



UNIVERSIDAD TECNOLÓGICA NACIONAL
Facultad Regional Venado Tuerto
Departamento de Ingeniería Electromecánica

PROYECTO FINAL N° 31

**DESARROLLO DE UNA DIAGNÓSTICA REFRACTIVA PARA EL
ESTUDIO DE PLASMAS NO-TÉRMICOS DE ALTA PRESIÓN**

CEJAS, Ezequiel

Docentes:

Ing. ALI, Daniel
Ing. FERREYRA, Daniel

Venado Tuerto, 9 de Marzo de 2017

Este Proyecto Final consiste en la interpretación de los resultados obtenidos en la aplicación de una técnica refractiva para el estudio de plasmas no-térmicos de alta presión aplicada a un jet de plasma no-térmico, en un sistema de descarga (50 Hz) y a una presión de 10 Torr. El jet fue operado en régimen turbulento con un flujo de plasma de 100 A/cm² (diámetro de la tubería de 13800). Se utilizó oxígeno como gas de plasma. El uso experimental consistió en un sistema óptico con espejos parabólicos de haz paralelo. La técnica permitió medir los promedios de temperatura de los electrones en el jet de plasma por medio del procesamiento de imágenes. En la interpretación de resultados se consideró la penetración de los electrones en el plasma debido a la difusión turbulenta. La técnica permitió también estudiar el efecto de ajustar el parámetro de sensibilidad de modo que la fracción de oxígeno en la salida de la tubería sea igual a la unidad. Los perfiles radiales del contraste con la descarga apagada resultaron ser bastante simétricos en todo el flujo de salida, pero con la descarga encendida se evidenciaron fuertes desviaciones de la simetría en el campo cercano. La temperatura del gas en el jet de plasma resultó relativamente alta, con una elevación máxima de ~ 55 K respecto de la temperatura ambiente; como puede esperarse debido a que el jet fue operado con un gas molecular. La incertidumbre en la medición de la temperatura resultó dentro de los límites esperados para este tipo de mediciones. La temperatura del gas de ~ 5 K, sugiere que no se produjo ningún tipo de calentamiento rápido del gas (con una tasa de calentamiento de ~ 0,3 K/μs).

DESARROLLO DE UNA DIAGNOSTICA REFRACTICA PARA EL ESTUDIO DE PLASMAS NO-TERMICOS DE ALTA PRESION

Este Proyecto fue realizado en el Laboratorio del Grupo de Descargas Eléctricas (GDE) de la FRVT, que tiene amplia experiencia en el desarrollo y montaje de diversas diagnósticas en plasmas (http://www.frvt.utn.edu.ar/Grupo_Descargas_Electricas.htm) y facilitó el equipamiento necesario para llevar a cabo el mencionado Proyecto.

Universidad Tecnológica Nacional – República Argentina

Rector: *Ing. Héctor Carlos Broto.*

Vicerrector: *Ing. Pablo Andrés Rosso.*

Facultad Regional Venado Tuerto

Decano: *Ing. Jorge Fernando Amigo*

Vicedecano: *Ing. Jorge Anibal Rena*

Departamento de Ingeniería Electromecánica

Director: *Ing. Gustavo Omar Clerici*

Secretario: *Ing. Fernando Atilio Luciani*

DESARROLLO DE UNA DIAGNÓSTICA REFRACTIVA PARA
EL ESTUDIO DE PLASMAS NO-TÉRMICOS DE ALTA
PRESIÓN

RESUMEN

Este Proyecto Final consiste en la interpretación cuantitativa de la técnica schlieren aplicada a un jet de plasma no-térmico, cuasi-estacionario (50 Hz), y a presión atmosférica. El jet fue operado en régimen turbulento con un número de Reynolds (basado en el diámetro de la tobera) de 13800. Se utilizó oxígeno puro como gas de trabajo. El arreglo experimental usado consistió en un sistema óptico con espejos parabólicos de haz paralelo. La técnica permitió medir los promedios temporales de la temperatura del gas en el jet de plasma por medio del procesamiento de las imágenes digitales schlieren. En la interpretación de resultados se consideró la penetración del aire ambiente en el jet de plasma debido a la difusión turbulenta. La calibración del sistema óptico se obtuvo ajustando el parámetro de sensibilidad de modo que la fracción de oxígeno en la salida de la tobera sea igual a la unidad. Los perfiles radiales del contraste con la descarga apagada resultaron ser bastante simétricos en todo el flujo de salida, pero con la descarga encendida se evidenciaron fuertes desviaciones de la simetría en el campo cercano. La temperatura del gas en el jet de plasma resultó relativamente alta, con una elevación máxima de ~ 55 K respecto de la temperatura ambiente; como puede esperarse debido a que el jet fue operado con un gas molecular. La incertidumbre en la medición de la temperatura resultó dentro de ~ 6 K, principalmente asociada a errores en el procedimiento de inversión. Los resultados mostraron que entre 0 y 5 mm desde la salida de la tobera se produce un aumento en la temperatura del gas de ~ 8 K; sugiriendo que en el campo cercano existe todavía algún tipo de calentamiento rápido del gas (con una velocidad de $\sim 0,3$ K/ μ s).

Este Proyecto fue realizado en el Laboratorio del Grupo de Descargas Eléctricas (GDE) de la FRVT, que tiene amplia experiencia en el desarrollo y montaje de diversas diagnósticas en plasmas (http://www.frvt.utn.edu.ar/Grupo_Descargas_Electricas.utn) y facilitó el equipamiento necesario para llevar a cabo el mencionado Proyecto.

*"La industrialización del país es imprescindible e impostergable
como factor de equilibrio económico social"*

Gral. Ing. Manuel N. Savio

*"Queremos [...], que la ciencia y la cultura sean del pueblo y que el pueblo
este formado por hombres que amen a los hombres y no que preparen su
destrucción o desgracia"*

Juan Domingo Perón (fragmento discurso inaugural U.O.N – 8/10/1952)

A Eugenia, mi compañera de vida

***Por una Universidad pública, gratuita, sin
condicionamientos y al servicio del pueblo ...***

AGRADECIMIENTOS

A la Universidad Tecnológica Nacional en general, y a la Facultad Regional Tucumán en particular, por los años de formación técnica, científica, tecnológica y cultural.

A los integrantes del Grupo de Descargas Eléctricas, en especial, al Dr. Leonardo Prevosto, por ser la guía, profesional y académica, durante el montaje de los experimentos; y al Ing. Juan Camilo Chiamorra, por la invaluable ayuda en todo momento.

A mis padres, Sergio y Analía

A mis hermanos, Rebeca y Máximo

A la memoria de Héctor, mi abuelo

A Eugenia, mi compañera de vida

A mis padres, por el enorme esfuerzo, apoyo incondicional y ayuda en todo momento.

A mis hermanos, quienes, a pesar de la distancia, han estado siempre presentes.

A Eugenia, por su amor, quien me acompaña todos los días de mi vida, quien ha sido muy importante al momento de escucharme, enseñarme y guiarme, por su paciencia, su ser y sus convicciones, y, a quien admiro por su esfuerzo personal y su amor por la Historia.

A Pablo y Verónica, por la amistad y el compañerismo, con quien a través de estos años hemos compartido un sinnúmero de recuerdos, momentos y hechos, en pos de la consolidación de una identidad político-cultural, que glorifica el sentir de que la "Patria es el Otro".

A Emiliano y Matías, por su amistad y por la invaluable ayuda, y por convertirse en un proyecto de vivencias que nunca olvidaré.

Al Dr. Gerardo Fischfeld, por el conocimiento transferido sobre el montaje y calibración de la técnica Schlieren y la predisposición a visitar nuestras instalaciones para la concreción de este fin.

Al Consejo Interuniversitario Nacional (CIN) por el programa de Becas Estimulo a las Vocaciones Científicas (BEVC) del cual formo parte.

A la Comisión Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), por cuanto el tema del presente trabajo se encuentra financiado por medio de Proyectos de Investigación Plurianuales (PIP).

A todos y cada uno de mis compañeros de facultad, docentes y no-docentes que fueron parte de este proceso.

AGRADECIMIENTOS

A la Universidad Tecnológica Nacional en general, y a la Facultad Regional Venado Tuerto en particular, por los años de formación técnica, científica, tecnológica y cultural.

A los integrantes del Grupo de Descargas Eléctricas, en especial, al Dr. Leandro Prevosto; por ser la guía, profesional y académica, durante todos estos años de trabajo, y al Ing. Juan Camilo Chamorro; por la invaluable colaboración y apoyo durante el montaje de los experimentos y el procesamiento de datos.

A mis padres, por el enorme esfuerzo, apoyo incondicional, consejos, comprensión, amor y ayuda en todo momento.

A mis hermanos, quienes, a pesar de la distancia, han estado siempre presentes.

A Eugenia, por su amor, quien me acompaña todos los días de mi vida, quien ha sido muy importante al momento de escucharme, enseñarme y guiarme, por su paciencia, su ser y sus convicciones, y, a quien admiro por su esfuerzo personal y su amor por la Historia.

A Pablo y Verónica, por la amistad y el compañerismo, con quien a través de estos años hemos compartido un sinfín de recuerdos, momentos y luchas, en pos de la consolidación de una identidad político-cultural, que afiance el sentir de que la "Patria es el Otro".

A Emiliano y Matías, por su amistad y por la invaluable ayuda, y por convertirse en un trayecto de vivencias que nunca olvidaré.

Al Dr. Gerardo Fischfeld, por el conocimiento transferido sobre el montaje y calibración de la técnica Schlieren y la predisposición a visitar nuestras instalaciones para la concreción de este fin.

Al Consejo Interuniversitario Nacional (CIN) por el programa de Becas, Estímulo a las Vocaciones Científicas (EVC) del cual forme parte.

A la Comisión Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), por cuanto el tema del presente trabajo se encuentra financiado por medio de Proyectos de Investigación Plurianuales (PIP)

A todos y cada uno de mis compañeros de facultad, docentes y no-docentes que fueron parte de este proceso.

LISTA DE FIGURAS

FIG. 3.21 – Esquema eléctrico de medición de parámetros.....	52
FIG. 3.22 – Sonda P5015A para mediciones en alta tensión.....	53
FIG. 1.1 –Estados de la materia.....	1
FIG. 1.1 –Plasma Térmico: corte por plasma.....	2
FIG. 1.2 –Plasma no-térmico: control bacteriano de alimentos.....	2
FIG. 1.4 – Régimen de descarga Glow.....	4
FIG. 1.5 – Regiones características de la descarga Glow.....	5
FIG. 1.6 – Configuraciones clásicas de la descarga DBD.....	6
FIG. 1.7 – Generador industrial de ozono para tratamiento de aguas.....	7
FIG. 1.8 – Tratamiento de úlcera venosa trófica por medio PNT.....	9
FIG. 1.9 – Configuración típica de Schlieren con 2 lentes.....	10
FIG. 1.10 – Fotografía Schlieren de una bala supersónica.....	10
FIG. 1.11 – Representación de la técnica Shadow.....	12
FIG. 1.12 – Reentrada de la capsula del Proyecto Mercury a Mach 3,28 y ángulo de ataque de 2,24°.....	12
FIG. 4.6 – Fracción molar de oxígeno molecular.....	68
FIG. 4.7 – Fracción molar de oxígeno molecular.....	68
FIG. 2.1 – Diagrama de una refracción elemental debido al gradiente $\partial n/\partial y$	24
FIG. 2.2 – Sistema schlieren de dos lentes.....	26
FIG. 2.3 – Sistema schlieren con lentes y fuente de iluminación extendida.....	26
FIG. 2.4 – Arreglo schlieren en Z.....	27
FIG. 2.5 – Diagrama del plano del knife-edge.....	28
FIG. 2.6 – Desplazamiento angular respecto del knife-edge.....	29
FIG. 2.6 – Aberración comática.....	32
FIG. 2.7 – Diagrama de la configuración Z para el tratamiento de aberración comática.....	33
FIG. 2.8 – Aberración astigmatismo.....	34
FIG. 2.9 – Aberración cromática axial en lentes.....	34
FIG. 2.10 – Aberración esférica.....	35
FIG. 3.1 – Jet de plasma no-térmico.....	38
FIG. 3.2 – Formación de imágenes en lentes delgadas.....	39
FIG. 3.3–Implicancias de la posición del knife-edge.....	41
FIG. 3.4 – Resolución y sensibilidad vs % de corte.....	41
FIG. 3.5 – Arreglo óptico empleado.....	43
FIG. 3.6 – Led monocromático coaxial de alto brillo.....	44
FIG. 3.7 – Eficiencia del disco difusor según la longitud de onda de la fuente empleada.....	44
FIG. 3.8 – Función del pinhole.....	45
FIG. 3.9 – Pinhole con apertura de 1 mm.....	46
FIG. 3.10 – Reflexión en espejos primera cara.....	46
FIG. 3.11 – Reflexión en espejos segunda cara.....	46
FIG. 3.12 – Dimensiones del espejo parabólico.....	47
FIG. 3.13 – Guía de selección del recubrimiento del espejo.....	47
FIG. 3.14 – Montaje óptico de los espejos parabólicos.....	48
FIG. 3.15 – Característica CWL y FWHM de un filtro.....	49
FIG. 3.16 – Sistema de montaje de Knife-edge.....	50
FIG. 3.17 – Dimensiones del tornillo de precisión.....	50
FIG. 3.18 – Cámara CCD monocromática.....	51
FIG. 3.19 – Riel óptico.....	51
FIG. 3.20 – Montura tipo barra.....	51

FIG. 3.21 – Esquema eléctrico de alimentación de la descarga y medición de parámetros.....	52
FIG. 3.22 – Sonda P6015A para mediciones en alta tensión.	53
FIG. 3.23 – Osciloscopio digital de 4 canales TDS 2004C.....	53
FIG. 3.24 – Transformador de alta tensión.....	54
FIG 3.25 – Variac monofásico	54
FIG 4.1 – Señales de tensión y corriente del jet en operación.....	57
FIG. 4.2 – Iluminación de la imagen en función de la posición de knife-edge.....	63
FIG. 4.3 – Perfiles radiales de contraste del gas.....	63
FIG. 4.4 – Perfiles de contraste para el plasma.	64
FIG. 4.5.1 – Contraste de imagen de Schlieren para flujo de gas oxígeno de 10 NI min ⁻¹ sin descarga	66
FIG. 4.5.2 - Contraste de imagen de Schlieren para flujo de gas oxígeno de 10 NI min ⁻¹ con descarga	66
FIG. 4.6 – Pasos para el tratamiento de imágenes y obtención del contraste.....	67
FIG. 4.7 – Fracción molar de oxígeno molecular.....	68
FIG. 4.8 – Temperatura del plasma según referido al radio y a la distancia axial.	69
FIG. 4.9 – Temperatura y fracción molar oxígeno respecto de la distancia axial	69
1.4.6. Descargas por microondas	7
1.4.7. Descargas a presión atmosférica	7
1.5. Aplicaciones tecnológicas de los plasmas no-térmicos.....	8
1.5.1. Generación industrial de ozono	8
1.5.2. Descontaminación de corrientes de gases	9
1.5.3. Tratamientos superficiales	9
1.5.4. Aplicaciones médicas	9
1.6. Diagnósticas ópticas	10
1.6.1. Interferometría	10
1.6.2. Fotografía Schlieren	11
1.6.3. Shadowgraph	12
1.7. Objetivos del Proyecto Final.....	13
1.7.1. Objetivos general.....	13
1.7.2. Objetivos específicos.....	14
1.7.2.1. Generación de plasma no-térmico	14
1.7.2.1. Sistema (arreglo) experimental	14
1.7.2.2. Diagnóstico del plasma	14
1.7.2.3. Difusión de resultados.....	14
1.8. Enfoque del Proyecto Final.....	14
Referencias	15
CAPITULO 2	
<i>Diagnóstica Schlieren</i>	20
2.1. El índice de refracción en gases y plasmas	20
2.2. Deflexión de un haz de luz en medios inhomogéneos.....	23
2.3. Sistema de visualización Schlieren	25
2.3.1. Sistema de dos lentes con fuente puntual y fuente extendida	25
2.3.2. Sistema de dos espejos o configuración Z.....	26

INDICE GENERAL

2.4. Objeto Schlieren	27
2.3. La distribución de iluminación en el "K-mis-edge"	27
2.6. Medición Schlieren: Contraste y sensibilidad	29
2.7. Instrumentación	31
CAPITULO 1	32
<i>Introducción</i>	2
1.1. Definición de plasma	2
1.2. Clasificación del plasma	3
1.3. Parámetros característicos de los plasmas	4
1.3.1. Grado de ionización	4
1.3.2. Frecuencia del plasma	4
1.4. Generación de plasmas no-térmicos	4
1.4.1. Plasmas de baja presión	5
1.4.2. Descargas Glow	5
1.4.3. Descargas de Radio Frecuencia	6
1.4.4. Descargas acopladas: inductivas y capacitivas	6
1.4.5. Descargas de Barrera Dieléctrica	6
1.4.6. Descargas por microondas	7
1.4.7. Descargas a presión atmosférica	7
1.5. Aplicaciones tecnológicas de los plasmas no-térmicos	8
1.5.1. Generación industrial de ozono	8
1.5.2. Descontaminación de corrientes de gases	9
1.5.3. Tratamientos superficiales	9
1.5.4. Aplicaciones médicas	9
1.6. Diagnósticas ópticas	10
1.6.1. Interferometría	10
1.6.2. Fotografía Schlieren	11
1.6.3. Shadowgraph	12
1.7. Objetivos del Proyecto Final	13
1.7.1. Objetivos general	13
1.7.2. Objetivos específicos	14
1.7.2.1. Generación de plasma no-térmico	14
1.7.2.1. Sistema (arreglo) experimental	14
1.7.2.2. Diagnóstico del plasma	14
1.7.2.3. Difusión de resultados	14
1.8. Enfoque del Proyecto Final	14
Referencias	16
CAPITULO 2	51
<i>Diagnostica Schlieren</i>	20
2.1. El índice de refracción en gases y plasmas	20
2.2. Deflexión de un haz de luz en medios inhomogéneos	23
2.3. Sistema de visualización Schlieren	25
2.3.1. Sistema de dos lentes con fuente puntual y fuente extendida	25
2.3.2. Sistema de dos espejos o configuración Z	26

