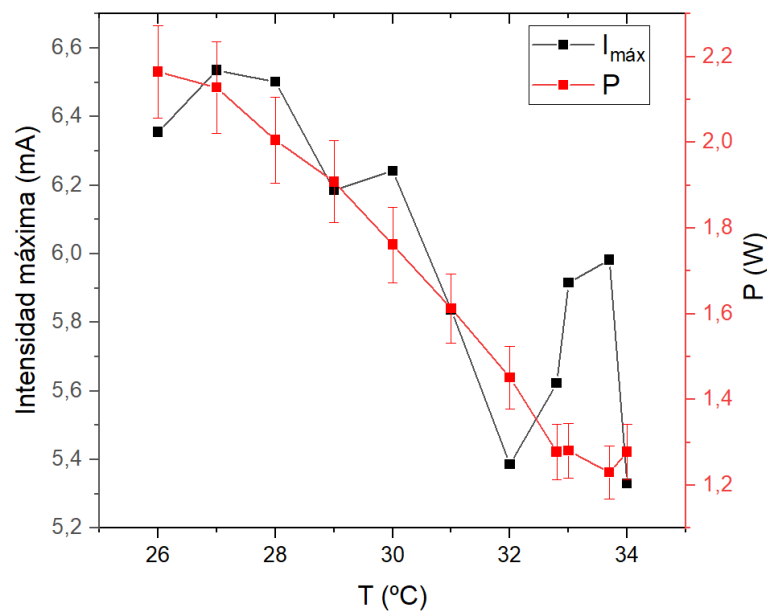


Figura 33. Intensidad máxima y potencia consumida en un ciclo frente a la temperatura para el niobato de litio en un rango de temperatura de 26°C a $34,5^{\circ}\text{C}$ para unas condiciones de frecuencia $f=1\text{kHz}$ y voltaje aplicado $V_{pp}=4,7\text{kV}$.

La figura 33 pone de manifiesto que tanto la intensidad máxima como la potencia disminuyen al aumentar la temperatura. Esto se debe a que el aumento de la temperatura provoca una mayor transferencia de energía desde los electrones a las especies neutras del aire, a través de colisiones elásticas. Las partículas neutras, así, actúan como sumideros de energía. Esto

conlleva la reducción de la corriente eléctrica recogida y de la potencia consumido en el plasma (32,33). Esto es un factor muy importante para tener en cuenta, pues todos los materiales con los que hemos trabajado mostraron un cierto aumento de temperatura. Así pues, la temperatura es un parámetro para tener en cuenta, que puede cambiar significativamente el desempeño de los dispositivos de plasma. Se observa también que la bajada es más clara en la potencia que en la intensidad, donde se dan discontinuidades debido a la aleatoriedad de las microdescargas.

4.2. Resultados espectroscópicos

Los plasmas a presión atmosférica están formados, principalmente, por electrones e iones. Los electrones adquieren suficiente energía cinética como para actuar sobre las partículas del aire. Esto provoca la ionización, excitación o vibración de moléculas del ambiente por colisiones con electrones energéticos. Para conocer las especies excitadas y su intensidad se utiliza la espectroscopía de emisión óptica (OES por sus siglas en inglés), la cual constituye un método no invasivo de diagnóstico de plasmas (34). La espectroscopía de emisión óptica es el método más usado para regiones del visible y ultravioleta (UV-vis) y da información acerca de la química del plasma.

El aire está compuesto, principalmente, de nitrógeno molecular, oxígeno, vapor de agua, hidrógeno molecular y dióxido de carbono. También contiene argón en una pequeña proporción. Al encender plasma, algunas de estas especies sufren transiciones electrónicas, vibraciones o ionizaciones, siendo la especie más reactiva el nitrógeno molecular. Un esquema de los niveles energéticos del nitrógeno molecular y del ion nitrógeno molecular se muestran en la figura 34 (35).

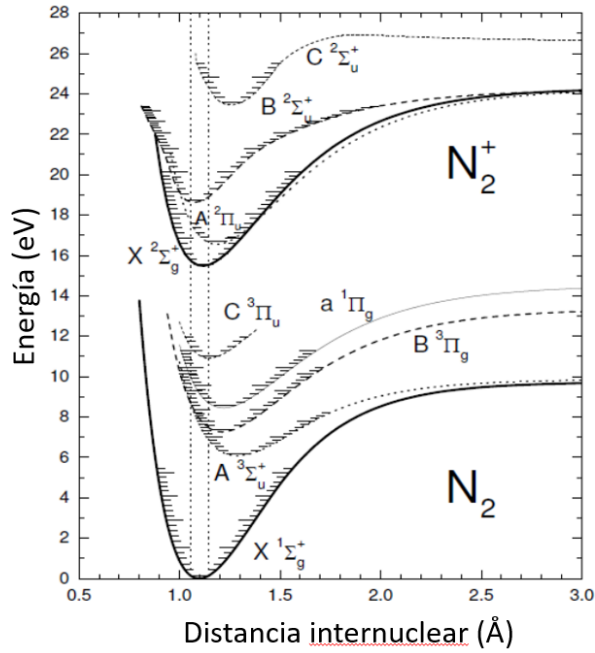


Figura 34. Esquema energético del nitrógeno molecular y de su ion molecular. Reproducida de la referencia (35).