2.4. Objeto schlieren.....	27
2.5. La distribución de iluminación en el “Knife-edge”.....	27
2.6. Medición Schlieren. Contraste y sensibilidad.....	29
2.7. Limitaciones.....	31
2.8. Aberraciones ópticas.....	32
2.8.1. Comática o coma.....	32
2.8.2. Astigmatismo.....	33
2.8.3. Cromática.....	34
2.8.4. Esférica.....	34
Referencias.....	36
CAPITULO 3	
Arreglo experimental.....	38
ANEXO A.1 – Propagación de ondas en plasmas	
3.1. Descripción del jet de plasma.....	38
3.3. Formación de imágenes en arreglos ópticos.....	38
3.4. Descripción del montaje del sistema ópticos.....	39
3.4.1. Solución de problemas.....	42
3.4.1.1. Alineación.....	42
3.4.1.2. Enfoque.....	42
3.5. Elementos utilizados en el montaje.....	42
3.5.1. Fuente de iluminación.....	42
3.5.2. Disco difusor.....	43
3.5.3. Lente de enfoque (best form).....	45
3.5.4. Pinhole.....	45
3.5.5. Espejos parabólicos.....	46
3.5.6. Monturas de espejos.....	47
3.5.7. Filtro Bandpass.....	48
3.5.7.1. Terminología.....	48
3.5.7.1.1. Longitud de onda central.....	48
3.5.7.1.2. Ancho de banda.....	48
3.5.7.2. Tipos de filtros.....	49
3.5.7.2.1. Filtro de ancho de banda.....	49
3.5.7.2.2. Filtro longpass.....	49
3.5.7.2.3. Filtro shortpass.....	49
3.5.7.2.4. Otros tipos de filtros.....	49
3.5.7.3. Filtro empleado en la diagnostica.....	49
3.5.8. Sistema del Knife-edge.....	50
3.5.9. Cámara para adquisición de imágenes.....	50
3.5.10. Monturas ópticas.....	51
3.6. Descripción del sistema eléctrico de alimentación.....	52
3.6.1. Sonda pasiva HV.....	52
3.6.2. Osciloscopio digital.....	53
3.6.3. Transformador monofásico.....	53
3.6.4. Variac monofásico.....	54
3.7. Descripción del sistema de alimentación de gas.....	54
Referencias.....	55

CAPITULO 4

<i>Análisis y Discusión de Resultados</i>	57
4.1. Características de la descarga	57
4.2. Medición de potencia.....	57
4.3. Índice de refracción del jet de plasma	58
4.4. Resultados.....	68
Referencias	71

CAPITULO 5

<i>Conclusiones</i>	73
---------------------------	----

ANEXO A.1 – Propagación de ondas en plasmas

ANEXO A.2 – Planos mecánicos

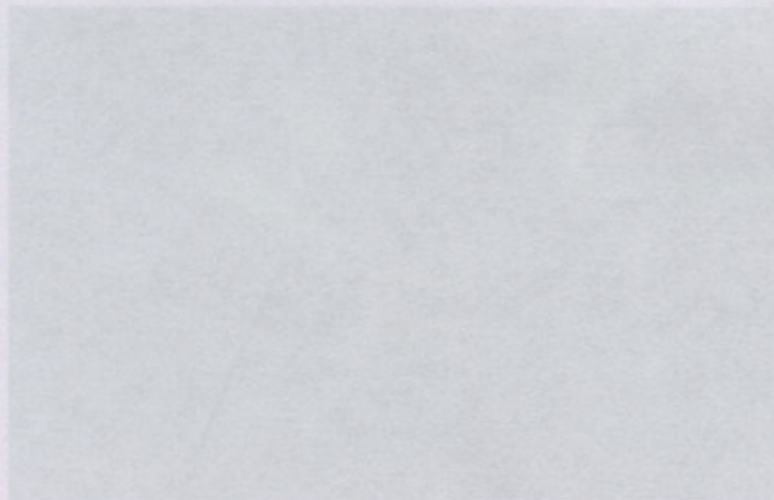
ANEXO A.3 – Plano eléctrico

ANEXO A.4 – Plano de circuito de gas

ANEXO A.5 - Datos técnicos de instrumentos

ANEXO A.6 – BOLSIG+

ANEXO A.7 – Publicaciones



Aurora borealis

CAPITULO 1

Introducción

Definición de Plasma

El término Plasma fue introducido por Irving Langmuir en 1928, premio Nobel y pionero en el estudio científico de los gases ionizados. Este término apareció por primera vez en su trabajo "Oscillations in Ionized Gases". Esta palabra se deriva del griego πλάσμα, que significa "sustancia moldeable". [1.1]

El Plasma es un gas parcial o totalmente ionizado, pero que es aproximadamente neutro en su conjunto. El término ionizado refiere a que algunas moléculas (átomos y/o moléculas) han perdido un electrón, que se encuentra libre en el plasma; produciendo que este átomo (o molécula) se encuentre cargado positivamente, es decir, se convierte en un ion. En gases electronegativos pueden existir además iones cargados negativamente. La presencia de electrones libres confiere al plasma la posibilidad de generar fuertes corrientes eléctricas. A medida que aumentamos la temperatura, los moléculas se vuelven más energéticas y se descomponen en átomos. El estado de la materia es: sólido → líquido → gas → plasma.



Sólido Líquido Gas Plasma

Aurora borealis

FIG. 1.1 - Estados de la materia. Estado de Plasma

El plasma es atractivo tecnológicamente debido a dos propiedades importantes. La primera, es que pueden producir temperaturas y densidades de energía mucho más elevadas que los producidos por procesos químicos ordinarios. La segunda, son capaces de producir, incluso a bajas temperaturas, especies energéticas que pueden iniciar reacciones químicas que son difíciles o imposibles de obtener utilizando mecanismos químicos ordinarios. Las especies energéticas generadas cubren un amplio espectro de especies, por ejemplo, partículas cargadas (incluyendo electrones e iones), radicales libres, especies neutras altamente reactivas como (por ejemplo, O_2 , OH , etc.), fotones de diferentes longitudes de onda y estados

Capítulo 1

Introducción

1.1. Definición de Plasma

El término *Plasma* fue introducido por Irving Langmuir en 1928, premio Nobel y pionero en el estudio científico de los gases ionizados. Este término apareció por primera vez en su trabajo "Oscillations in Ionized Gases". Esta palabra se deriva del griego $\piλάσμα$, que significa "sustancia moldeable". [1.1]

El *Plasma* es un gas parcial o totalmente ionizado, pero que es aproximadamente neutro en su conjunto. El término ionizado refiere a que algunos neutros (átomos y/o moléculas) han perdido un electrón, que se encuentra libre en el plasma; produciendo que este átomo (o molécula) se encuentre cargado positivamente, es decir, se convierta en un ion. En gases electronegativos pueden existir además iones cargados negativamente. La presencia de electrones libres confiere al plasma la posibilidad de transportar fácilmente corrientes eléctricas. A medida que aumentamos la temperatura, las moléculas se vuelven más energéticas y la materia se transforma siguiendo la secuencia: sólido \rightarrow líquido \rightarrow gas \rightarrow plasma (FIG. 1.1). Debido a esto, se conoce al plasma como el cuarto estado de la materia. [1.2]

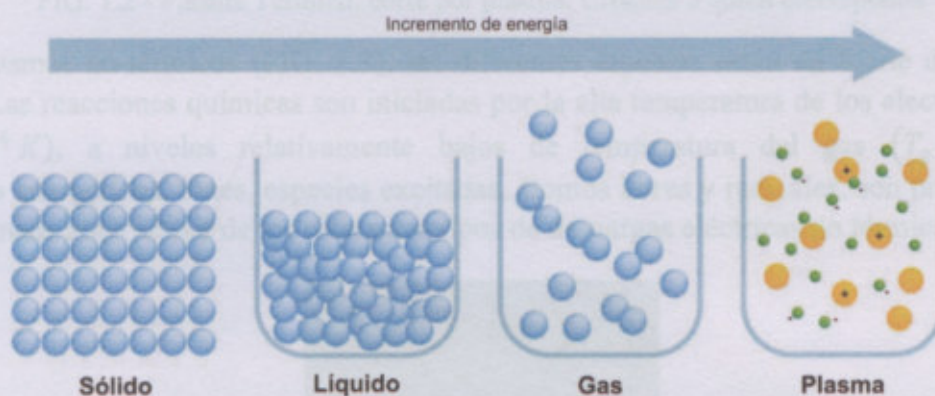


FIG. 1.1 - Estados de la materia. Elaboración propia

El plasma es atractivo tecnológicamente debido a dos propiedades importantes. La primera, es que pueden producir temperaturas y densidades de energía mucho más elevadas que los producidos por procesos químicos ordinarios. La segunda, son capaces de producir, incluso a bajas temperaturas, especies energéticas que pueden iniciar reacciones químicas que son difíciles o imposibles de obtener utilizando mecanismos químicos ordinarios. Las especies energéticas generadas cubren un amplio espectro de especies, por ejemplo, partículas cargadas (incluyendo electrones e iones), radicales libres, especies neutras altamente reactivas como (por ejemplo, O_3 , OH , etc.), fotones de diferentes longitudes de onda y estados

electrónicamente excitados. Estos agentes producen cambios físicos en las superficies de los materiales, encontrando múltiples aplicaciones tecnológicas. [1.3]

1.2. Clasificación del Plasma

Dentro de la química del plasma, debemos considerar dos tipos de plasmas: los plasmas térmicos (*thermal plasmas*) y los plasmas no-térmicos (*non-thermal plasmas -NTP*). En el caso de los plasmas térmicos, estos actúan ante todo como generadores de energía térmica. Operan generalmente en rangos de potencia entre los kW y los MW. Poseen altas temperaturas y alta entalpías específicas ($\sim 10^8$ J/kg), donde los compuestos químicos se descomponen. Este proceso se conoce como *pirolisis del plasma*. Las reacciones químicas tienen lugar en/o cerca del equilibrio térmico, caracterizado porque la temperatura de todas las especies es similar $\sim 10^4$ K. Se usan por ejemplo para el corte térmico de metales (FIG. 1.2).

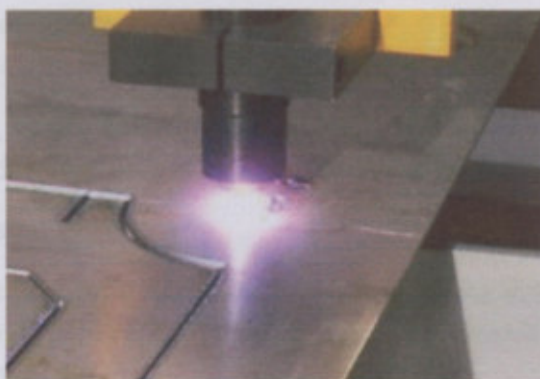


FIG. 1.2 - Plasma Térmico: corte por plasma. Créditos a quien corresponda

En los plasmas no-térmicos (FIG. 1.3), las diferentes especies están en fuerte desequilibrio térmico. Las reacciones químicas son iniciadas por la alta temperatura de los electrones libres ($T_e \geq 10^4$ K), a niveles relativamente bajos de temperatura del gas ($T_g \leq 10^3$ K). Electrones energéticos, iones, especies excitadas, átomos libres y radicales, son producidos en la denominada zona activa de los diferentes tipos de descargas eléctricas no térmicas. [1.4]



FIG. 1.3 - Plasma no-térmico: control bacteriano de alimentos. Créditos a quien corresponda

1.3. Parámetros característicos de los plasmas

1.3.1. Grado de ionización

El grado de ionización proporciona información acerca del contenido de partículas cargadas en relación al total de partículas del plasma. Considerando al plasma compuesto de iones positivos, neutros y electrones, el *grado de ionización* se define como:

$$\chi = \frac{n_e}{n_e + n_n} \quad (1.1)$$

Donde n_e , n_n es la concentración de electrones y neutros en el plasma.

Desde el punto de vista del grado de ionización se distinguen dos tipos de plasmas:

- *Parcial o débilmente ionizado*, con $\chi \ll 1$
- *Completa o fuertemente ionizado*, con $\chi \sim 1$

Los *plasmas no-térmicos*, están asociados a los plasmas *parcialmente ionizados* ($n_e \ll n_n$) con grados de ionización de $\chi \approx 10^{-4} - 10^{-6}$. [1.4]

1.3.2. Frecuencia del plasma

La desviación temporal de la cuasi-neutralidad en plasmas viene determinada por la frecuencia de oscilación del conjunto de electrones, con lo cual, la “frecuencia del plasma” se refiere a la “frecuencia de los *electrones*”.

La frecuencia del plasma se define como:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_e \epsilon_0}} \quad (1.2)$$

Donde n_e , es la densidad de electrones; e la carga del electrón; m_e la masa del electrón y ϵ_0 la permitividad eléctrica del vacío. [1.4,1.6]

1.4. Generación de plasmas no-térmicos

Los plasmas no-térmicos generalmente son generados mediante descargas eléctricas en gases debido al calentamiento de electrones en el campo eléctrico y a la ionización por impacto electrónico de los átomos o moléculas de gas neutro.

Diferentes tipos de plasmas pueden ser generados a través de descargas eléctricas, dependiendo de la presión de operación del gas (desde baja a presión $\sim 10^{-1}$ Pa, hasta presiones del orden de la atmosférica o superior), de la geometría de los electrodos, y del tipo de fuente de tensión aplicada (que pueden operar en un amplio rango de frecuencias en modo continuo o pulsado), por ejemplo:

- Descargas estacionarias (Direct Current – DC),
- Descargas cuasi-estacionarias ($f = 50$ Hz),

- Radio frecuencia RF ($f = 10 \text{ kHz} \dots 100 \text{ MHz}$),
- Microondas ($f = 2 \text{ GHz} \dots 10 \text{ GHz}$).

A continuación, se describirán diferentes medios para la generación de plasmas no-térmicos.

1.4.1 Plasmas de baja presión

Los plasmas de baja presión que operan en el rango de presiones del gas de $10^{-1} - 10^{-2} \text{ Pa}$, se caracterizan por presentar bajas densidades y consecuentemente una gran longitud libre media entre colisión y colisión de las partículas del plasma. Por lo tanto, estos plasmas son adecuados para la generación de corrientes iónicas dirigidas hacia superficies, mientras que las reacciones a tres cuerpos de partículas pesadas es pequeña, debido a las bajas densidades.

1.4.2. Descargas Glow

Las descargas Glow (FIG. 4) a baja presión ($1 - 10^4 \text{ Pa}$) se caracterizan por presentar corrientes de descarga entre 1 mA y unos 100 mA con voltaje comprendidos entre 100 V y algunos kV. De acuerdo a la característica tensión-corriente U/I, se distinguen diferentes tipos de descargas glow: *subnormal*, *normal* y *anormal*. La *descarga glow subnormal*, con característica U/I negativa, representa la transición desde una descarga tipo Townsend a una glow normal. La *descarga glow normal*, se consigue si la tensión y la densidad de corriente en el cátodo permanecen constantes, incluso si la corriente de descarga varía. Esto significa que la superficie del cátodo contribuye parcialmente como electrodo de descarga. Si la superficie del cátodo está completamente cubierta, la descarga glow normal cambia a una glow anormal, caracterizada por poseer una U/I positiva.

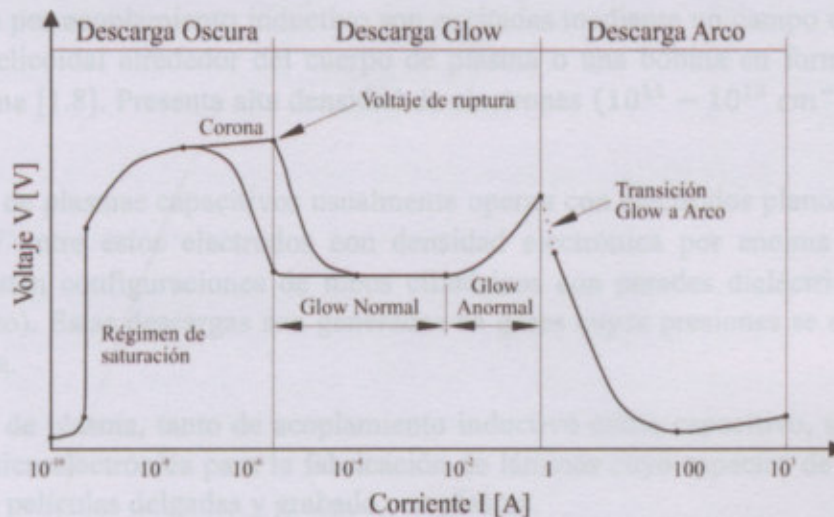


FIG. 1.4 – Régimen de descarga Glow. Elaboración propia

En este tipo de descarga se presentan regiones bien diferenciadas (con respecto a la emisión de luz, a la distribución del campo eléctrico, así como a la densidad de portadores de corriente) en dirección axial entre el cátodo y el ánodo (FIG. 5). Las regiones distinguidas son [1.7]:

1. El cátodo con zona oscura de Aston, la glow del cátodo y la zona oscura de Crookes.

2. La región negativa de la glow.
3. La zona oscura de Faraday.
4. La columna positiva.
5. El ánodo con la zona oscura de ánodo y la glow de ánodo.

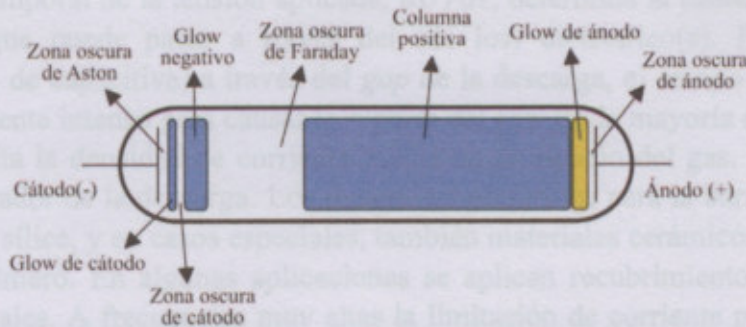


FIG. 5 – Regiones características de la descarga Glow. Elaboración propia

1.4.3. Descargas de Radio Frecuencia

Este tipo de descarga eléctrica opera generalmente en un rango de frecuencias de 1-100 MHz. En alta frecuencia, ni los electrones ni los iones pueden alcanzar la superficie del electrodo durante la fase de aceleración, producto del campo eléctrico externo. Los portadores de carga son generados mediante impacto electrónico. Se utilizan dos maneras diferentes para el acoplamiento de la energía electromagnética en un reactor RF: capacitiva e inductiva. [1.4]

1.4.4. Descargas acopladas: inductivas y capacitivas

Las descargas por acoplamiento inductivo son excitadas mediante un campo eléctrico RF con una bobina helicoidal alrededor del cuerpo de plasma o una bobina en forma de espiral de frente al plasma [1.8]. Presenta alta densidad de electrones ($10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) y bajo campo eléctrico.

Los reactores de plasmas capacitivos usualmente operan con electrodos planos. Estos generan el plasma RF entre estos electrodos con densidad electrónica por encima de 10^{10} cm^{-3} . También, existen configuraciones de tubos cilíndricos con paredes dieléctricas (usualmente vidrio o cuarzo). Estas descargas son generadas en gases cuyas presiones se encuentran entre 10^{-1} y 10^3 Pa .

Los reactores de plasma, tanto de acoplamiento inductivo como capacitivo, son utilizados en la industria microelectrónica para la fabricación de láminas cuyo espectro de aplicación es la deposición de películas delgadas y grabado con plasma.

1.4.5. Descarga de Barrera Dieléctrica

El estudio de las descargas de barrera dieléctrica, o simplemente, descarga barrera, surge de investigaciones realizadas por Siemens en 1857. Estas investigaciones se concentraban en la generación de ozono.

La descarga DBD típica, en configuración de tipo plato, se muestra en FIG. 6. Como consecuencia de la presencia de al menos una barrera dieléctrica, estas descargas requieren voltajes alternos para su funcionamiento. El dieléctrico, que es un aislante, no puede ser atravesado por una corriente continua. Su constante dieléctrica y su espesor, en combinación con la derivada temporal de la tensión aplicada, dU/dt , determina la cantidad de corriente de desplazamiento que puede pasar a través del (de los) dieléctrico(s). Para transportar la corriente (además de capacitiva) a través del *gap* de la descarga, el campo eléctrico tiene que ser lo suficientemente intenso para causar la ruptura del gas. En la mayoría de las aplicaciones, el dieléctrico limita la densidad de corriente media en el espacio del gas. Por lo tanto, actúa como un estabilizador de la descarga. Los materiales preferidos para la barrera dieléctrica son vidrio o vidrio de sílice, y en casos especiales, también materiales cerámicos, y delgadas capas de esmalte o polímero. En algunas aplicaciones se aplican recubrimientos protectores o de funciones adicionales. A frecuencias muy altas la limitación de corriente por el dieléctrico se vuelve menos eficaz. Por esta razón, las DBDs operan normalmente entre la frecuencia de línea y aproximadamente 10 MHz. Cuando el campo eléctrico en el *gap* es lo suficientemente intenso para producir la descarga, en varios gases se observa un alto número de microdescargas cuando la presión es del orden de 10^5 Pa, este es el rango de presión utilizado para la generación de ozono, tratamiento de gases de combustión y control de polución [1.9]

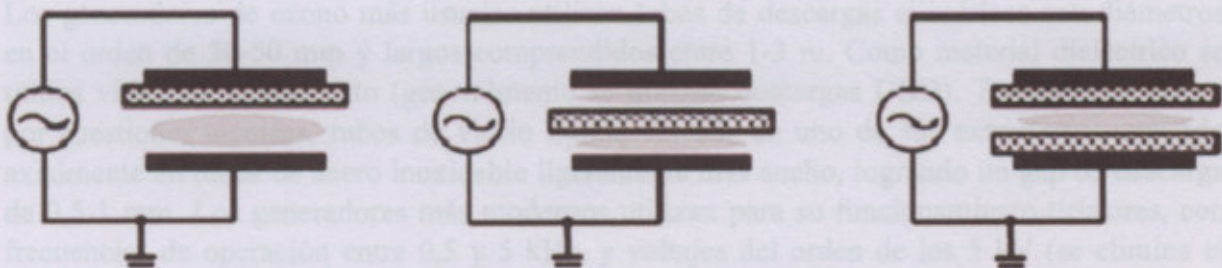


FIG. 1.6 – Configuraciones clásicas de la descarga DBD. De Fig. 2 en [1.17]

1.4.5. Descarga por microondas

La generación de plasma por microondas tiene la ventaja de no poseer electrodos lo que posibilita una absorción efectiva de potencia en un amplio rango de presión ($1 - 10^5$ Pa), con una alta densidades de electrones (hasta 10^{13} cm^{-3}). Este tipo de plasma puede ser generado en estructuras abiertas o cerradas o en plasma resonantes [1.10,1.11]. En el caso de regímenes a baja presión el encendido y sostenimiento de la descarga puede ser auxiliado por campos magnéticos.

1.4.6. Descargas a presión atmosférica

La aplicación de plasmas no-térmicos a presión atmosférica ofrece varias ventajas, pues se reducen los costos de inversión, y la mayor densidad de partículas neutras permite mayores tasas de reacción para ciertos procesos en fase gaseosa. [1.12]. Este tipo de descarga puede ser generada por descargas tipo corona (negativa o positiva), antorchas de plasma RF, arcos tipo Gliding y por algunos tipos de descarga microonda. [1.13, 1.14].

1.5. Aplicaciones tecnológicas de los Plasmas No-térmicos

Dentro de las varias aplicaciones de los PNT, se destaca la generación industrial de ozono, descontaminación de corrientes de gases (contaminantes gaseosos, compuestos orgánicos volátiles, gases de escapes de motores Diesel y reducción de gases de efecto invernadero), tratamientos superficiales y aplicación biomédicas; entre otras.

1.5.1. Generación industrial de ozono

La generación industrial de ozono tuvo su inicio en el tratamiento de aguas para su potabilización. Es importante destacar que las primeras plantas de producción de ozono para el tratamiento de agua potable se instalaron en París (1897) y Niza (1904), Francia y en San Petersburgo, Rusia (1910).

El ozono tiene una mayor eficacia de desinfección contra las bacterias y los virus en comparación con la cloración. Además, las propiedades oxidantes también pueden reducir la concentración de hierro (Fe), manganeso (Mn), azufre (S) y reducir o eliminar los problemas de sabor y olor. El ozono oxida el hierro, el manganeso y el azufre en el agua para formar óxidos metálicos insolubles o azufre elemental. Estas partículas insolubles se eliminan a continuación por post-filtración. Las partículas orgánicas y los productos químicos se eliminarán mediante la coagulación o la oxidación química.

Los generadores de ozono más usuales utilizan tubos de descargas cilíndricos con diámetros en el orden de 20-50 mm y largos comprendidos entre 1-3 m. Como material dieléctrico se utiliza vidrio de borosilicato (generalmente se utilizan descargas DBD). También, se utiliza por cuestiones técnicas, tubos de vidrio Pyrex, cerrado en uno de sus extremos y montado axialmente en tubos de acero inoxidable ligeramente más ancho, logrando un gap de descarga de 0,5-1 mm. Los generadores más modernos utilizan para su funcionamiento tiristores, con frecuencias de operación entre 0,5 y 5 kHz, y voltajes del orden de los 5 kV (se elimina el riesgo de falla del dieléctrico). Las densidades de potencias son del orden de 1-10 kW/m² de área de electrodo. En algunos casos estos pueden ser del orden de los MW. Mientras que el rango de producción de ozono se encuentra en 100 kg/h. [1.9], [1.15]



FIG. 1.7 – Generador industrial de ozono para tratamiento de aguas (Spartan Environmental Technologies)

1.5.2. Descontaminación de corrientes de gases

Debido a que cada vez son más estrictas las normas de calidad del aire, conlleva a que en el caso de motores diésel, estos cuenten con un sistema de post-tratamiento de los gases de escape que sea capaz de reducir la emisión de NO_x . Los reactores de plasma no-térmicos pueden usarse como una especie de “trampa” para las partículas o como convertidor de NO_x . La oxidación efectiva de NO a NO_2 se produce por compuestos activos generados en el plasma. En estos sistemas, la formación de compuestos activos como radicales, se generan a través del impacto de electrones con los componentes de los gases de escapes: oxígeno, nitrógeno, agua y dióxido de carbono [1.16]

Por otro lado, se destaca la utilización de plasmas no-térmicos para la destrucción de compuestos orgánicos volátiles (VOC, por sus siglas en inglés) como lo son el metano (CH_4) butano (C_4H_{10}), tolueno (metilbenceno, $C_6H_5CH_3$) y tricloroetileno (TCE, C_2HCl_3), entre otros compuestos [1.18-1.20].

1.5.3. Tratamientos superficiales

Los plasmas no-térmicos, son particularmente útiles para la aplicación en la industria textil debido que muchos materiales textiles son polímeros sensibles al calor. Por otro lado, es una técnica muy versátil para la incorporación de elementos químicamente activos en la superficie textil. De este modo, permite la mejora de humectabilidad, adhesión de recubrimientos, imprimibilidad, inducir propiedades hidro y/o oleofóbicas, modificar las propiedades físicas y/o eléctricas, limpiar o desinfectar de las superficies de las fibras, etc [1.21].

Por otro lado, se destaca el uso de este tipo de descarga para el tratamiento de materiales compuestos (composite) en piezas dentarias [1.22], modificación de superficies de materiales biodegradables, desinfección de superficies para aplicaciones médicas, por ejemplo, elementos quirúrgicos y auxiliares [1.23]. Por otro lado, también podemos mencionar aplicaciones en el campo agrícola, donde se estimula el crecimiento y se reduce la contaminación patógena/química en semillas de plantas, donde, a su vez, se lo utiliza como pre-tratamiento para la estimulación de la germinación. [1.24]

1.5.4. Aplicaciones médicas

Los plasmas han sido utilizados durante largo tiempo para la esterilización de material quirúrgico, en la industria alimenticia, implantes, coagulación de sangre, etc. Con el correr de los años, en el campo de la medicina, se han publicado investigaciones relacionadas con la microbiología (destrucción de bacterias y virus) y la biología celular. Por otro lado, es importante su aplicación en la higiene de hospitales (eliminación de bacterias como el SARM), tratamientos anti fúngicos, combate de enfermedades de la piel (por ejemplo, dermatitis o nevos melanocíticos), entre otros. Para este tipo de aplicaciones se reportan el uso de plasmas de forma directa, indirecta o híbrida, como el CBD (Corona Barrier Discharge) [1.25]. Por otro lado, también se intensifica su utilización en el tratamiento de heridas (úlceras tróficas), de enfermedades inflamatorias y destructivas (Ulcerosa-necrótica, erosiva y procesos inflamatorios en pleura y cavidad abdominal, pulmones, estómago e intestinos), tratamiento

del cáncer de piel o de próstata, úlceras crónicas en pies y piernas, y regeneración de la piel, entre otras [1.26]



FIG. 1.8 – Tratamiento de úlcera venosa trófica por medio PNT. De Fig. 17 en [1.26]

1.6. Diagnósticas ópticas

En muchos plasmas no es satisfactorio el uso de sondas (de carácter invasivo) para la medición de los parámetros del plasma, por tanto resulta fundamental el uso de diagnósticas no invasivas. Uno de los usos más exitosos y precisos es el de las ondas electromagnéticas como sonda en el plasma. Siempre que su intensidad no sea demasiado grande, estas ondas causan una perturbación insignificante en el plasma, pero pueden proporcionar información acerca de las propiedades internas del plasma con buena resolución espacial. Esta información puede obtenerse a través del uso del *índice de refracción del plasma*, es decir, la modificación del espacio libre de propagación de las ondas electromagnéticas debido a las propiedades internas del plasma. [1.5]

1.6.1. Interferometría.

Los sistemas ópticos para la determinación del índice de refracción en experimentos interferométricos están orientados a la determinación de la diferencia de la trayectoria óptica de dos haces, uno de los cuales pasa a través del objeto (transparente) bajo estudio, mientras que otro haz pasa fuera del objeto (zona de referencia). La longitud de la trayectoria óptica entre dos puntos, z_1 y z_2 , se define como la integral del producto del índice de refracción y la distancia z , a través del haz lumínico [1.6, 1.27]:

$$L = \int_{z_1}^{z_2} n(x, y, z) dz \quad (1.3)$$

Por otro lado, existen diferentes tipos de interferómetro para una variedad de diferentes usos. Los más utilizados en diagnósticas de plasmas son el interferómetro de Mach-Zender y interferómetro de Michelson.

1.6.2. Fotografía Schlieren

Este tipo de técnica, desarrollada por el físico alemán, August Topler, en 1864, se utiliza para la visualización y determinación cuantitativa de variaciones de densidades de un fluido, por medio de la obtención del gradiente del índice de refracción en una determinada dirección, a través de la variación del contraste de la iluminación producida sobre una pantalla por medio de una fuente lumínica (FIG. 9). En este caso, el haz de luz es bloqueado por un “knife edge” el cual obtura, aproximadamente, el 50% de la luz proveniente de la fuente lumínica. Las variaciones de densidad producen variaciones de contraste, con lo se generarán zonas claras y/o oscuras en las regiones imperturbadas. En la FIG. 10, se muestra una aplicación típica de este tipo de técnica [1.28].

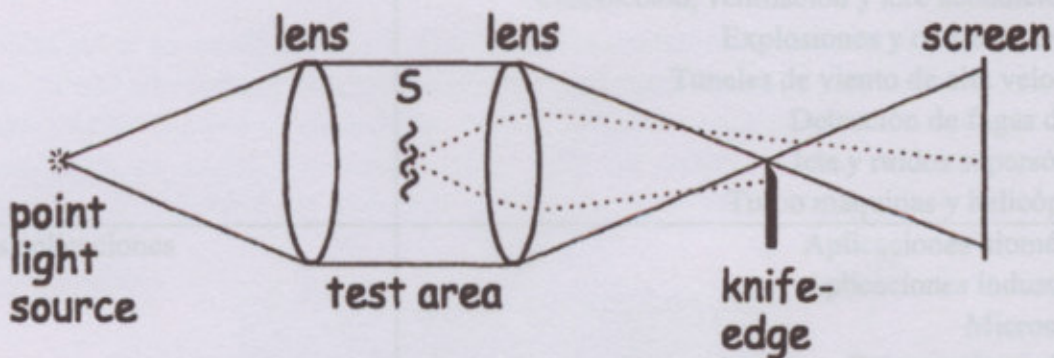


FIG. 1.9 – Configuración típica de Schlieren con 2 lentes. De Fig. 2.3. en [1.28]

Existen diferentes configuraciones de este tipo de técnica, según si el montaje presenta lentes o espejos (configuración Z), o si la fuente lumínica es puntual o extendida. Por otro lado, si se sustituye el Knife Edge por un filtro cromático, pueden obtenerse imágenes a color (Rainbow Schlieren).



FIG. 1.10– Fotografía Schlieren de una bala supersónica. De Fig. 11 en [1.29]

Dentro de las muchas aplicaciones de las diferentes variantes de esta técnica las podemos mencionar en la siguiente tabla [1.30]:

TABLA 1.1 - Aplicaciones de la técnica Schlieren

<i>Campo de aplicación</i>	<i>Área de estudio</i>
Fenómenos en sólidos	Tecnología del vidrio Fracturas mecánicas y balística terminal Reflexión especular desde superficies
Fenómenos en líquidos	Transferencia de calor y masa Ondas superficiales en líquidos Sprays y atomización de líquidos Ultrasonido Testeo de túnel de agua y balística terminal
Fenómenos en gases	Aero-óptica Calefacción, ventilación y aire acondicionado Explosiones y ondas de choque Túneles de viento de alta velocidad Detección de fugas de gas Jets y ruidos supersónicos Turbo máquinas y helicópteros
Otras aplicaciones	Aplicaciones biomédicas Aplicaciones industriales Microscopia Procesamiento óptico

1.6.3. Shadowgraph

La técnica Shadow es el sistema óptico más simple para la observación de las variaciones de densidad de un flujo de fluido. En principio, el sistema no necesita ningún componente óptico excepto una fuente de luz y un plano de proyección o pantalla sobre la que proyectar la sombra del campo de densidad variable (FIG. 10). El efecto de sombra se genera debido a que un rayo de luz es desviado debido a la variación de densidad (y consecuentemente, el índice de refracción), de modo que sobre la pantalla se producirá una sombra en el lugar donde antes llegaría el haz no perturbado. Al mismo tiempo, la posición a la que llega el haz desviado aparece ahora más brillante respecto a la misma zona no perturbada. De este modo, se produce un patrón visible de las variaciones de la iluminación (contraste) sobre la pantalla. De un análisis de la óptica de este tipo de técnica, se deduce que el patrón visible depende de la derivada segunda del índice de refracción del fluido, y consecuentemente, esta diagnóstica óptica será sensible a los cambios de la segunda derivada de la densidad del fluido. [1.28,1.31]

técnica Schlieren, con la cual se obtuvieron los primeros resultados de la temperatura del gas en el jet de plasma por medio del procesamiento de imágenes digitales. Para el alcance del objetivo general, se han delineado los siguientes objetivos específicos: Generación de plasma no-térmico, sistema (ensayo) experimental de la técnica Schlieren, diagnóstico del plasma y, finalmente, publicación y difusión de resultados.

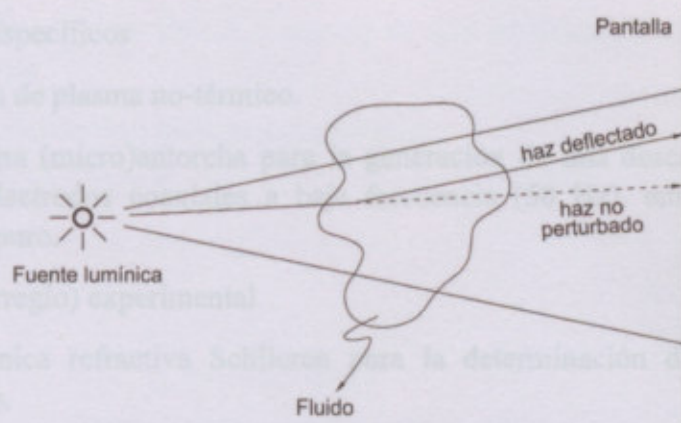


FIG. 1.10 – Representación de la técnica Shadow

Esta técnica no es adecuada para la determinación cuantitativa de la densidad del fluido. Sin embargo, debido a su simplicidad, es una técnica que resulta atractiva para la visualización de los cambios en los campos de densidades. Particularmente, se aplica a flujo compresible, para la visualización de ondas de choque (FIG. 11), las cuales pueden considerarse como alteraciones de la densidad del flujo con cambio en la curvatura del perfil de densidades. [1.32-1.34]

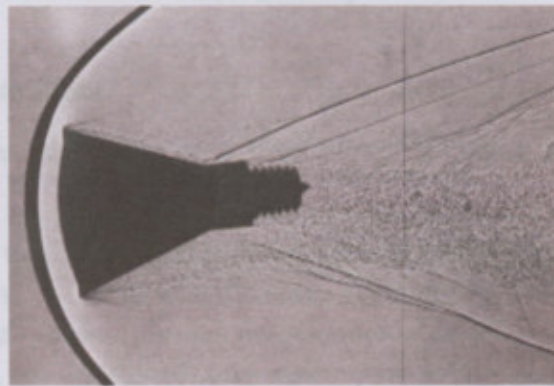


FIG. 1.11 - Reentrada de la capsula del Proyecto Mercury a Mach 3,28 y ángulo de ataque de 2,24°. De Fig.11a en [1.35]

1.7. Objetivos del Proyecto Final

1.7.1. Objetivo General

Investigación experimental de un Jet de Plasma No-térmico a presión atmosférica (ANTPJ, por sus siglas en inglés), a través del uso de una diagnóstica refractiva, específicamente la técnica Schlieren, con la cual se obtuvieron los promedios temporales de la temperatura del gas en el jet de plasma por medio del procesamiento de las imágenes digitales. Para el alcance del objetivo general, se han delineado los siguientes objetivos específicos: Generación de plasma no-térmico, sistema (arreglo) experimental de la técnica Schlieren, diagnosis del plasma y, finalmente, publicación y difusión de resultados.

1.7.2. Objetivos Específicos

1.7.2.1. Generación de plasma no-térmico.

Construcción de una (micro)antorcha para la generación de una descarga tipo jet a presión atmosférica con electrodos coaxiales a baja frecuencia (50 Hz), empleando como gas de trabajo el oxígeno puro.

1.7.2.2. Sistema (arreglo) experimental

Empleo de la técnica refractiva Schlieren para la determinación de perfiles radiales de temperatura del gas.

1.7.2.3. Diagnóstico del plasma

Aprender sobre el uso del procesamiento de imágenes para la obtención de contrastes en imágenes de objetos schlieren. A su vez, emplear la inversión de Abel para la obtención de los perfiles de temperatura.

1.7.2.4. Difusión de resultados

Difundir los resultados en diferentes reuniones nacionales y/o internacionales, como así también, la publicación de los mismos en revistas especializadas de carácter internacional con referato.

1.8. Enfoque del Proyecto Final

El presente Proyecto Final se divide en 5 Capítulos, los cuales se resumen de la siguiente manera:

Capítulo 1º: Se realiza una introducción sobre diferentes aspectos del Proyecto Final, se define que es un Plasma y se lo clasifica en Térmicos y No-Térmicos. Se introducen parámetros específicos del plasma, formas de generación de PNT y aplicaciones tecnológicas del mismo. Por último, se establece una referencia sobre diagnósticas ópticas para la determinación de parámetros (Interferometría, Shadow y Schlieren).