El nitrógeno gaseoso (N_2) es una molécula diatómica homonuclear, en la que los orbitales atómicos pueden superponerse para dar lugar a orbitales moleculares. Los electrones de la molécula se acomodan en esos orbitales moleculares. Al recibir un aporte energético se dan transiciones electrónicas entre orbitales moleculares. Especialmente comunes en plasma a presión atmosférica son transiciones conocidas como segundo sistema positivo del nitrógeno entre los niveles B y C del nitrógeno molecular (36). Como transición se expresa de la siguiente manera:



Donde Π_u es un orbital molecular antisimétrico (del alemán *ungerade*) y Π_g es un orbital molecular simétrico (del alemán *gerade*). Además del segundo sistema positivo del nitrógeno, también es común el primer sistema negativo del N_2^+ y la aparición de OH^- procedente de las moléculas de vapor de agua. Según la energía de los electrones, se darán estas transiciones en mayor o menor intensidad.

En este trabajo se ha realizado medidas espectroscópicas para todos los voltajes y frecuencias estudiados para observar las especies formadas en el plasma en cada caso. Dado que todos los espectros obtenidos presentan una estructura similar, se analiza un caso paradigmático para identificar las especies formadas y posteriormente se analizan diversos casos variando el

voltaje y variando la frecuencia. Para el niobato de litio solo se midió su emisión óptica para la condición $f=1\text{kHz}$, $V_{pp}=4,7\text{kV}$ debido a que estas medidas tardan unos 15 minutos y queremos evitar que el cristal se rompiese.

4.2.1 Identificación de las especies

La figura 35 muestra el espectro de emisión óptica para el caso de la alúmina operado a una frecuencia de 3kHz y un voltaje de 10kV. Como puede observarse en la figura 35 (a), existe una gran cantidad de picos, por lo que para su estudio dividiremos el espectro en dos regiones diferentes: de 250nm a 450nm y de 600nm a 800nm. De esa forma podrán identificarse más fácilmente las especies.

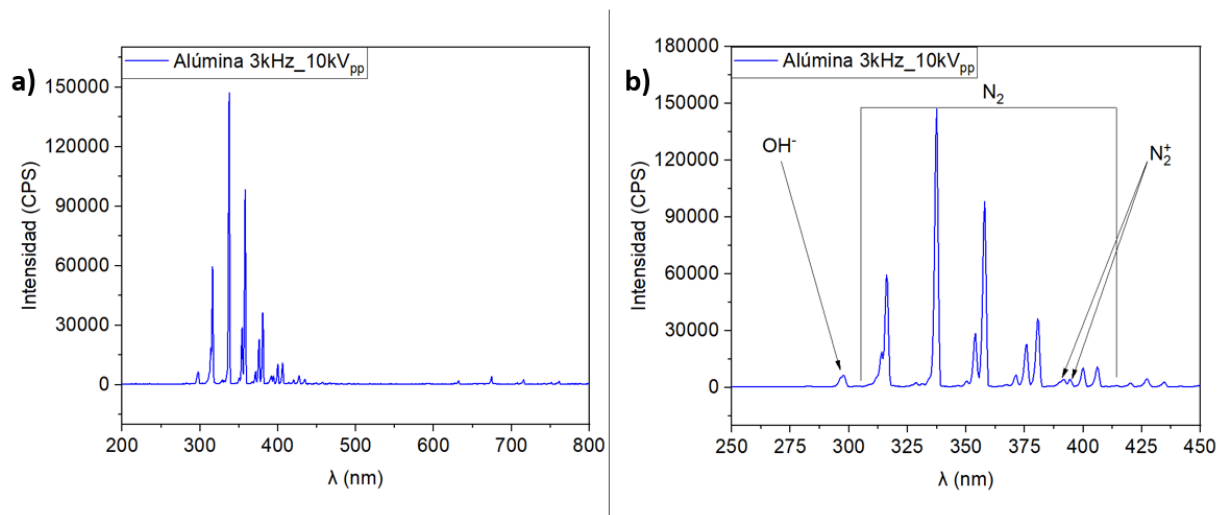


Figura 35. (a) Espectroscopía de emisión óptica para la alúmina para una frecuencia $f=1\text{kHz}$ y un voltaje aplicado $V_{pp}=10\text{kV}$; (b) Espectroscopía de emisión óptica para el caso de la alúmina, para una frecuencia $f=1\text{kHz}$, un voltaje aplicado $V_{pp}=10\text{kV}$.