Capítulo 2º: Se abordan fundamentos teóricos de la diagnóstica schlieren. Se describen diferentes tipos de configuración schlieren (fuente puntual, extendida y Z) y se establecen las limitaciones del sistema. Por último, se define el concepto de contraste y sensibilidad del método, y se especifican los tipos de aberraciones ópticas.

Capítulo 3º: Se expone el arreglo experimental utilizado para la diagnóstica y, el arreglo para la medición de la tensión y corriente de la descarga. Se establecen los pasos a seguir para llevar adelante la diagnóstica óptica y como solucionar los problemas de enfoque y alineación. Por último, se describen elementos empleados en la técnica.

Capítulo 4º: Análisis y discusión de los resultados obtenidos en la experimentación, considerando la implicancia de la refractividades de las diferentes especies, fenómenos de

difusión, reacciones químicas típicas y mezcla de aire ambiente en el jet sobre el índice de refracción del plasma.

Capítulo 5º: Presentación de conclusiones obtenidas.

- [1.2] A. Fridman (2008). *Plasma Chemistry*. New York: Cambridge University Press.
- [1.3] A. Fridman, and L. Kennedy (2011). *Plasma Physics and Engineering*. Boca Raton: CRC Press.
- [1.4] I. Melchiner, M. Schmidt, R. Schneider and H. Wagner (2013). *Nonthermal Plasma Chemistry and Physics*. Boca Raton: CRC Press.
- [1.5] J. H. Hutchinson (2002). *Principles of Plasma Diagnostics*. New York: Cambridge University Press.
- [1.6] K. Wiseman (2014). *A Short Introduction to Plasma Physics*. CERN Yellow Report CERN-2013-067, pp.25-122.
- [1.7] Y.P. Raizer (1991). *Gas Discharge Physics*. Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- [1.8] J. Hopwood 1992 *Plasma Sources Ser. Technol.* 1 105
- [1.9] Kogelschatz, U. (2003). Dielectric-barrier discharges: their history, discharge physics, and industrial applications. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 23(1), 1-46.
- [1.10] Yu A Ledyev (2010). *J. Phys.: Conf. Ser.* 257 012016
- [1.11] J. Marec and P. Leprince. Microwave discharges: Structures and stability. In C.M. Ferreira and M. Motzn, eds., *Microwave Discharges Fundamentals and Applications*, pp. 43-63. Plenum Press, New York, 1991.
- [1.12] R. Faust, E. Kindel, A. Göl, M. Stieber, and K.-D. Weltmann. Non-thermal atmospheric pressure discharges for surface modification. *Plasma Phys. Contr. Fusion*, 47:B525-B536, 2005.
- [1.13] A. Garscadden. Atmospheric pressure glow discharges. In R. Hippler, H. Kersten, M. Schmidt, and K.-H. Schoenbach, eds., *Low Temperature Plasmas*, Vol. 2, 2nd edn., p. 411. Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 2008.
- [1.14] K. Becker and K.-H. Schoenbach. High-pressure microdischarges. In R. Hippler, H. Kersten, M. Schmidt, and K.-H. Schoenbach, eds., *Low Temperature Plasmas*, Vol. 2, 2nd edn., p. 463. Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 2008.
- [1.15] J. A. Wozniak, Ozone, in *Kirk-Othmer Encyclopedia of Chemical Technology*, John Wiley & Sons, Inc. (1996), Fourth Edition, Vol. 17, pp. 953-994
- [1.16] J.-O. Chou (2003). Non-thermal Plasma for Diesel Exhaust Treatment. *Journal of Electrostatics*. Elsevier.

Referencias

- [1.1] R. J. Goldston and P. H. Rutherford (1995). *Introduction to Plasma Physics*. Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia IOP.
- [1.2] A. Fridman (2008). *Plasma Chemistry*. New York: Cambridge University Press.
- [1.3] A. Fridman, and L. Kennedy (2011). *Plasma Physics and Engineering*. Boca Raton: CRC Press.
- [1.4] J. Meichsner, M. Schmidt, R. Schneider and H. Wagner (2013). *Nonthermal Plasma Chemistry and Physics*. Boca Raton: CRC Press.
- [1.5] I. H. Hutchinson (2002). *Principles of Plasma Diagnostics*. New York: Cambridge University Press.
- [1.6] K. Wiesemann (2014). *A Short Introduction to Plasma Physics*. CERN Yellow Report CERN-2013-007, pp.85-122.
- [1.7] Y.P. Raizer (1991). *Gas Discharge Physics*. Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- [1.8] J Hopwood 1992 *Plasma Sources Sci. Technol.* **1** 109
- [1.9] Kogelschatz, U. (2003). Dielectric-barrier discharges: their history, discharge physics, and industrial applications. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 23(1), 1-46.
- [1.10] Yu A Lebedev (2010) *J. Phys.: Conf. Ser.* **257** 012016
- [1.11] J. Marec and P. Leprince. Microwave discharges: Structures and stability. In C.M. Ferreira and M. Moisan, eds., *Microwave Discharges Fundamentals and Applications*, pp. 45 63. Plenum Press, New York, 1993.
- [1.12] R. Foest, E. Kindel, A. Ohl, M. Stieber, and K.-D. Weltmann. Non-thermal atmospheric pressure discharges for surface modification. *Plasma Phys. Contr. Fusion*, 47:B525–B536, 2005.
- [1.13] A. Garscadden. Atmospheric pressure glow discharges. In R. Hippler, H. Kersten, M. Schmidt, and K.-H. Schoenbach, eds., *Low Temperature Plasmas*, Vol. 2, 2nd edn., p. 411. Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 2008.
- [1.14] K. Becker and K.-H. Schoenbach. High-pressure microdischarges. In R. Hippler, H. Kersten, M. Schmidt, and K.-H. Schoenbach, eds., *Low Temperature Plasmas*, Vol. 2, 2nd edn., p. 463. Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 2008.
- [1.15] J. A. Wojtowicz, Ozone, in *Kirk–Othmer Encyclopedia of Chemical Technology*, John Wiley & Sons, Inc. (1996), Fourth Edition, Vol. 17, pp. 953–994
- [1.16] J.-O. Chae (2003). Non-thermal Plasma for Diesel Exhaust Treatment. *Journal of Electrostatic*. Elsevier.

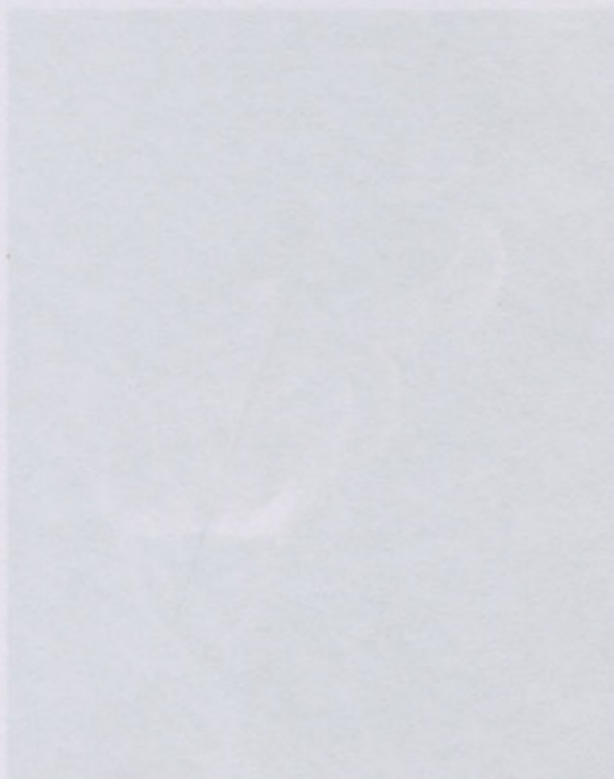
- [1.17] Reddy, P M K and Ch, Subrahmanyam (2016) *Non-Thermal Plasma: Aqueous Organic Pollutant Degradation*. In: Encyclopedia of Plasma Technology. CRC Press, pp. 1-10. ISBN 9781466500594 (In Press)
- [1.18] A. Ogata, K. Mizuno, S. Kushiya, and T. Yamamoto, *Plasma Chem. Plasma Process.* **18**, 363 (1998).
- [1.19] S. Futamura, A. Zhang, G. Prieto, and T. Yamamoto, *IEEE Trans. Ind. Appl.* **34**, 967 (1998).
- [1.20] T. Yamamoto, J.-S. Chang, A. A. Berezin, H. Kohno, S. Honda, and A. Shibuya, *J. Adû. Oxid. Technol.* **1**, 67 (1996).
- [1.21] R. Morent, N. De Geyter, J. Verschuren, K. De Clerck, P. Kiekens, C. Leys (2008). *Non-thermal plasma treatment of textiles*. Surface and Coatings Technology. Elsevier
- [1.22] Ritts, A. C., Li, H., Yu, Q., Xu, C., Yao, X., Hong, L., & Wang, Y. (2010). Dentin surface treatment using a non-thermal argon plasma brush for interfacial bonding improvement in composite restoration. *European Journal of Oral Sciences*, 118(5), 510–516.
- [1.23] Anton Nikiforov *et al* 2016 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49** 204002
- [1.24] Randeniya, L. K. and de Groot, G. J. J. B. (2015), Non-Thermal Plasma Treatment of Agricultural Seeds for Stimulation of Germination, Removal of Surface Contamination and Other Benefits: A Review. *Plasma Process. Polym.*, 12: 608–623
- [1.25] M G Kong *et al* 2009 *New J. Phys.* **11** 115012
- [1.26] Fridman, G., Friedman, G., Gutsol, A., Shekhter, A. B., Vasilets, V. N. and Fridman, A. (2008), Applied Plasma Medicine. *Plasma Processes Polym.*, 5: 503–533.
- [1.27] A. A. Ovsyannikov and M. F. Zhukov (2005). *Plasma Diagnostic*. Cambridge International Science Publishing
- [1.28] G. S. Settles (2006). *Schlieren and Shadowgraph Techniques. Visualizing Phenomena in Transparent Media*. Springer
- [1.29] G. Settles (2004). The Penn State Full-Scale Schlieren System. *11th International Symposium of Flow Visualization*. University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana, USA
- [1.30] C. Mercer (2013). *Optical Metrology for Fluids, Combustion and Solids*. Berlin: Springer Science & Business Media
- [1.31] W. Merzkirch (1987). *Flow Visualization*. Londres: Academic Press Inc.

- [1.32] Michael J. Hargather and Gary S. Settles (2009). *Retroreflective shadowgraph technique for large-scale flow visualization*, Appl. Opt. 48, 4449-4457
- [1.33] Gary S. Settles ; Torben P. Grumstrup ; Lori J. Dodson ; J. D. Miller ; Joseph A. Gatto (2005). *Full-scale high-speed schlieren imaging of explosions and gunshots*. Proc. SPIE 5580, 26th International Congress on High-Speed Photography and Photonics, 60
- [1.34] Petr V., Nieczkoski E., Lozano E. (2017) *Shadowgraph Optical Technique for Measuring the Shock Hugoniot from Standard Electric Detonators*. In: Yoshida S., Lamberti L., Sciammarella C. (eds) *Advancement of Optical Methods in Experimental Mechanics*, Volume 3. Conference Proceedings of the Society for Experimental Mechanics Series. Springer, Cham
- [1.35] Sommer, S. C., Short, B. J., and Compton, D. L. (1960). *Free-Flight Measurements of Static and Dynamic Stability of Models of the Project Mercury Re-Entry Capsule at Mach Numbers 3 and 9.5*. NASA, Technical Memorandum TM-X-373

*Fotografía Schlieren de la pluma
térmica de otro colante de una guerra
de componentes tamaño natural, tiempo
de exposición de 130 μ s, enfocada con
lente esférica F19 de 3000 mm de
distancia focal.*

*Fotografía finalista del International
Images for Science 2016, organizado
por la Royal Photography Society (RPS)*

Autog: Pheo Porterson



CAPITULO 2

Diagnóstica Schlieren

En el presente capítulo se abordarán los fundamentos de las relaciones existentes entre el índice de refracción y el gradiente del índice de refracción, el ángulo de refracción de la luz que atraviesa un medio inhomogéneo y el contraste de una imagen. Se describen diferentes tipos de configuración schlieren (foco puntual, extendida y 2) y se establecen las limitaciones del sistema. Por último, se define el concepto de contraste y sensibilidad del método, y se realiza una referencia de sobre los tipos de aberraciones ópticas que pueden encontrarse.

1. El índice de refracción en gases y plasmas

Las mediciones relacionadas con la transferencia de masa y calor, cambios de fase en el haz de luz son originar por variaciones en el índice de refracción de un medio transparente se define como:

Fotografía Schlieren de la pluma térmica de aire caliente de una garrafa de campamento (tamaño natural, tiempo de exposición de 150 μ s, enfocada con lente esférico f/10 de 3000 mm de distancia focal).



Fotografía finalista del International Images for Science 2016, organizado por la Royal Photography Society (RPE)

Autor: Phred Pertersen

El índice de refracción de un medio transparente es función del tipo de gas y varía poco significativamente con la longitud de onda λ . Por otro lado, el término $(n - 1)$ se lo conoce como refractividad del medio y depende de la composición, temperatura y densidad del gas, y de la longitud de onda de la fuente luminosa [2.1].

Capítulo 2

Diagnóstica Schlieren

En el presente capítulo se abordarán los fundamentos teóricos de la diagnóstica schlieren, las relaciones existentes entre el índice de refracción y la densidad o la temperatura, como así también, la relación existente en el gradiente del índice de refracción, el ángulo de refracción de la luz que atraviesa un medio inhomogéneo y el contraste de una imagen. Se describen diferentes tipos de configuración schlieren (fuente puntual, extendida y Z) y se establecen las limitaciones del sistema. Por último, se define el concepto de contraste y sensibilidad del método, y se realiza una referencia de sobre los tipos de aberraciones ópticas que pueden encontrarse.

2.1. El índice de refracción en gases y plasmas

En mediciones relacionadas con la transferencia de masa y calor, cambios de fase en el haz de luz son originas por variaciones en el índice de refracción del medio. El índice de refracción de un medio transparente se define como:

$$n = \frac{c_0}{v} \quad (2.1)$$

Donde c_0 es la velocidad de la luz en el vacío ($\approx 3 \times 10^8$ m/s) y v , la velocidad de la luz en el medio.

En la mayoría de los medios existentes, el índice refracción es mayor que la unidad. Por ejemplo, considerando una longitud de onda de $\lambda = 589,6$ nm, para el agua el índice de refracción es 1,333; mientras que para el metanol es 1,329 (a 20 °C). En el caso de los plasmas, el índice de refracción es menor que la unidad.

En el método bajo estudio, el índice de refracción (o una de sus derivadas espaciales) se determina por el resultado de la iluminación o patrón de luz sobre una pantalla. El índice de refracción en un medio homogéneo es una función del estado termodinámico del mismo, aunque a menudo lo es únicamente de la densidad. De acuerdo a la relación de Lorentz - Lorenz, el índice de refracción de un medio transparente puede obtenerse según:

$$\frac{1}{\rho} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = cte \quad (2.2)$$

Cuando $n \cong 1$, la ecuación anterior se reduce a la expresión de Gladstone-Dale:

$$n - 1 = \kappa \rho \quad (2.3)$$

Siendo κ , la constante de Gladstone-Dale. Esta constante es función del tipo de gas y varía poco significativamente con la longitud de onda λ . Por otro lado, al término $(n - 1)$ se lo conoce como refractividad del medio y depende de la composición, temperatura y densidad del gas, y de la longitud de onda de la fuente lumínica [2.1].

Podemos, también, considerar el índice de refracción para una determinada condición estándar:

$$n_0 - 1 = \kappa \rho_0 \quad (2.4)$$

Combinando las ecuaciones (2.3) y (2.4), tendremos:

$$n - 1 = \frac{\rho}{\rho_0} (n_0 - 1) \quad (2.5)$$

O, lo que es lo mismo:

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{n - 1}{n_0 - 1} \right) \quad (2.6)$$

Considerando que en las técnicas ópticas Schlieren y Shadowgraph se obtienen derivas primeras y segundas, respectivamente, según una determinada dirección (por ejemplo, respecto de y), tendremos:

$$\frac{\partial \rho}{\partial y} = \frac{\rho_0}{n_0 - 1} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = \frac{\rho_0}{n_0 - 1} \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} \quad (2.8)$$

Luego, para las direcciones x y z , tendremos (para el caso de schlieren):

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\rho_0}{n_0 - 1} \frac{\partial n}{\partial x} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\rho_0}{n_0 - 1} \frac{\partial n}{\partial z} \quad (2.10)$$

Sumando miembro a miembros las ecuaciones (2.7), (2.9) y (2.10), tendremos:

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\rho_0}{n_0 - 1} \left(\frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial y} + \frac{\partial n}{\partial z} \right) \quad (2.11)$$

Recordando la definición de gradiente:

$$\nabla \cdot \rho = \left(\frac{\rho_0}{n_0 - 1} \right) \nabla \cdot n \quad (2.12)$$

Es decir que el índice de refracción aumenta hacia zonas de mayor densidad.

Si se considera que la presión permanece constante y que el gas se comporta como un gas perfecto, podremos utilizar la ecuación de estado de los gases perfectos:

$$\rho = \frac{P}{RT} \quad (2.13)$$

Entonces:

$$\frac{\partial \rho}{\partial y} = -\frac{P}{R T^2} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (2.14)$$

De este modo:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = -\frac{(n_0 - 1) \rho}{\rho_0} \frac{\partial T}{T \partial y} \quad (2.15)$$

O:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{T}{(n_0 - 1) \rho} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (2.16)$$

Mientras que para el caso de las derivadas segundas:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = \frac{2P}{R T^3} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 - \frac{P}{R T^2} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\rho}{T} \left[\frac{2}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 - \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] \quad (2.17)$$

Con lo cual:

$$\frac{\rho}{T} \left[\frac{2}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 - \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] = \frac{\rho_0}{n_0 - 1} \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} \quad (2.18)$$

Entonces:

$$\frac{\partial^2 n}{\partial y^2} = \frac{n_0 - 1}{T} \frac{\rho}{\rho_0} \left[\frac{2}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 - \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] \quad (2.19)$$

Notar que la Ec. (2.16), la cual se aplica al estudio de la técnica schlieren, muestra una relación relativamente simple entre el gradiente de temperaturas y el gradiente del índice de refracción para la dirección indicada. Para el caso de la técnica Shadowgraph, Eq. (2.19), la relación es algo más complicada, aunque bajo determinadas condiciones el primer término puede ser muy pequeño. [2.1]

Por otro lado, en el caso de Schlieren, para las restantes direcciones, tendremos:

$$\frac{\partial n}{\partial x} = -\frac{(n_0 - 1) \rho}{\rho_0} \frac{\partial T}{T \partial x} \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial n}{\partial z} = -\frac{(n_0 - 1) \rho}{\rho_0} \frac{\partial T}{T \partial z} \quad (2.21)$$

Nuevamente, sumando miembro a miembro las ecuaciones (2.15), (2.20) y (2.21), y utilizando la definición de gradiente:

$$\frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial y} + \frac{\partial n}{\partial z} = -\frac{(n_0 - 1) \rho}{\rho_0} \frac{\partial T}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (2.22)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{n} = - \left[\frac{(n_0 - 1) \rho}{\rho_0 T} \right] \nabla \cdot \mathbf{T} \quad (2.23)$$

Notar que el índice de refracción aumenta hacia las zonas en que las temperaturas son menores y, por ende, zonas de alta densidad.

En caso de los *plasmas*, el índice de refracción depende de la composición del mismo (cuya composición además depende de la presión y temperatura), es decir, puede ser considerado como una mezcla compuesta de diferentes sustancias, cada una de ellas con diferente índice de refracción. De este modo, la relación de Lorentz-Lorenz será:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4 \pi}{3} N \sum_i x_i \alpha_i \quad (2.24)$$

Donde N es la densidad de partículas del gas y, α_i y x_i representa la polarizabilidad media y la fracción molar de la especie i , respectivamente. Por otro lado, la refractividad también puede expresarse en términos de los elementos que la componen:

$$n - 1 = (n - 1)_n + (n - 1)_+ + (n - 1)_e \quad (2.25)$$

Donde el subíndice n , $+$ y e , indican los neutros, iones positivos y electrones respectivamente. Las refractividades de cada especie pueden expresarse de la siguiente manera:

$$(n - 1)_e = - \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \left(\frac{e^2}{2 \pi m_e c^2} \right) \lambda^2 N_e \quad (2.26)$$

$$(n - 1)_{n,+} = \left(\frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \right) 2 \alpha_{n,+} \lambda N_{n,+} \quad (2.27)$$

Siendo e la carga del electrón; m_e , la masa del electrón; c , la velocidad de la luz; λ , la longitud de onda de la iluminación utilizada; $\alpha_{n,+}$, la polarizabilidad de los iones y átomos respectivamente; ϵ_0 , la permitividad del vacío y N_e , N_+ , N_n la densidad de electrones, iones y neutros respectivamente. [2.2]

2.2. Deflexión de un haz de luz en medios inhomogéneos

Estudiemos ahora que sucede cuando un haz de luz pasa a través de un medio inhomogéneo y de esta manera encontrar una relación entre las componentes del gradiente del índice de refracción y la deflexión del haz.

Consideremos, una porción elemental de un haz de luz (FIG. 2.1) que es reflectado por un cambio en el índice de refracción (en la dirección y). Por otro lado, la propagación del haz es a través de la dirección z y Δz representará el espesor (o ancho) del objeto Schlieren.

Para e es un ángulo muy pequeño, con lo cual es aproximadamente a dy/dz , la pendiente del haz refractado. Implementando esta y , escribiendo las derivadas totales como parciales (para el caso general en que existen otros índices de refracción) obtendremos:

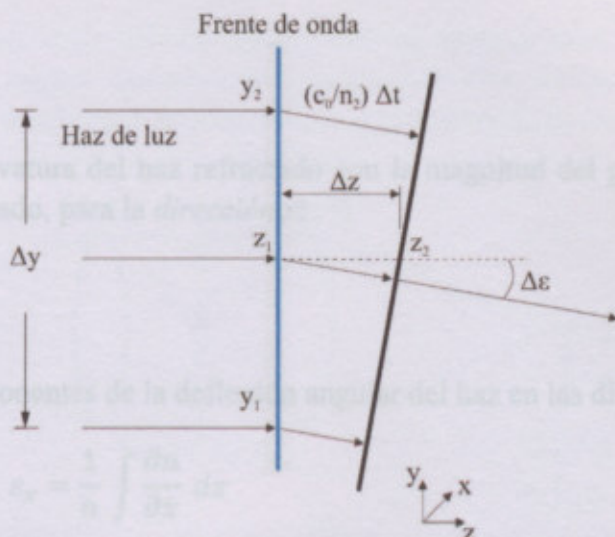


FIG 2.1 - Diagrama de una refracción elemental debido al gradiente $\partial n/\partial y$. Elaboración propia
Teniendo en cuenta la ecuación (2.1), la ecuación local de la velocidad de la luz en medio será c_0/n . De la figura anterior, tendremos:

$$\Delta v = \frac{c_0}{n_1} - \frac{c_0}{n_2} \quad (2.28)$$

$$\Delta z = \Delta v \Delta t = \left(\frac{c_0}{n_1} - \frac{c_0}{n_2} \right) \Delta t \quad (2.29)$$

La diferencia de tiempo, Δt , puede ser expresada de la siguiente manera:

$$\Delta t = \Delta z \frac{n}{c_0} \quad (2.30)$$

De este modo:

$$\Delta \varepsilon = \left(\frac{c_0}{n_1} - \frac{c_0}{n_2} \right) \frac{n \Delta z}{c_0 \Delta y} \quad (2.31)$$

Simplificando términos, la ecuación anterior quedara de la siguiente forma:

$$\Delta \varepsilon = \frac{n}{n_1 n_2} \frac{(n_2 - n_1) \Delta z}{\Delta y} \quad (2.32)$$

Luego, si $\Delta y \rightarrow 0$, el término $1/n_1 n_2$ puede simplificarse mediante $1/n$. Si las diferencias finitas se aproximan a cero, entonces, obtenemos:

$$\frac{d\varepsilon}{dz} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dy} \quad (2.33)$$

Pero ε es un ángulo muy pequeño, con lo cual es aproximadamente a dy/dz , la pendiente del haz refractado. Implementado esto y, escribiendo las derivadas totales como parciales (para el caso general en que existan otros índices de refracción) obtendremos:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial z^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (2.34)$$

Que relaciona la curvatura del haz refractado con la magnitud del gradiente del índice de refracción. Por otro lado, para la *dirección x*:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial z^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \quad (2.35)$$

Integrando, las componentes de la deflexión angular del haz en las direcciones *x* e *y*:

$$\varepsilon_y = \frac{1}{n} \int \frac{\partial n}{\partial y} dz, \quad \varepsilon_x = \frac{1}{n} \int \frac{\partial n}{\partial x} dz \quad (2.36)$$

Siendo *L* la longitud de la perturbación refractiva (longitud del objeto Schlieren a través del eje *z*):

$$\varepsilon_y = \frac{L}{n_0} \int \frac{\partial n}{\partial y}, \quad \varepsilon_x = \frac{L}{n_0} \int \frac{\partial n}{\partial x} \quad (2.37)$$

Donde n_0 es el índice de refracción del medio circundante. Estas ecuaciones proveen los fundamentos básicos para la visualización de flujos por medio de las técnicas Schlieren y Shadowgraph. Notar que este tipo de técnica muestra el gradiente de refracción, $\partial n/\partial x$ y $\partial n/\partial y$, y no la diferencia de *n* directamente, la cual relativamente no interesa. Estas ecuaciones también muestran que el ángulo de refracción aumenta hacia las zonas de mayor índice de refracción (alta densidad). [2.3]

2.3. Sistema de visualización Schlieren

En el siguiente punto se describirán los sistemas más usuales, utilizados en este tipo de diagnóstica, el sistema compuesto por dos lentes (con fuente puntual y fuente extendida) y el sistema con dos espejos, conocido como configuración "Z".

2.3.1. Sistema de dos lentes con fuente puntual y fuente extendida

En la FIG 2.2, el haz de iluminación es originado por una fuente "puntual", el cual es colimado mediante el primer lente. Posteriormente, una segunda lente reenfoca el haz a una imagen de la fuente puntual. Desde allí, el haz pasa a una pantalla de visualización donde se forma una imagen invertida real del área de prueba. Los objetos transparentes schlieren no formarán imágenes hasta tanto no se introduzca una cuchilla (knife-edge) en el foco de la segunda lente. Esta cuchilla puede ser una hoja de afeitar ordinaria. A medida que introducimos la cuchilla hacia el punto focal, vamos bloqueando la parte de la iluminación, permitiendo que la imagen en la pantalla se oscurezca. Debemos obtener un campo de oscuridad uniforme. Si ahora introducimos un objeto *S* (transparente) en la zona de prueba, los haces provenientes de la fuente se desviarán de sus trayectorias originales. A pesar de esto, sin embargo, la segunda lente permite enfocar el haz, permitiendo que cada punto en *S* se corresponda con un punto en la pantalla. En FIG. 2.2, se muestran dos de estos rayos, uno hacia arriba y otro hacia abajo. Notar que ambos rayos reflectados pierden el foco del sistema óptico. El rayo que se desvía hacia arriba ilumina un punto en la pantalla, mientras que el que es desviado hacia abajo queda bloqueado por la cuchilla. En

correspondencia, donde antes había una zona brillante, ahora existirá una sombra. Para este punto particular del objeto schlieren, la diferencia de fase causa un gradiente vertical $\partial n/\partial y$ en la zona de prueba que es convertida a una diferencia de amplitudes. [2.3]

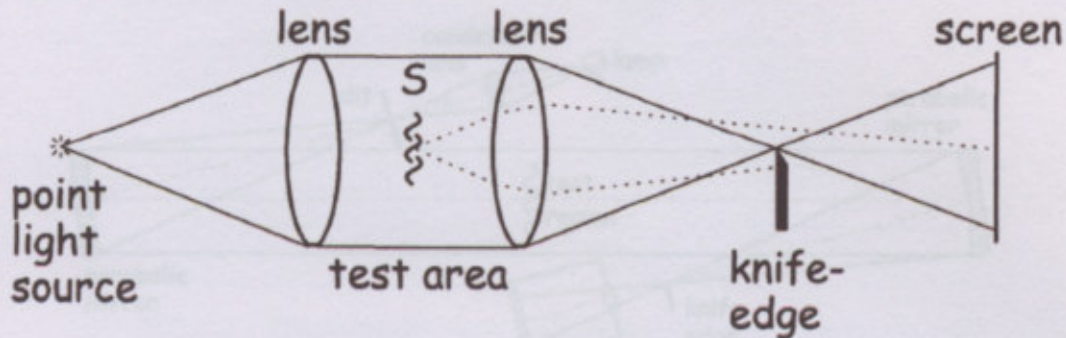


FIG. 2.2 – Sistema schlieren de dos lentes. De Fig. 2.3 de [2.3]

Un caso más realista sería el caso de fuente extendida, que se muestra en FIG. 2.3. Notar que se mantiene el enfoque de doble lente, pero se introduce un tercer lente de enfoque después de la cuchilla. Un haz incoherente de luz blanca se origina en la fuente extendida (indicada con una flecha). Debido a que la fuente no es puntual, la colimación no produce haces paralelos. En realidad, uno puede imaginar una serie de fuentes puntuales distribuidas a lo largo de la vertical de la fuente extendida, cada uno enfoca un punto del objeto schlieren que corresponderá a otro punto en la imagen de la fuente lumínica en el filo de la cuchilla. A partir de las propiedades ópticas de las lentes [2.7] se reconoce que los planos de la fuente lumínica, y los planos de la cuchilla, así como los planos de área de prueba y de pantalla, son conjuntos de planos ópticos conjugados. Debido a que la fuente de luz ahora tiene un tamaño finito, cada punto en el área de prueba se ilumina por innumerables rayos dentro de un cono limitado por las extremidades de la fuente. Asimismo, cada punto de la fuente de luz ilumina cada punto de la zona de prueba. Comparado con el sistema anterior, este presenta una profundidad de enfoque (depth-of-focus) y además, presenta un efecto importante, que es la *generación de una imagen compuesta* en el plano de la cuchilla. [2.3]

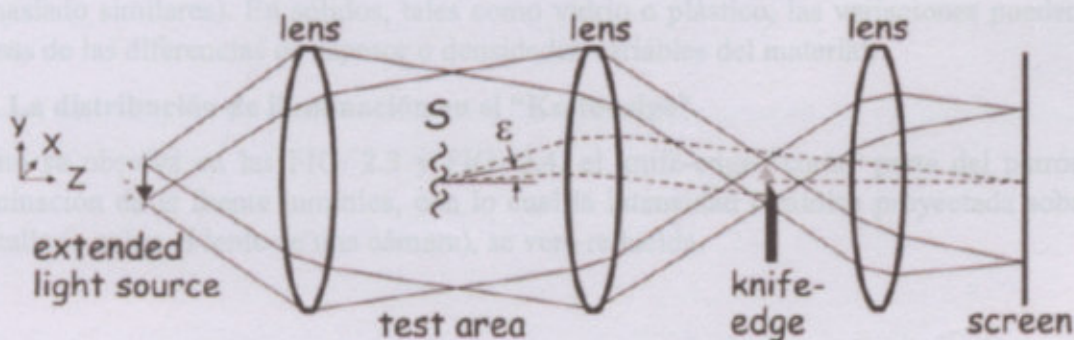


FIG. 2.3 – Sistema schlieren con lentes y fuente de iluminación extendida. De Fig. 2.5 de [2.3]

2.3.2. Sistema de dos espejos o configuración Z

Como en el caso del sistema schlieren con lentes, es necesario que estos presenten la mejor calidad de construcción posible ($\lambda/8$ o mejor). En el caso del sistema de espejos, se han utilizado configuraciones con espejos esféricos, parabólicos y espejos fuera de eje. Sin

embargo, el sistema más utilizado es la configuración Z que presenta dos espejos parabólicos con ejes ópticos contrapuestos. La combinación de un sistema divergente de iluminación, un campo de haces paralelos entre ambos espejos y un sistema de análisis en oposición, permiten la obtención de la característica Z (FIG. 2.4). [2.3]

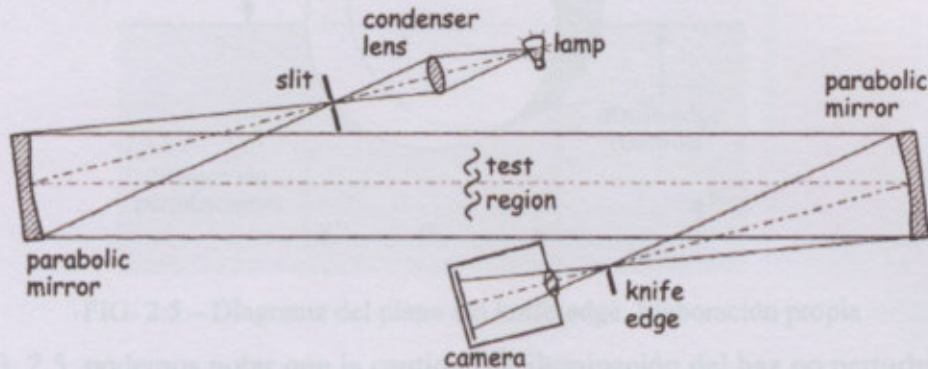


FIG. 2.4 – Arreglo schlieren en Z. De Fig. 3.4 de [2.3]

La ventaja de los espejos en lugar de las lentes, principalmente, es que presentan un campo de visión más grande para un coste dado. Se requiere una distancia mínima entre los espejos de campo de aproximadamente $2f$, donde f es la distancia focal del espejo [2.3], esta distancia mínima proporciona un buen espacio para el área de prueba. En un principio, mayor distancia entre los espejos no presenta demasiada importancia. Presentan dificultad al momento de la alineación de los espejos.

2.4. Objeto schlieren

El objeto schlieren en sí se define como todo aquello que produce una pequeña diferencia en el índice de refracción, que desvían los haces de luz en cualquier dirección distinta de la dirección normal (dirección del recorrido del haz luminoso, aquí a lo largo del eje z positivo) [2.3]. Los objetos Schlieren pueden tener gradientes del índice de refracción en una, dos o tres dimensiones, y debe posicionarse y orientarse de manera que el eje z esté alineado a lo largo del camino de visualización. Objetos schlieren pueden encontrarse en sólidos, líquidos y gases, y pueden ser resultado de una variedad de causas, tales como temperatura, flujos de alta velocidad y mezcla de materiales o fluidos (de materiales no demasiado similares). En sólidos, tales como vidrio o plástico, las variaciones pueden ser causas de las diferencias de espesor o densidades variables del material.

2.5. La distribución de iluminación en el “Knife-edge”

Como se observa en las FIG. 2.3 y FIG. 2.4, el knife-edge “corta” parte del patrón de iluminación de la fuente lumínica, con lo cual la intensidad lumínica proyectada sobre la pantalla (o sobre el lente de una cámara), se verá reducida.

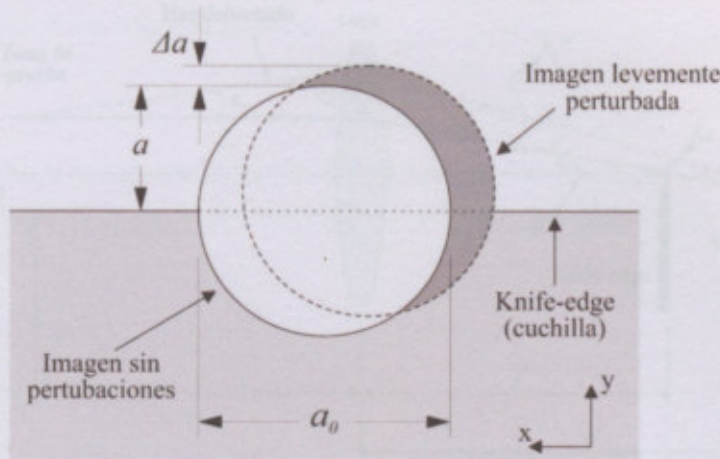


FIG. 2.5 – Diagrama del plano del knife-edge. Elaboración propia

En la FIG. 2.5, podemos notar que la cantidad de iluminación del haz no perturbado que es cortado por el knife-edge fija el nivel de iluminación sobre la pantalla. En este caso, a_0 es el tamaño del haz sin perturbaciones sobre la cuchilla. Cualquier desplazamiento elemental de la iluminación (Δa) debido a un cambio en el índice de refracción en la zona de prueba puede alterar el nivel de iluminación sobre la pantalla, si se cumplen dos condiciones: en primer lugar, debe existir una componente vertical del desplazamiento, perpendicular al plano de la cuchilla y, segundo, que el desplazamiento lateral no sea lo suficientemente grande como para quedar fuera del filo de la cuchilla. Cuando esto último sucede, se dice que se ha salido del *rango de medición* del sistema, debido a que las refracciones de gran valor no producen cambios en la imagen proyectada. Notar, además, que, si las desviaciones se dan en el sentido de negativo de la dirección y , se produciría una disminución en la iluminación de la imagen obtenida. Para la visualización de desplazamientos horizontales, es necesario que el knife-edge (cuchilla) se encuentre en posición horizontal. [2.3]

Sea I_0 la iluminación sobre la pantalla cuando no existe knife-edge. La iluminación I_k cuando la cuchilla se encuentra el plano focal del segundo lente (o espejo) pero sin perturbaciones presentes en la zona de prueba, será:

$$I_k = \frac{a}{a_0} I_0 \quad (2.38)$$

Dentro del rango de medición del instrumento, por óptica geométrica, considerando que el ángulo de desplazamiento es pequeño (FIG. 2.6):

2.6. Medición Schlieren. Contraste y sensibilidad

Sea I_f la iluminación final sobre la pantalla luego de que el haz de iluminación sea deflecionado una cantidad Δa en dirección aguas arriba del filo de la cuchilla [2.5], debido a una distribución inhomogénea en la zona de prueba:

$$I_f = I_k \left(\frac{a + \Delta a}{a} \right) = I_k \left(1 + \frac{\Delta a}{a} \right) \quad (2.39)$$

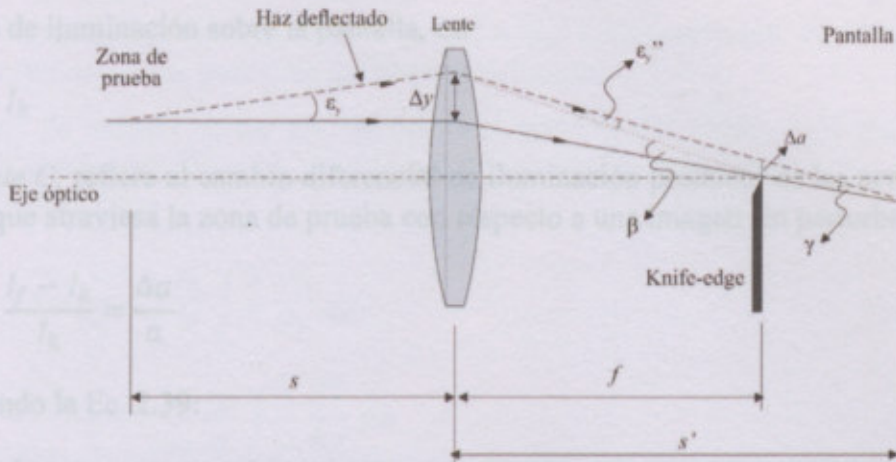


FIG. 2.6 – Desplazamiento angular respecto del knife-edge. Elaboración propia

$$\tan \varepsilon_y = \frac{\Delta y}{s} \approx \varepsilon_y \quad (2.39)$$

$$\tan \beta = \frac{\Delta y}{f_2} \approx \beta \quad (2.40)$$

$$\tan \gamma = \frac{\Delta y}{s'} \approx \gamma \quad (2.41)$$

Por otro lado:

$$\alpha'' = \beta - \gamma = \Delta y \left(\frac{1}{f_2} - \frac{1}{s'} \right) = \frac{\Delta y}{s} = \varepsilon_y \quad (2.42)$$

Por tanto, el desplazamiento del haz de luz resulta ser linealmente proporcional a la deflexión angular del haz que pasa a través de la zona de prueba

$$\Delta a \approx \pm f_2 \varepsilon_y \quad (2.43)$$

El signo en la Ec. 2.39, es determinado por la orientación del knife-edge, siendo positivo (FIG. 2.5) cuando $\varepsilon_y > 0$ dando $\Delta a > 0$, y negativo si el knife-edge se orienta en sentido contrario, siendo $\varepsilon_y > 0$ y $\Delta a < 0$.