En la figura 35 (b) se observa que hay una predominancia clara del segundo sistema positivo del nitrógeno molecular ($\lambda = \{314; 316; 337,5; 350; 358; 371; 375,5; 380,5; 400; 406\} \text{nm}$). El pico principal se encuentra en 337,5 nm. Se han excitado también la molécula de agua para dar OH^- ($\lambda = 298\text{nm}$) y se ha producido la ionización del nitrógeno molecular para dar N_2^+ ($\lambda = \{391; 394,5\} \text{nm}$, estando su pico principal en 391nm). La región que abarca desde 600nm hasta 800nm solo tiene picos pertenecientes, de nuevo, al segundo sistema positivo del nitrógeno, que aparecen debido a su segundo orden. Como vemos no aparecen líneas debido al oxígeno, argón ni dióxido de carbono. Estos compuestos aparecen en menor proporción en

el aire atmosférico, sin embargo, hemos de tener en cuenta la excitación preferencial de las moléculas en presencia de plasma, que ha sido reportada por diversos autores (37).

4.2.2 Dependencia con los parámetros de operación

Una vez identificadas las especies excitadas en el plasma, se pretende investigar la influencia del voltaje y la frecuencia sobre la emisión.

La figura 36 muestra el espectro de emisión óptica para la alúmina para los siguientes valores de operación: 1kHz-7kV; 1kHz-10kV; 7kHz-7kV; 7kHz-10kV y se analizarán los espectros obtenidos en detalle.

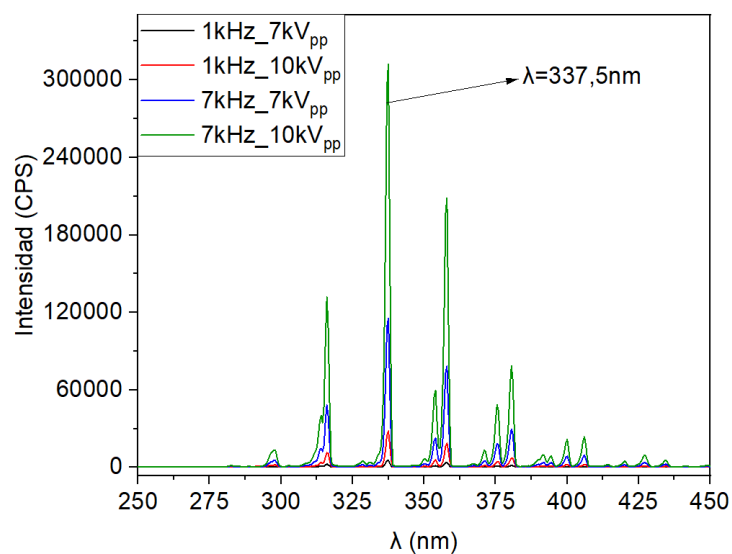


Figura 36. Espectroscopía de emisión óptica para la alúmina para los siguientes puntos de operación: $f=1\text{kHz}$, $V_{pp}=7\text{kV}$ (negro); $f=1\text{kHz}$, $V_{pp}=10\text{kV}$ (rojo); $f=7\text{kHz}$, $V_{pp}=7\text{kV}$ (azul); $f=7\text{kHz}$, $V_{pp}=10\text{kV}$ (verde).

En la figura 36 se observa cómo al aumentar tanto el voltaje como la frecuencia no existe una variación entre las proporciones de los picos que corresponden a las diferentes especies, sino simplemente un aumento/disminución que se corresponde con un aumento/disminución tanto de la frecuencia como del voltaje. Esto indica que al variar los parámetros operacionales (voltaje, frecuencia) no estamos modificando los mecanismos de excitación del plasma, únicamente variará la población de especies, es decir, tendremos más o menos moléculas excitadas, pero los mecanismos de reacción que llevan a dicha excitación serán exactamente los mismos.