Cuando el haz es paralelo a través de la zona de prueba, Δa es independiente de la distancia entre la zona de pruebas y el segundo lente o espejo. En la ecuación anterior, f_2 es la distancia focal del segundo lente (o espejo). [2.4]

2.6. Medición Schlieren. Contraste y sensibilidad

Sea I_f la iluminación final sobre la pantalla luego de que el haz de iluminación sea deflectado una cantidad Δa en dirección aguas arriba del filo de la cuchilla [2.5], debido a una distribución inhomogénea en la zona de prueba:

$$I_f = I_k \left(\frac{a + \Delta a}{a} \right) = I_k \left(1 + \frac{\Delta a}{a} \right) \quad (2.44)$$

El cambio de iluminación sobre la pantalla, es:

$$\Delta I = I_f - I_k \quad (2.45)$$

El *contraste* C , refiere al cambio diferencial de iluminación producto de las perturbaciones en el haz que atraviesa la zona de prueba con respecto a una imagen sin perturbaciones:

$$C = \frac{\Delta I}{I_k} = \frac{I_f - I_k}{I_k} = \frac{\Delta a}{a} \quad (2.46)$$

Considerando la Ec. 2.39:

$$C = \frac{\Delta I}{I_k} = \frac{f_2 \varepsilon_y}{a} \quad (2.47)$$

La Ec. 2.43, muestra que en un sistema Schlieren es proporcional a la distancia focal del segundo lente (o espejo) f_2 .

Teniendo en cuenta la Ec. 2.36 y combinándola con la Ec. 2.43, tendremos para la dirección y , la *ecuación que gobierna el sistema de medición Schlieren*:

$$C = \frac{\Delta I}{I_k} = \pm \frac{f_2}{a} \int_0^L \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (2.48)$$

La Ec. 2.44 muestra que la técnica schlieren registra la *trayectoria integrada* del gradiente del índice de refracción a través de la longitud de la sección de prueba.

Si la deflexión se produce hacia el lado de la cuchilla, el campo se oscurecerá y el contraste resultará negativo. Usando las coordenadas indicadas en FIG. 2.5, si la cuchilla cubre la región correspondiente a $y < 0$ (la cuchilla se desplaza hacia arriba) del foco, entonces:

$$C = \frac{\Delta I}{I_k} = + \frac{f_2}{a} \int_0^L \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (2.49)$$

Mientras que si la cuchilla se encuentra al revés y cubre la región de $y < 0$, entonces:

$$C = \frac{\Delta I}{I_k} = - \frac{f_2}{a} \int_0^L \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (2.50)$$

Cambiando el sentido de la cuchilla se invierten las zonas oscuras y brillantes de la imagen sobre la pantalla. Las aéreas más brillantes de la imagen representarían regiones del área de prueba donde el índice de refracción (y por ende la densidad) se incrementa en la dirección de corte de la cuchilla [2.1]

La cantidad en el lado izquierdo (Ec. 2.43) puede obtenerse hallando el valor inicial y final de intensidad lumínica en la pantalla. En los experimentos expuestos en el presente Proyecto Final, el borde de la cuchilla se ajusta de tal manera que corta aproximadamente

50% de la intensidad de luz original, es decir, $a = a_0/2$. Generalmente a_0 resulta difícil de determinar (en ocasiones puede ser del orden del micrón).

Si el fluido de trabajo es un gas, la derivada primera del índice de refracción en la dirección y , puede expresarse en términos de la densidad o la temperatura del gas. Usando la Ec. 2.11 y Ec. 2.20:

$$C = \frac{\Delta I}{I_k} = \pm \left(\frac{n_0 - 1}{\rho_0} \right) \frac{f_2}{a} \int \frac{1}{n} \frac{\partial \rho}{\partial y} dz \quad (2.51)$$

$$C = \frac{\Delta I}{I_k} = \mp \frac{(n_0 - 1)}{T} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{f_2}{a} \int \frac{1}{n} \frac{\partial T}{\partial y} dz \quad (2.52)$$

En las ecuaciones anteriores podemos observar las relaciones existentes entre el contraste y las componentes en la dirección y , del gradiente de densidad y temperatura. Los extremos de integración estarán delimitados por la longitud del objeto schlieren.

Por otro lado, la *sensibilidad* S , se define como la razón de cambio del contraste respecto del ángulo de refracción:

$$S = \frac{dC}{d\varepsilon} = \frac{f_2}{a}$$

Es decir, que cuanto mayor es la distancia focal de la segunda lente (o espejo) mayor es la sensibilidad obtenida. e inversamente proporcional a a . Para un sistema óptico dado, mediante el movimiento del filo de cuchilla en la dirección y , se puede minimizar a y así maximizar la sensibilidad y el contraste. Por otro lado, esto limitaría el rango de medición de las deflexiones hacia el filo de cuchilla a:

$$\varepsilon_{max, neg} = \frac{a}{f_2} \quad (2.53)$$

Debido a que toda deflexión igual o mayor no produciría iluminación. Del mismo modo, la deflexión máxima que el sistema podría medir hacia fuera del filo de cuchilla es:

$$\varepsilon_{max} = \frac{a_0 - a}{f_2} \quad (2.54)$$

Dado que toda deflexión igual o mayor permite que toda la iluminación de la fuente pase a la pantalla. Por último, las deflexiones en la dirección x son paralelas al filo de cuchilla y por lo tanto no afectan la iluminación en la pantalla. Si fuera necesario estudiar gradientes de densidad en esa dirección en la sección de prueba, el filo de cuchilla debería rotarse 90° [2.1].

2.7. Limitaciones

La restricción más severa en la reducción de la abertura a resulta de la influencia de la difracción. Este efecto no está incluido en la teoría de la óptica geométrica, que se había utilizado anteriormente para describir el funcionamiento schlieren. Los efectos de difracción son más prominentes cuando la iluminación utilizada en el sistema es más coherente; en la mayoría de los casos, el uso de una fuente de láser deteriora las características del sistema en cuestión. La imagen de la fuente de luz en el plano focal de la

cabeza schlieren (foco del segundo lente o espejo) es un patrón de difracción con un máximo central rodeado por un sistema de mínimos y máximos de órdenes superiores. Cuando se utiliza luz blanca, la imagen de la fuente de luz está en cierto grado fuera de foco, debido al solapamiento y difuminado de las órdenes de difracción para las diferentes longitudes de onda. El borde de la cuchilla está cortando parte del patrón de difracción, siendo este diferente para cada uno de los ángulos de deflexión que la luz experimenta en el campo del objeto. Como consecuencia, la imagen del objeto sobre el plano de observación se encuentra perturbado, y al mismo tiempo, el cambio de intensidad observado no se describe con precisión por la Ec. (2.48). [2.4]

2.7. Aberraciones ópticas

La alineación cuidadosa y la calidad del equipo utilizado en las técnicas schlieren dan lugar a determinados inconvenientes, principalmente debido a imperfecciones en la iluminación, en las superficies de los espejos y su alineación, lo que puede afectar negativamente la calidad de las imágenes producidas. La mayoría de estos pueden minimizarse mediante la alineación precisa, la limpieza de espejos y lentes, y la utilización de equipo de buena calidad.

2.7.1. Comática o Coma

Una de las principales aberraciones ópticas resultantes de los espejos se denomina coma, que ocurre cuando la dirección del haz luminoso reflejado por un espejo depende de la posición del punto de reflexión, que es el resultado de la inclinación del eje óptico [2.3]. Este tipo de aberración se caracteriza por presentar forma de cometa, por lo cual de este efecto recibe su nombre.

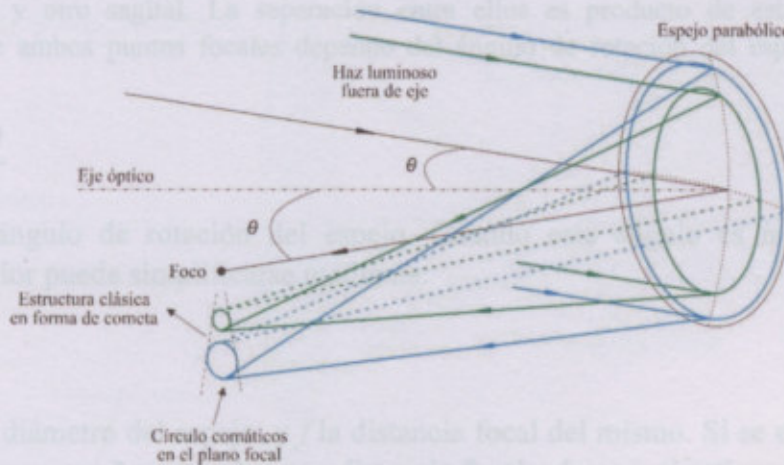


FIG. 2.6 – Aberración comática. Elaboración propia

Esta aberración se convierte en un problema mayor cuando los ángulos de rotación de los espejos aumentan, como también puede ser amplificado cuando los espejos poseen bajos f/n° , dado que crece a razón del cuadrado de su inversa. Manteniendo un ángulo de rotación pequeño, y utilizando espejos de longitud focal larga, el coma puede ser disminuido [2.3]. Sin embargo, puesto que el coma es un problema en ambos espejos, este puede ser cancelado inclinando los espejos en ángulos iguales, pero en direcciones opuestas respecto del eje central, consiguiendo de este modo la clásica configuración Z (FIG. 2.7).

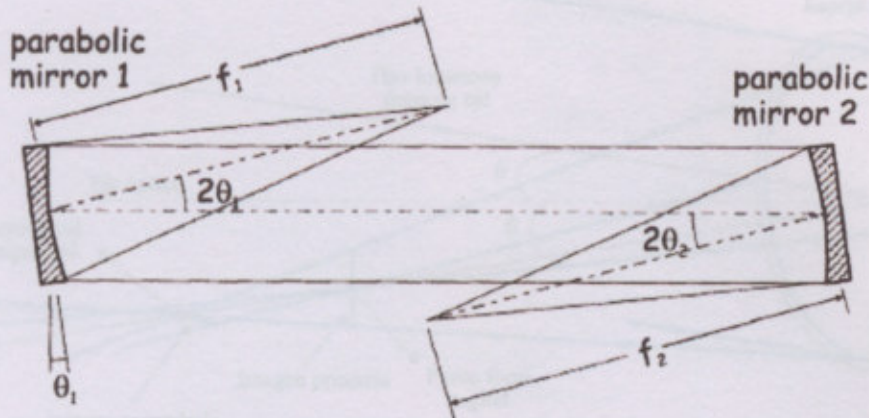


FIG. 2.7 – Diagrama de la configuración Z para el tratamiento de aberración comática. De Fig. 3.6 en [2.3]

2.7.2. Astigmatismo

El astigmatismo es uno de los problemas más severo, sin embargo, no puede ser eliminado fácilmente, aun utilizando la configuración Z. La palabra astigmatismo es una combinación del griego que significa “sin” y “punto” o “marca”, especialmente significa “falta de punto”, o falla de enfoque de punto a punto [2.3]. Este es consecuencia de la rotación de los espejos, debido a la diferencia de la longitud de trayectoria a lo largo del eje óptico y la periferia del espejo.

Un haz paralelo desplazándose a través del eje óptico y siendo reflejado este por la rotación del espejo parabólico, no coincidirá en un punto focal común, sino que aparecerán dos puntos focales, uno tangencial y otro sagital. La separación entre ellos es producto de esta aberración. La diferencia entre ambos puntos focales depende del ángulo de rotación del espejo y se expresa mediante:

$$\Delta f = \frac{f \sin^2 \theta}{\cos \theta}$$

Siendo θ el ángulo de rotación del espejo. Cuando este ángulo es muy pequeño, la ecuación anterior puede simplificarse mediante:

$$\Delta f = \frac{d^2}{4f}$$

Donde d es el diámetro del espejo, y f la distancia focal del mismo. Si se utiliza un ángulo de rotación muy pequeño y espejos con distancia focales largas, el astigmatismo puede ser reducido considerablemente, pero no se lo podrá eliminar totalmente.

Para el caso del presente Proyecto Final, la *aberración por astigmatismo es nula*.

Defecto en el que los rayos de luz que inciden paralelamente al eje óptico, aunque a cierta distancia de éste, son llevados a un foco diferente que los rayos próximos al mismo. Este efecto es proporcional a la cuarta potencia del diámetro de la lente o espejo e inversamente proporcional al cubo de la longitud focal siendo mucho más pronunciado en sistemas ópticos de corta focal. Este tipo de aberración se elimina completamente al utilizar espejos parabólicos.

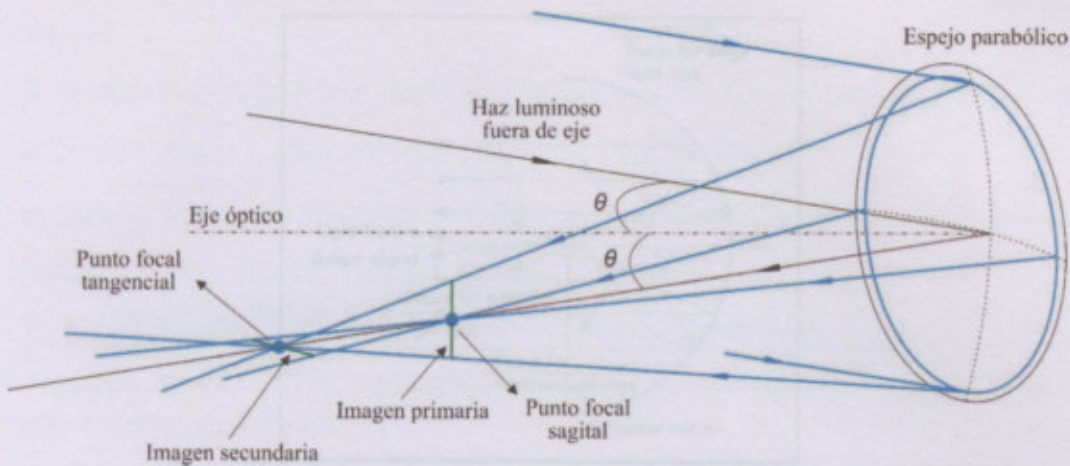


FIG. 2.8 – Aberración astigmatismo. Elaboración propia

2.7.3. Cromática

Este tipo de aberración está relacionada con las variaciones en los índices de refracción de las diversas frecuencias (colores) que conforman la luz blanca visible: cuando la luz blanca atraviesa una lente, las diferentes frecuencias son refractadas de acuerdo a su frecuencia. Cada color tiene un camino y un foco diferente; la luz violeta es la más refractada y le siguen la azul, la verde y la roja. Este fenómeno también es conocido como dispersión (FIG. 2.9). Debido a la incapacidad de la lente de reunir nuevamente los rayos refractados en un punto focal común resulta en una discreta diferencia en el tamaño del objeto y en franjas de colores rodeando la imagen. Este tipo de aberración se elimina utilizando fuentes de iluminación monocromáticas.

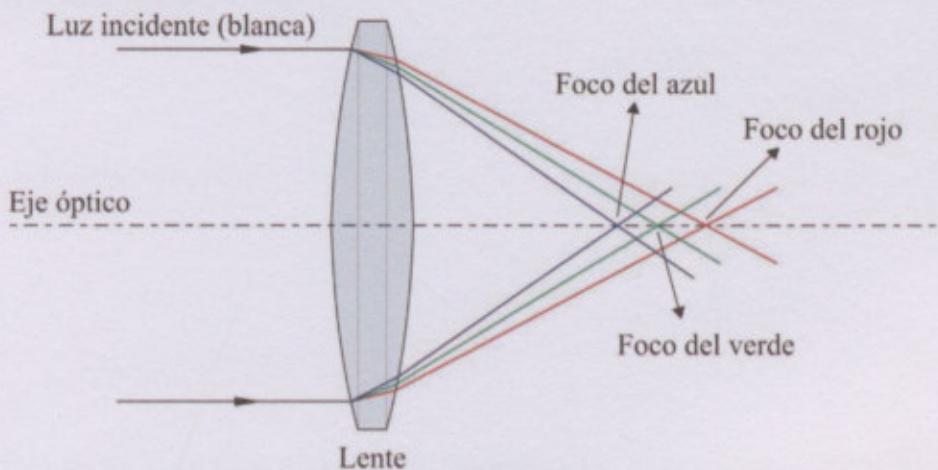


FIG. 2.9 – Aberración cromática axial en lentes. Elaboración propia

2.7.4. Esférica

Defecto en el que los rayos de luz que inciden paralelamente al eje óptico, aunque a cierta distancia de éste, son llevados a un foco diferente que los rayos próximos al mismo. Este efecto es proporcional a la cuarta potencia del diámetro de la lente o espejo e inversamente proporcional al cubo de la longitud focal siendo mucho más pronunciado en sistemas ópticos de corta focal. Este tipo de aberración *se elimina completamente al utilizar espejos parabólicos*.