Si tomamos el máximo de $\lambda = 337,5 \text{ nm}$ como punto de comparación y nos fijamos en dos máximos de voltaje constante (1kHz, 7kV; 7kHz, 7kV) observamos en la figura 39 que la diferencia entre ellos es bastante elevada. Si, por otro lado, tomamos dos puntos de frecuencia constante (1kHz, 7kV; 1kHz, 10kV), se observa que la diferencia entre ellos es mucho más reducida que en los puntos de voltaje constante. Tomando los valores de potencia consumida en cada caso, se tiene que para 1kHz, 7kV la potencia consumida en un ciclo es $P = 0,997W$; para 7kHz, 7kV la potencia es $P = 5,99W$. Por su parte, para 1kHz, 10kV la potencia consumida en un ciclo es $P = 2,81W$ y para 1kHz, 7kV la potencia consumida en un ciclo es $P = 0,997W$. Se observa que al mantener la frecuencia constante y variar el voltaje, la potencia varía 1,81W, mientras que mantener el voltaje constante y variar la frecuencia produce una variación de la potencia de 4,99W. Por tanto, el parámetro que más incidencia tiene es la frecuencia. Al aumentar la frecuencia aumentará más notablemente el número de electrones que interaccionan con las moléculas del gas produciendo su excitación/ionización.

La figura 37 es análoga a la figura 36 en el caso del cuarzo. En la figura 37 se observa que se mantiene la misma tendencia mostrada en la alúmina. El parámetro que más afecta es la frecuencia, cuyas variaciones conducen a grandes diferencias en el número máximo de cuentas por segundo. Durante la toma de datos en 7kHz_10kV_{pp} se encendió accidentalmente la luz del laboratorio, lo cual afectó a la medida. Esa es la explicación a los máximos extra que se observan en el espectro verde de la figura 37.

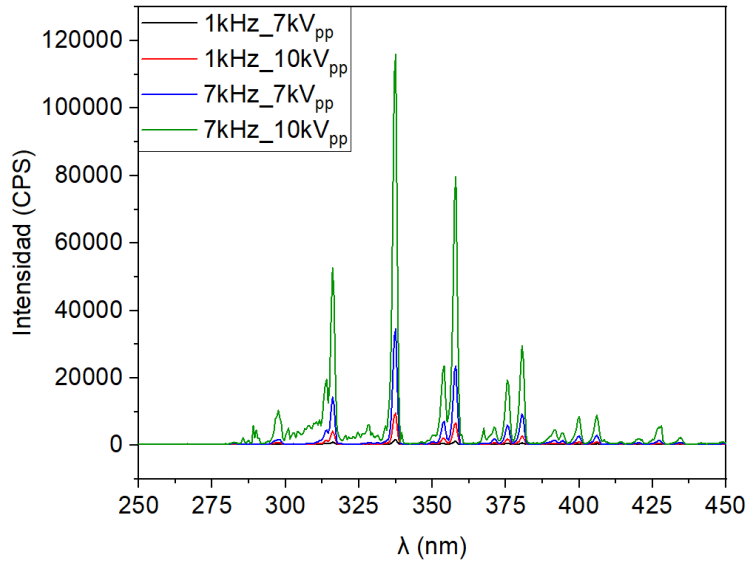


Figura 37. Espectroscopía de emisión óptica para cuarzo para las siguientes condiciones: $f=1\text{kHz}$, $V_{pp}=7\text{kV}$ (negro); $f=1\text{kHz}$, $V_{pp}=10\text{kV}$ (rojo); $f=7\text{kHz}$, $V_{pp}=7\text{kV}$ (azul); $f=7\text{kHz}$, $V_{pp}=10\text{kV}$ (verde).

Por último, la figura 38 muestra una comparativa para los tres materiales de barrera analizados. Se observa cómo el niobato de litio, a pesar de haber sido operado a 2,3kV menos que el cuarzo, da lugar a máximos más intensos. Si volvemos a comparar las potencias, tenemos que para la alúmina a 1kHz, 7kV la potencia consumida en un ciclo es $P = 0,997W$. Para el cuarzo a 1kHz, 7kV la potencia consumida en un ciclo es $P = 0,334W$. Por su parte, el niobato de litio a 1kHz y 4,7kV presenta una potencia consumida en un ciclo de $P = 1,172W$. Observando estas cantidades, se desprende que la potencia consumida para el niobato de litio es 0,838W mayor que en el caso del cuarzo, a pesar de que el cuarzo fue medida a 2,3kV por encima del niobato de litio. Esto habla de las prometedoras propiedades de los ferroeléctricos como materiales de barrera en dispositivos DBD: un menor voltaje nos proporciona una intensidad mayor que usando dieléctricos convencionales.

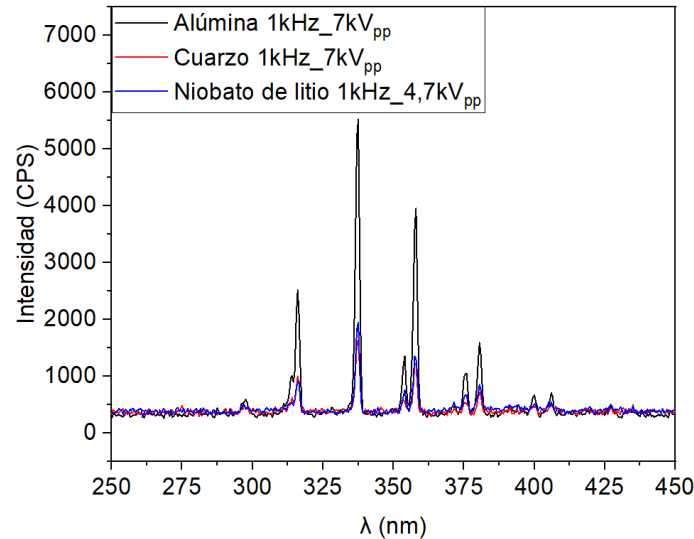


Figura 38. Espectroscopía de emisión óptica para cuarzo ($f=1\text{kHz}$, $V_{pp}=7\text{kV}$, rojo), alúmina ($f=1\text{kHz}$, $V_{pp}=7\text{kV}$, negro) y niobato de litio ($f=1\text{kHz}$, $V_{pp}=4,7\text{kV}$, azul) en sus valores más bajos de frecuencia y voltaje aplicado.

4.3 Actuador de plasma como sistema antihielo

Como se comentó en la sección 1.3, los actuadores de plasma se usan para convertir de flujo aerodinámico turbulento en flujo laminar a través de la acción del plasma sobre las partículas del aire. Como la implementación de estos dispositivos es en las alas de los aviones, se están estudiando sus posibilidades como sistema antihielo. La formación de hielo en las alas de los aviones causa aproximadamente el 12% de accidentes de avión, (18) siendo la escarcha (*rime ice*) y el hielo glaseado (*glaze ice*) los peligros principales. El hielo en los aviones aumenta la resistencia aerodinámica y reducen la sustentación del avión. Se ha demostrado en diversos estudios (15–18) que los actuadores de plasma también cumplen función antihielo, siendo un método carente de elementos mecánicos y con un consumo relativamente bajo de potencia (18).

En este trabajo hemos realizado un experimento cualitativo para determinar el desempeño de nuestros dispositivos como sistema antihielo. Para ello tomamos dos dispositivos de alúmina y uno de ellos no se conectó a la alimentación eléctrica para usarse como referencia. Seguidamente se colocaron cantidades similares de hielo sobre ambos y se alimentó el dispositivo con señal de frecuencia de 1kHz y un voltaje pico-pico de 7kV. Para seguir la descongelación, se tomaron fotografías cada 30 segundos hasta que el hielo en uno de los dispositivos se fundió totalmente. El resultado se muestra en la figura 39.

Se aprecia en todos los paneles de la figura 39 que el plasma no aparece en el dispositivo al que estamos suministrando la señal, sino que únicamente se produce el deshielo más rápido. La figura 39 (a) muestra el sistema en el instante inicial, por lo que ninguna de las cantidades de hielo se ha empezado a derretir. La figura 39 (b) muestra el sistema pasados 6 minutos y se observa que el hielo comienza a derretirse en ambos dispositivos, siendo más rápido en el dispositivo activado. Este mismo comportamiento se aprecia en la figura 39 (c). Finalmente, la figura 39 (d) muestra el hielo totalmente fundido en el dispositivo activado mientras que aún queda hielo en el de referencia, lo que indica que el dispositivo de plasma excitado acelera la descongelación del hielo. Esto se debe a que la descarga hace aumentar la temperatura en las regiones en contacto directo con el dispositivo, lo cual acelera la fusión del hielo (17). Además, el agua es una molécula polar por lo que se verá afectada por la señal eléctrica alterna y oscilará según la frecuencia que se le aplique al dispositivo. Esto provoca disipación de calor y una aceleración de la descongelación.