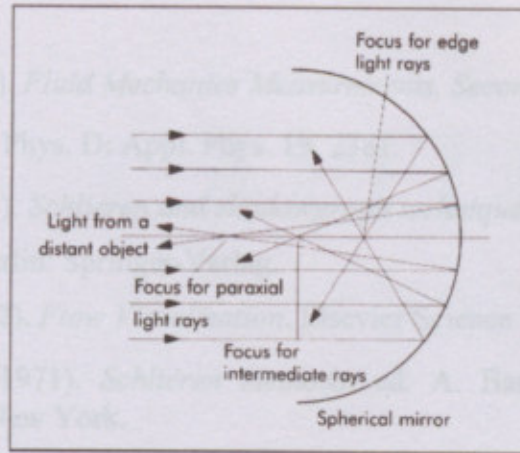


FIG. 2.10 – Aberración esférica. (www.astropráctica.org)

Referencias

- [2.1] R, Goldstein (1996). *Fluid Mechanics Measurements, Second Edition*. CRC Press
- [2.2] K-P Hinz (1986) J. Phys. D: Appl. Phys. **19**, 2381.
- [2.3] Settles, G. S. (2001). *Schlieren and shadowgraph techniques: Visualizing phenomena in transparent media*. Berlin: Springer-Verlag.
- [2.4] W, Merzkirch (2012). *Flow Visualization*. Elsevier Science
- [2.5] Vasiliev, L. A. (1971). *Schlieren methods*. ed. A. Baruch. Israel Program for Scientific Translations, New York.
- [2.6] Pradipta K. Panigrahi, Muralidhar Krishnamurthy (2012). *Schlieren and Shadowgraph Methods in Heat and Mass Transfer*. Springer Science & Business Media
- [2.7] Taylor, H. G. and J. M. Waldram. Improvements in the schlieren method. *J Sci. Inst.*, 10(12):378-389, 1933.

Arreglos típicos de la técnica Schlieren,
Toppler con lentes, configuración Z con
espejos parabólicos y Shadow direct

Settles, G. S. *Shadowgraph*, M (2017)



Capítulo 3

Arreglo Experimental

En este capítulo se expondrá sobre el arreglo experimental utilizado para la diagnostica, como así también, el arreglo para la medición de la tensión y corriente de la descarga. Se considerará la teoría de formación de imágenes en lentes delgadas y se expondrá sobre los pasos a seguir para llevar adelante la diagnostica óptica y como solucionar los problemas de enfoque y alineación. Por último, se realizará una descripción de los elementos e instrumentos utilizados.

3.1. Descripción del jet de plasma

Se trata de un jet de plasma no-térmico a presión atmosférica, cuyo mecanismo de generación consiste en dos electrodos coaxiales a través de los cuales fluye el gas axialmente. El electrodo aterrizado está constituido en aluminio y cuenta con una apertura de 1 mm de diámetro, mientras que el electrodo interior está realizado en cobre. El jet fue operado a baja frecuencia (50 Hz). Se utilizó oxígeno seco (pureza de O₂ superior al 99,5%) como gas de alimentación a un caudal de gas (medido) de 10 Nlmin⁻¹.

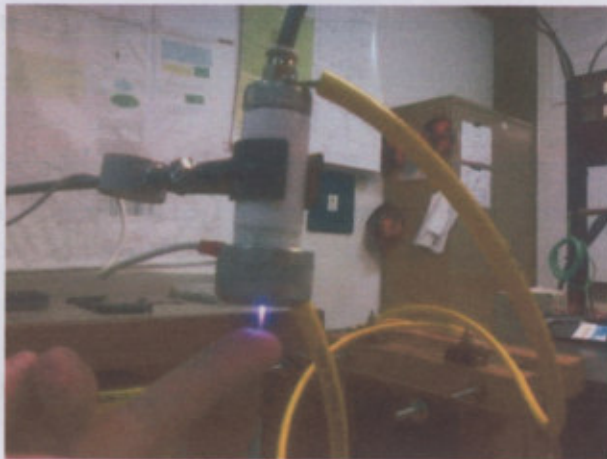


FIG. 3.1 – Jet de plasma no-térmico.

3.2. Formación de imágenes en arreglos ópticos

Una de los aspectos a tener en cuenta al momento de montar el sistema, es la formación de imágenes, por ejemplo, en el caso de una *lente delgada convergente* (aunque también este principio se aplica en el caso de reflexión de haces colimados por espejos parabólicos) [3.1]. Observando la FIG. 3.2, y considerando la ecuación característica para la lente delgada:

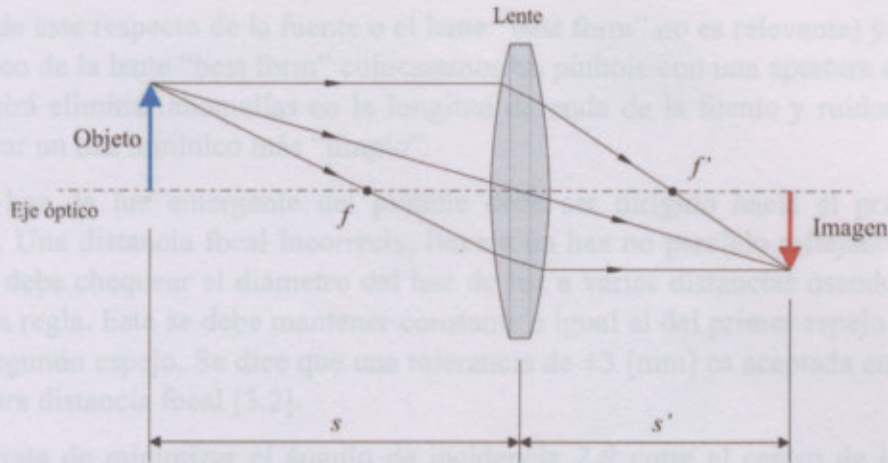


FIG. 3.2 – Formación de imágenes en lentes delgadas. Elaboración propia

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{s} + \frac{1}{s'} \quad (3.1)$$

Donde s , es la distancia del objeto (schlieren, para nuestro caso) y s' , la distancia de la imagen. Por otro lado, podemos decir que la *distancia de enfoque* es:

$$d = s + s' \quad (3.2)$$

Por otro lado, se define el *grado o factor de ampliación*, m , según:

$$m = \left| \frac{y'}{y} \right| = \frac{s'}{s} \quad (3.3)$$

Teniendo en cuenta la ecuación Ec. 3.1 y resolviendo para s' , tendremos:

$$s' = f \left(\frac{m + 1}{m} \right) \quad (3.4)$$

O si consideramos la Ec. 3.1 y Ec. 3.2:

$$d = \frac{s^2}{s - f} = \frac{s'^2}{s' - f} \quad (3.5)$$

Para nuestro caso, consideramos que la imagen a enfocarse debe proyectar sobre el plano del sensor de la cámara, el cual posee una dimensión de 8 x 8 mm.

3.3. Descripción del montaje del sistema óptico

En primer lugar, debemos ubicar todos los elementos que componen el Schlieren a una misma altura, por ejemplo, sobre una mesa o banco. Luego, haciendo uso de la carta blanca o hoja de papel del mismo color, se procede a montar la fuente de iluminación. Esta tarea es llevada a cabo cuando el rayo de luz emergente observado en la hoja de papel es uniforme y sin anomalías, tales como ver un círculo deformado o incompleto.

Posteriormente a la fuente, colocamos un lente “best form” con una distancia focal de 200 mm y un disco difusor que permite homogeneizar la luz de la fuente (la distancia de

ubicación de este respecto de la fuente o el lente “best form” no es relevante) y por último, sobre el foco de la lente “best form” colocaremos un pinhole con una apertura de 1 mm, lo que permitirá eliminar anomalías en la longitud de onda de la fuente y ruidos, y de este modo, lograr un haz lumínico más “limpio”.

Luego, el haz de luz emergente del pinhole debe ser dirigido hacia el primer espejo parabólico. Una distancia focal incorrecta, lleva a un haz no paralelo reflejado desde este espejo. Se debe chequear el diámetro del haz de luz a varias distancias usando la hoja de papel y una regla. Este se debe mantener constante e igual al del primer espejo y tiene que cubrir el segundo espejo. Se dice que una tolerancia de ± 3 [mm] es aceptada en el montaje de la primera distancia focal [3.2].

Ahora se trata de minimizar el ángulo de incidencia 2θ entre el centro de la fuente de iluminación y el centro del campo de los espejos. Esto minimiza el astigmatismo y el coma, cuando se iguala el ángulo de incidencia a ambos lados del sistema.

Luego se debe asegurar que el segundo espejo parabólico se halle en una línea central común con el primer espejo, de tal forma que el haz tape completamente el segundo espejo. Cualquier discordancia aquí convertirá el campo de visión en un ovalo. La distancia entre los espejos no tiene importancia en un principio, pero tiene que ser lo suficientemente amplia para que el área de prueba en el medio no interfiera al haz de luz que viaja por el sistema.

El segundo espejo es ubicado frontalmente al primer espejo. En el caso de este espejo, si bien, no corresponde a una configuración Z típica, debido a que las distancias focales de los mismos son diferentes, no tendremos aberración por astigmatismo. La posición del knife-edge debe ser cercana al foco del segundo espejo, para poder visualizar la imagen proyectada después de este dispositivo. Este debe ser colocado paralelo al eje de la imagen proyectada, usualmente su posición puede ser horizontal o vertical dependiendo del fenómeno que se desee observar.

Ubicando la hoja de papel (pantalla) más allá del knife-edge, se observa que este último produce el efecto de corte de la imagen. Si la proyección en pantalla no es uniforme, y presenta una zona de oscuridad justo en el lado que fue puesto el knife-edge, se debe incrementar la distancia axial entre éste y el segundo espejo. Si por el contrario se ve más oscuro el lado opuesto de la ubicación del knife-edge, se debe disminuir la distancia con el segundo espejo. Cuando la posición de este dispositivo es la correcta, la imagen proyectada en pantalla presenta una oscuridad uniforme, tal como se observa en la FIG. 3.3.

El enfoque de la imagen que muestra lo que está sucediendo en el área de prueba, se debe realizar ubicando la pantalla de visualización a continuación del knife-edge. Para centrar el fenómeno se puede utilizar una vela, con el fin de tener bien determinada el área de pruebas.

Si el enfoque no es posible, la pantalla puede estar muy cerca o muy lejos del knife-edge a lo largo del eje de visión. Se debe probar con distintas distancias de la misma.

Se ser necesario se intercalará un filtro entre el segundo espejo y knife-edge, para obtener una iluminación con una longitud de onda característica.

FIG. 3.4 - Resonancia y sensibilidad vs % de coma. De Fig. 3.26 en [3.2]

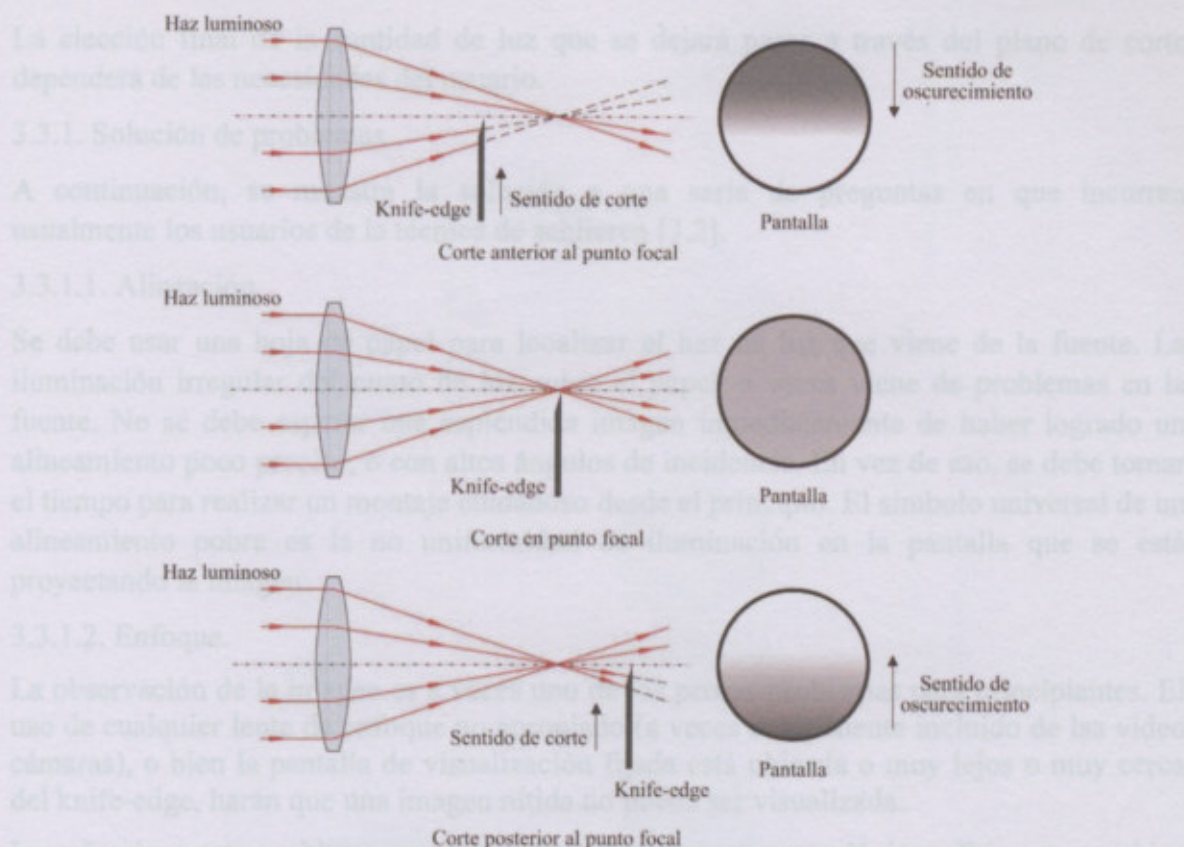


FIG. 3.3 - Implicancias de la posición del knife-edge

El último paso consiste en seleccionar el porcentaje de corte del knife-edge, con el fin de obtener la sensibilidad deseada. Por otra parte, la resolución del sistema está dada principalmente por la razón de iluminación $((1 - I_d/I_t))$, donde I_d es la iluminación en la pantalla e I_t es la iluminación total proveniente de la fuente de luz), que representa la cantidad de luz que se interfiere en el plano de corte. Se encuentra que la resolución aumenta a medida que la razón de iluminación disminuye. Sin embargo, existe un doble compromiso entre la resolución del sistema y la sensibilidad de este, ya que a medida que se aumenta la resolución, disminuye la sensibilidad. En la FIG 3.4 se puede apreciar este doble compromiso.

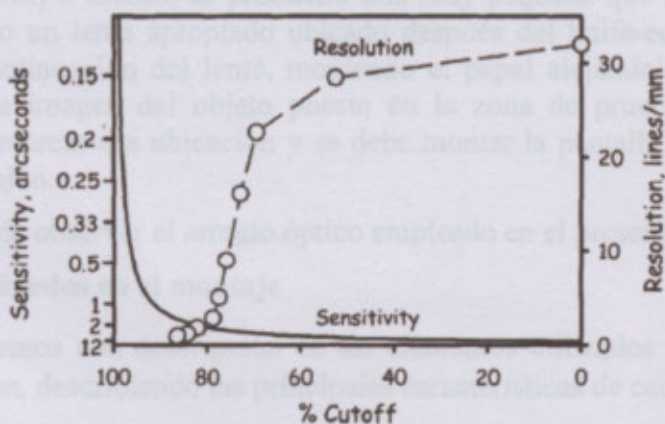


FIG. 3.4 - Resolución y sensibilidad vs % de corte. De Fig. 3.26 en [3.2]

La elección final de la cantidad de luz que se dejará pasar a través del plano de corte dependerá de las necesidades del usuario.

3.3.1. Solución de problemas

A continuación, se muestra la solución a una serie de preguntas en que incurren usualmente los usuarios de la técnica de schlieren [3.2].

3.3.1.1. Alineación.

Se debe usar una hoja de papel para localizar el haz de luz que viene de la fuente. La iluminación irregular del punto de luz sobre el papel, a veces viene de problemas en la fuente. No se debe esperar una espléndida imagen inmediatamente de haber logrado un alineamiento poco preciso, o con altos ángulos de incidencia. En vez de eso, se debe tomar el tiempo para realizar un montaje cuidadoso desde el principio. El símbolo universal de un alineamiento pobre es la no uniformidad de iluminación en la pantalla que se está proyectando la imagen.

3.3.1.2. Enfoque.

La observación de la imagen es a veces uno de los peores problemas para principiantes. El uso de cualquier lente de enfoque no apropiado (a veces componente incluido de las video cámaras), o bien la pantalla de visualización fijada está ubicada o muy lejos o muy cerca del knife-edge, harán que una imagen nítida no pueda ser visualizada.

La solución a este problema es proceder con unos pocos pasos lógicos. Primero, se ubica un objeto para enfocar y centrar el área de prueba previamente seleccionada. Segundo, se debe medir la distancia desde ésta al segundo espejo. Esta distancia puede ser menor o mayor a la distancia focal del espejo. Es importante saber que, en algunos casos, no se formará ninguna imagen del área de prueba sin un correcto lente de enfoque. Sin embargo, si la hoja de papel es ubicada en la línea del haz de luz después de 20 o 30 [cm] del knife-edge, revelará una imagen borrosa. La tarea del lente de enfoque es dar una imagen nítida.

En el caso de usar lentes de enfoque, se debe conocer la distancia focal del lente de la cámara. Esto puede ser encontrado simplemente usando el lente para enfocar las luces de la habitación en una hoja de papel, reconociendo la distancia entre la hoja y el lente. Para ver una imagen directamente en la pantalla, se debe ocupar un lente de enfoque largo de distancia focal entre 750 a 1000 [mm]. En el caso de los lentes ordinarios con una distancia focal baja de 50 [mm] o menos, se producirá una muy pequeña que limitaría su análisis. Teniendo asegurado un lente apropiado ubicado después del knife-edge, se debe usar la hoja de papel a continuación del lente, moviendo el papel alejándolo a lo largo del eje óptico hasta que la imagen del objeto puesto en la zona de prueba se vea finamente enfocada. Se debe marcar esa ubicación y se debe montar la pantalla de observación o la cámara en esa posición.

En la FIG. 3.5, puede observar el arreglo óptico empleado en el presente Proyecto Final.

3.4. Elementos utilizados en el montaje

En este punto, haremos una descripción de los elementos utilizados en el montaje de la diagnóstica schlieren, describiendo las principales características de cada uno de ellos.

3.4.1. Fuente de iluminación

Se utilizó un led monocromático coaxial de alto brillo, tipo spot, con longitud de onda de 530 nm. Fue adquirido a la empresa Edmund Optics (material de laboratorio).

En la FIG. 3.6; podemos observar una imagen del mismo y en la Tabla 3.1 muestra especificaciones técnicas.