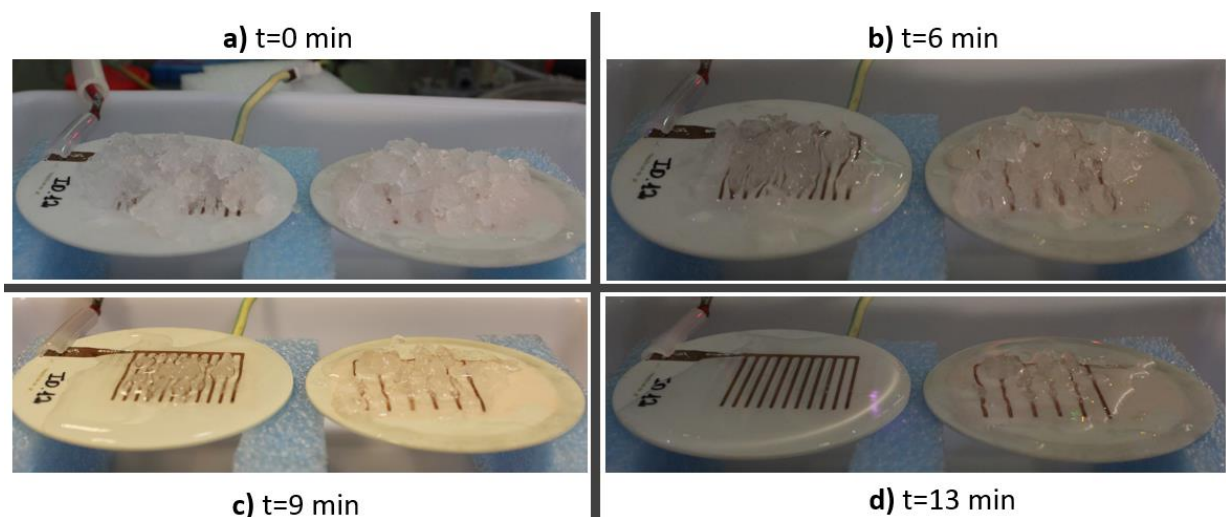


Figura 39. Distintas fases de descongelación del hielo pasados (a) 0 minutos, (b) 6 minutos, (c) 9 minutos, (d) 13 minutos. El dispositivo conectado a la fuente es el izquierdo y el derecho se mantiene sin conectar como referencia.

5. Resumen

En este trabajo se han diseñado y fabricado dispositivos de plasma con tres materiales dieléctricos diferentes. Los dispositivos constaron de un electrodo de cobre en forma de peine que se fabricaron con cinta adhesiva de cobre mediante una cortadora láser. De esta manera se consiguió tener los electrodos en forma de pegatina para poder transferirlos a cualquier material y superficie. Los tres materiales dieléctricos estudiados han sido cuarzo, alúmina y

niobato de litio. Se ha realizado una caracterización eléctrica a distintos voltajes y frecuencias, y una caracterización espectroscópica para los mismos casos. Se ha estudiado la dependencia de las microdescargas con el voltaje aplicado, la frecuencia, el material de barrera, el número de líneas de cobre del peine y la temperatura. Por otro lado, se ha hecho también un estudio espectroscópico mediante espectroscopía de emisión óptica para determinar las especies excitadas en el plasma. En este caso se ha estudiado la dependencia de los picos de emisión con la frecuencia, el voltaje y el material de barrera. Finalmente se ha comprobado la utilidad de los actuadores de plasma como sistema antihielo realizando un experimento cualitativo.

6. Conclusiones

El trabajo ha consistido en la fabricación y caracterización, tanto eléctrica como espectroscópica, de un actuador de plasma. Las conclusiones del presente trabajo son:

- Se ha fabricado un dispositivo en el que el plasma se extendía por toda la superficie del circuito, esto es, $16,4 \text{ cm}^2$.
- Se ha fabricado con éxito el peine en forma de pegatina que permite ser transferida a cualquier material y superficie.
- Versatilidad: Los diversos materiales usados de barrera dieléctrica o ferroeléctrica proporcionan valores distintos y diferenciados de potencias y de intensidades de corriente máximas. Por tanto, se pone de manifiesto la relevancia del material de barrera usado, ya que ayuda a cubrir rangos de actuación determinados cuando cambios en la frecuencia y el voltaje no son suficientes. Para unas mismas condiciones de frecuencia y voltaje, cada material tiene asociado una intensidad máxima y una potencia consumida característicos.
- Respecto a los parámetros eléctricos estudiados (la intensidad máxima y la potencia consumida en un ciclo), estos aumentan tanto con el voltaje pico a pico como con la frecuencia de operación.
- Los materiales de barrera dieléctrica (alúmina y cuarzo) y ferroeléctrica (niobato de litio) influyen determinantemente en las características eléctricas. Cuanto mayor es la permitividad dieléctrica del material, más elevadas son la intensidad máxima y la potencia consumida en un ciclo. Esto añade un grado de libertad además de la frecuencia y el voltaje aplicado. En particular, se ha observado que el niobato de litio

supera a los otros dos dieléctricos por su naturaleza ferroeléctrica, sujeta a más fenómenos de emisión de electrones.

- Los actuadores estudiados muestran un aumento de la intensidad máxima y de la potencia consumida al aumentar el número de líneas de cobre del electrodo en forma de peine. Esto muestra la tendencia eléctrica del circuito para un posible escalado industrial del dispositivo. Se observa un crecimiento lineal de la potencia con el número de líneas de cobre en el rango de 1 a 11 líneas.
- El aumento de la temperatura del niobato de litio provoca una reducción de los valores de la intensidad máxima y de la potencia consumida.
- La espectroscopía es muy similar en todos los casos, siendo la principal molécula excitada el nitrógeno. La intensidad de emisión varía según punto de operación y material de barrera. Se ha demostrado que la frecuencia influye más intensamente que el voltaje pico a pico, produciéndose en ambos casos un aumento de los máximos de intensidad. Por otro lado, el niobato de litio vuelve a mostrar altas intensidades para puntos de operación menores en alúmina y cuarzo.
- Se ha demostrado empíricamente que los actuadores de plasma son válidos como sistema anti-hielo.

7. Bibliografía

1. Fridman A, Kennedy LA. Plasma Physics and Engineering. 2005. 912 p.
2. Lieberman MA, Lichtenberg AJ. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. 2005. 794 p.
3. Hojnik N, Cvelbar U, Tavčar-Kalcher G, Walsh JL, Križaj I. Mycotoxin decontamination of food: Cold atmospheric pressure plasma versus “classic” decontamination. Toxins (Basel). 2017;9(5).
4. Francisco Jose Gordillo Vazquez. Los plasmas fríos. Investig Cienc. 2008;70–9.
5. Piel A. Plasma Physics: An Introduction to Laboratory, Space and Fusion Plasmas. Springer; 2017.
6. Bruggeman PJ, Iza F, Brandenburg R. Foundations of atmospheric pressure non-equilibrium plasmas. Plasma Sources Sci Technol. 2017;26(12).

7. Sakudo A, Yagyu Y, Onodera T. Disinfection and sterilization using plasma technology: Fundamentals and future perspectives for biological applications. *Int J Mol Sci*. 2019;20(20).
8. Floran Peeters and Tom Butterworth. Electrical Diagnostics of Dielectric Barrier Discharges. *Intech* [Internet]. 2018;32:137–44. Available from: <http://www.intechopen.com/books/trends-in-telecommunications-technologies/gps-total-electron-content-tec-prediction-at-ionosphere-layer-over-the-equatorial-region%0AInTec>
9. Brandenburg R. Corrigendum: Dielectric barrier discharges: progress on plasma sources and on the understanding of regimes and single filaments (*Plasma Sources Science and Technology* (2017) 26 (053001) DOI: 10.1088/1361-6595/aa6426). *Plasma Sources Sci Technol*. 2018;27(7).
10. Homola T, Matoušek J, Kormunda M, Wu LYL, Černák M. Plasma treatment of glass surfaces using diffuse coplanar surface barrier discharge in ambient air. *Plasma Chem Plasma Process*. 2013;33(5):881–94.
11. Gómez-Ramírez A, Cotrino J, Lambert RM, González-Elipse AR. Efficient synthesis of ammonia from N₂ and H₂ alone in a ferroelectric packed-bed DBD reactor. *Plasma Sources Sci Technol*. 2015;24(6).
12. Singh KP, Roy S. Modeling plasma actuators with air chemistry for effective flow control. *J Appl Phys*. 2007;101(12).
13. Omidi J, Mazaheri K. Micro-plasma actuator mechanisms in interaction with fluid flow for wind energy applications: Physical parameters. *Phys Fluids* [Internet]. 2020;32(7). Available from: <https://doi.org/10.1063/5.0011884>
14. Corke TC, Enloe CL, Wilkinson SP. Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control. *Annu Rev Fluid Mech*. 2010;42:505–29.
15. Wei B, Wu Y, Liang H, Zhu Y, Chen J, Zhao G, et al. SDBD based plasma anti-icing: A stream-wise plasma heat knife configuration and criteria energy analysis. *Int J Heat Mass Transf* [Internet]. 2019;138:163–72. Available from: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.04.051>

16. Cai J, Tian Y, Meng X, Han X, Zhang D, Hu H. An experimental study of icing control using DBD plasma actuator. *Exp Fluids*. 2017;58(8):1–7.
17. TIAN Y, ZHANG Z, CAI J, YANG L, KANG L. Experimental study of an anti-icing method over an airfoil based on pulsed dielectric barrier discharge plasma. *Chinese J Aeronaut* [Internet]. 2018;31(7):1449–60. Available from: <https://doi.org/10.1016/j.cja.2018.05.008>
18. Chen J, Liang H, Wu Y, Wei B, Zhao G, Tian M, et al. Experimental study on anti-icing performance of NS-DBD plasma actuator. *Appl Sci*. 2018;8(10).
19. Jiang J, He X, Li L, Li J, Shao H, Xu Q, et al. Effect of cold plasma treatment on seed germination and growth of wheat. *Plasma Sci Technol*. 2014;16(1):54–8.
20. Nishime TMC, Wannicke N, Horn S, Weltmann KD, Brust H. A coaxial dielectric barrier discharge reactor for treatment of winter wheat seeds. *Appl Sci*. 2020;10(20):1–19.
21. Johnson MJ, Go DB. Ferroelectric crystals for the low-voltage operation of surface dielectric barrier discharges. *Appl Phys Lett* [Internet]. 2014;105(26). Available from: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4905204>
22. Rosenman G, Shur D, Krasik YE, Dunaevsky A. Electron emission from ferroelectrics. *J Appl Phys*. 2000;88(11):6109–61.
23. Becherer J. Electron emission from ferroelectric thin films. 2012;6109(2000):6109.
24. Korenyugin DG, Martsinovsky AM, Orlov KE. Field electron emission from cathode as a possible factor in the transition from a streamer to spark discharge channel. *Tech Phys Lett*. 2009;35(10):944–7.
25. Gómez-Ramírez A, Montoro-Damas A, Rodríguez MA, González-Elipe A, Cotrino J. Improving the pollutant removal efficiency of packed-bed plasma reactors incorporating ferroelectric components. *Chem Eng J*. 2017;314:311–9.
26. Erfani R, Zare-Behtash H, Kontis K. Plasma actuator: Influence of dielectric surface temperature. *Exp Therm Fluid Sci* [Internet]. 2012;42:258–64. Available from: <http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2012.04.023>
27. Johnstone AH. *CRC Handbook of Chemistry and Physics-69th Edition* Editor in Chief R.

- C. Weast, CRC Press Inc., Boca Raton, Florida, 1988, pp. 2400, price £57.50. ISBN 0-8493-0369-5. *J Chem Technol Biotechnol.* 2007;50(2):294–5.
28. Benedek G, Boscolo I, Handerek J, Riege H. Electron emission from ferroelectric/antiferroelectric cathodes excited by short high-voltage pulses. *J Appl Phys.* 1997;81(3):1396–403.
 29. Kriegseis J, Möller B, Grundmann S, Tropea C. Capacitance and power consumption quantification of dielectric barrier discharge (DBD) plasma actuators. *J Electrostat* [Internet]. 2011;69(4):302–12. Available from: <http://dx.doi.org/10.1016/j.elstat.2011.04.007>
 30. Rodrigues F, Pascoa J, Trancossi M. Heat generation mechanisms of DBD plasma actuators. *Exp Therm Fluid Sci* [Internet]. 2018;90(September 2017):55–65. Available from: <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.09.005>
 31. Riege H. Electron emission from ferroelectrics - a review. *Nucl Inst Methods Phys Res A.* 1994;340(1):80–9.
 32. Durocher-Jean A, Delnour N, Stafford L. Influence of N₂, O₂, and H₂ admixtures on the electron power balance and neutral gas heating in microwave Ar plasmas at atmospheric pressure. *J Phys D Appl Phys.* 2019;52(47).
 33. Jidenko N, Bourgeois E, Borra JP. Temperature profiles in filamentary dielectric barrier discharges at atmospheric pressure. *J Phys D Appl Phys.* 2010;43(29).
 34. Machala Z, Janda M, Hensel K, Jedlovský I, Leštinská L, Foltin V, et al. Emission spectroscopy of atmospheric pressure plasmas for bio-medical and environmental applications. *J Mol Spectrosc.* 2007;243(2):194–201.
 35. Mestrom D. Vibrational excitation in a nitrogen plasma, generated by a dielectric-barrier discharge exploring the possibilities of optical emission spectroscopy and current-voltage measurements. Master Thesis. 2013;
 36. Zhang QY, Shi DQ, Xu W, Miao CY, Ma CY, Ren CS, et al. Determination of vibrational and rotational temperatures in highly constricted nitrogen plasmas by fitting the second positive system of N₂ molecules. *AIP Adv.* 2015;5(5).

37. Xu S, Whitehead JC, Martin PA. CO₂ conversion in a non-thermal, barium titanate packed bed plasma reactor: The effect of dilution by Ar and N₂. Chem Eng J [Internet]. 2017;327:764–73. Available from: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cej.2017.06.090>