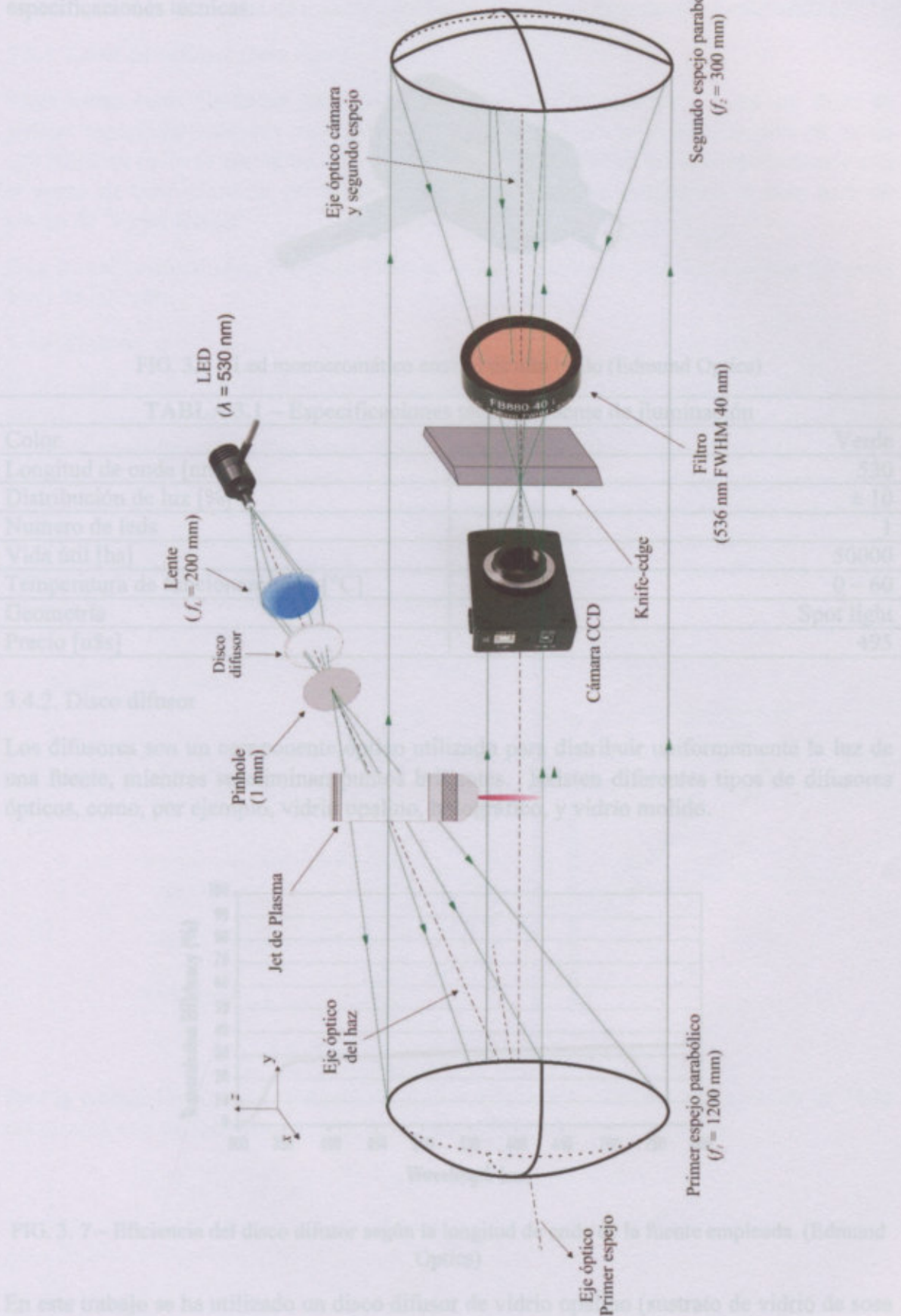


FIG. 3.5.- Arreglo óptico experimental

En la FIG. 3.6, podemos observar una imagen del mismo y en la Tabla 3.1 muestra especificaciones técnicas.



FIG. 3.6 – Led monocromático coaxial de alto brillo (Edmund Optics)

TABLA 3.1 – Especificaciones técnicas fuente de iluminación

Color	Verde
Longitud de onda [nm]	530
Distribución de luz [%]	± 10
Numero de leds	1
Vida útil [hs]	50000
Temperatura de funcionamiento [°C]	0 – 60
Geometría	Spot light
Precio [u\$s]	495

3.4.2. Disco difusor

Los difusores son un componente óptico utilizado para distribuir uniformemente la luz de una fuente, mientras se eliminan puntos brillantes. Existen diferentes tipos de difusores ópticos, como, por ejemplo, vidrio opalino, holográfico, y vidrio molido.

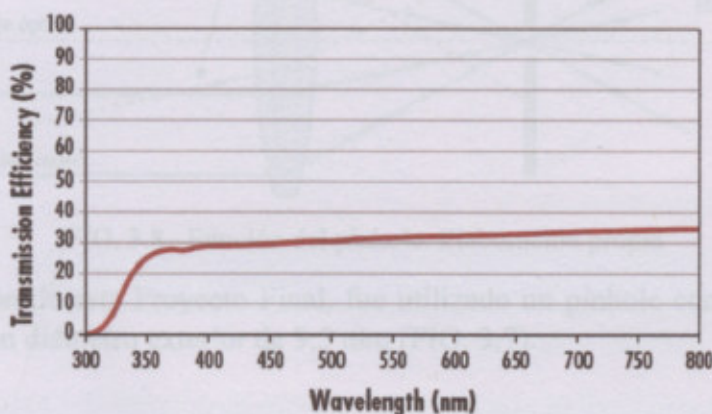


FIG. 3. 7 – Eficiencia del disco difusor según la longitud de onda de la fuente empleada. (Edmund Optics)

En este trabajo se ha utilizado un disco difusor de vidrio opalino (sustrato de vidrio de sosa y cal con una superficie recubierta con un 'Opal' como revestimiento). Presenta como ventaja que el recubrimiento de ópalo permite que la luz presente una buena distribución

uniforme, pero, por otro lado, presenta alto nivel de difusión provocando grandes pérdidas, disminuyendo la eficiencia de transmisión. En la FIG 3.6 se expone esta característica.

3.4.3. Lente de enfoque (best form)

Estas lentes están diseñadas para minimizar la aberración esférica y coma sin dejar de utilizar superficies esféricas para formar la lente. Cada lado de la lente se pule de modo que tenga un radio de curvatura diferente. La aberración esférica mínima casi coincide con el punto de cero coma; la curvatura donde se produce este mínimo es la base para un diseño de "mejor forma".

Para la realización de este Proyecto Final se utilizó un lente de este tipo con una distancia focal de 200 mm.

3.4.4. Pinhole

El pinhole es un tipo de filtro, denominado espacial, diseñado para "limpiar" el haz. Muchas veces un sistema no produce una distribución con perfil de intensidad suave. Con el fin de producir un haz Gaussiano limpio, se utiliza un filtro espacial para eliminar los picos de energía de orden superior no deseados y pasar solamente el máximo central de la longitud de onda deseada. Además, cuando un haz pasa a través de un sistema, el polvo en el aire o en componentes ópticos puede interrumpir el haz y crear luz dispersa. Esta luz dispersada puede dejar patrones de anillo no deseados en el perfil del haz. El filtro espacial elimina este ruido espacial adicional del sistema (FIG. 3.7)

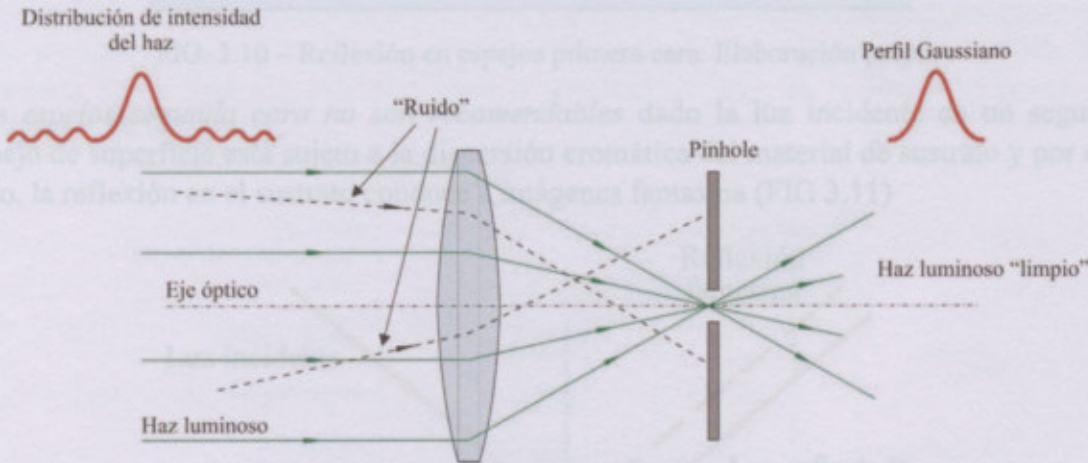


FIG. 3.8– Función del pinhole. Elaboración propia

Para la realización de este Proyecto Final, fue utilizado un pinhole con apertura de 1000 μm (1mm), con un diámetro exterior de 9,5 mm (FIG. 3.7).

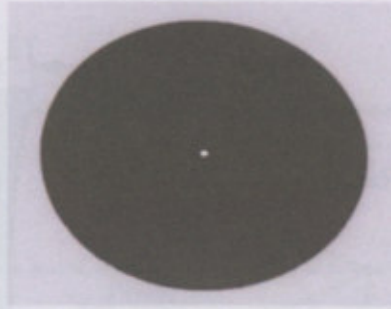


FIG. 3.9 – Pinhole con apertura de 1 mm. (Edmund Optics)

3.4.5. Espejos parabólicos

Los espejos primera cara (FIG. 3.10) ofrecen una alta reflectancia del revestimiento depositado sobre la superficie frontal con una variedad de diferentes tipos de sustratos como vidrio, metal o semiconductor. Se recomiendan espejos primera cara para uso en aplicaciones ópticas de precisión.

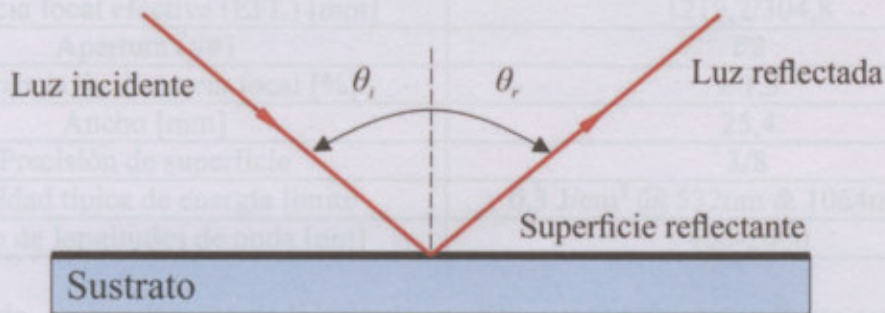


FIG. 3.10 – Reflexión en espejos primera cara. Elaboración propia

Los *espejos segunda cara no son recomendables* dado la luz incidente en un segundo espejo de superficie está sujeto a la dispersión cromática del material de sustrato y por otro lado, la reflexión en el sustrato conduce a imágenes fantasma (FIG 3.11)

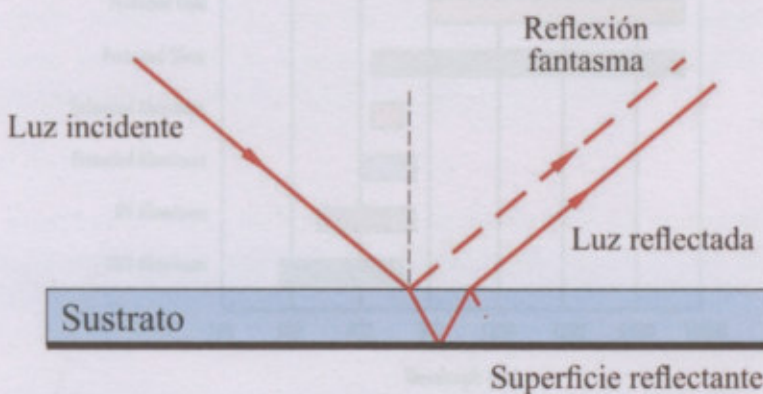


FIG 3.11 – Reflexión en espejos segunda cara. Elaboración propia

En la FIG. 3.12 podemos observar una imagen del mismo y en la Tabla 3.2 muestra especificaciones técnicas.

3.4.6. Monturas de espejos

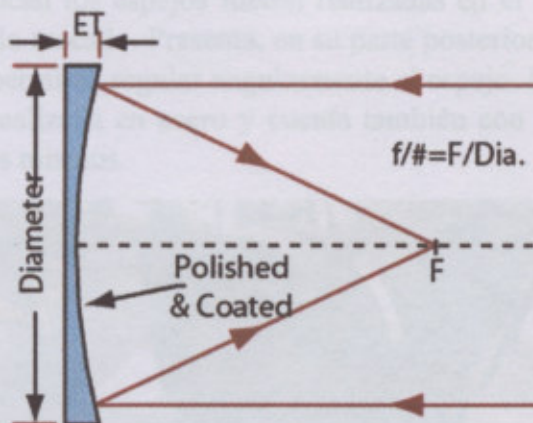


FIG. 3.12 - Dimensiones del espejo parabólico (Edmund Optics)

TABLA 3.2 – Especificaciones técnicas de los espejos parabólicos

Diámetro [mm]	152.4
Distancia focal efectiva (EFL) [mm]	1219,2/304,8
Apertura (f/#)	f/8
Tolerancia de distancia focal [%]	± 1,5
Ancho [mm]	25,4
Precisión de superficie	$\lambda/8$
Densidad típica de energía límite	0,3 J/cm ² @ 532nm & 1064nm, 10ns
Rango de longitudes de onda [nm]	400-2000

Por otro lado, en la selección de los espejos a utilizar y del correspondiente recubrimiento debe prestarse especial atención a la longitud de la fuente lumínica. En la FIG. 3.12 podremos ver la relación existente entre la longitud de onda de la fuente lumínica y el recubrimiento del espejo.

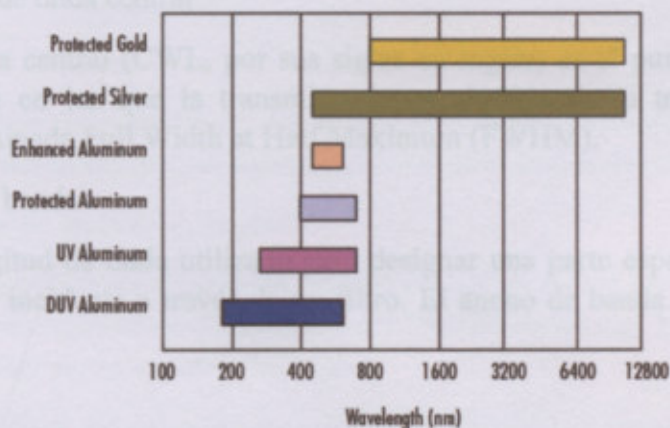


FIG 3.13 - Guía de selección del recubrimiento del espejo. (Edmund Optics)

Para la realización de este Proyecto Final, fueron utilizados espejos parabólicos primera cara, con distancias focales de 1200 y 300 mm ($\lambda/8$), con un diámetro exterior de 152 mm aproximadamente (6 pulgadas) y con recubrimiento de plata.

3.4.6. Monturas de espejos

Las bases donde se colocan los espejos fueron realizadas en el aluminio, los mismos se ajustan mediante un anillo roscado. Presenta, en su parte posterior, tres tornillos dispuestos convenientemente, que permiten regular angularmente el espejo. Por otro lado, la base que soporta el espejo, está realizada en acero y cuenta también con tornillos reguladores. Se anexan planimetría de los mismos.



FIG 3.14 – Montaje óptico de los espejos parabólicos.

3.3.7. Filtro FWHM

Los filtros ópticos se pueden utilizar para atenuar o mejorar una imagen, transmitir o reflejar longitudes de onda específicas y/o dividir una imagen en dos imágenes idénticas con niveles de brillo relativos entre sí. Para entender la importancia de elegir el filtro óptico correcto para cualquier aplicación, debemos considerar la terminología clave, las técnicas de fabricación y los diversos tipos de filtros disponibles en la actualidad.

3.4.7.1. Terminología

3.4.7.1.1. Longitud de onda central

La longitud de onda central (CWL, por sus siglas en inglés) es el punto medio entre las longitudes de onda en las que la transmitancia es el 50% de la transmisión mínima especificada, denominada Full Width at Half Maximum (FWHM).

3.4.7.1.2. Ancho de banda

Es el rango de longitud de onda utilizado para designar una parte específica del espectro que pasa la energía incidente a través de un filtro. El ancho de banda también se conoce como FWHM

TABLA 3.3 – Características técnicas de Filtro Bandpass

Longitud de onda centrada (CWL) [nm]	530
Full Width-Half Max FWHM [nm]	40
Diámetro [mm]	50
Transmisión (%)	90
Tolerancia CWL [nm]	± 5
Tolerancia FWHM [nm]	± 5
Espesor [mm]	5

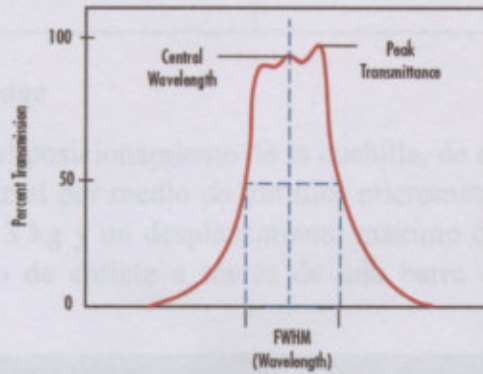


FIG. 3.15 – Característica CWL y FWHM de un filtro. (Edmund Optics)

3.4.7.2. Tipos de filtros

3.4.7.2.1. Filtro de ancho de banda

Los filtros de paso de banda tienen una transmitancia de banda extremadamente estrecha ($< 2\text{nm}$ a 10nm) o banda ancha (50nm y 80nm) a través del sustrato. Son particularmente sensibles a los ángulos, por lo que se debe tener cuidado al montarlo y colocarlos dentro de una configuración óptica.

3.4.7.2.2. Filtros Longpass

Los filtros Longpass transmiten todas las longitudes de onda más largas que el corte especificado en la longitud de onda. Los filtros Longpass incluyen espejos fríos, filtros de vidrio coloreados y filtros ADC (plástico óptico fundido) termoestables.

3.4.7.2.2. Filtro Shortpass

Los filtros de paso corto transmiten todas las longitudes de onda más cortas que la longitud de onda de corte especificada. Los filtros de paso corto incluyen filtros de corte IR, espejos calientes y vidrio absorbente de calor.

3.4.7.2.2. Otros tipos de filtros

A su vez existen otros tipos de filtros, los cuales solo serán mencionados: espejos fríos, vidrios absorbentes del calor, espejos calientes, filtros de sustratos de color, entre otros.

3.4.7.3. Filtro empleado en la diagnóstica

En la diagnóstica empleada en el presente Proyecto Final, se utilizó un filtro tipo ancho de banda con longitud de onda centrada en 530 nm y FWHM de 40 nm . En la tabla siguiente se exponen las características técnicas del mismo:

TABLA 3.3 – Características técnicas de Filtro Bandpass

Longitud de onda centrada (CWL) [nm]	530
Full Width-Half Max FWHM [nm]	40
Diametro [mm]	50
Transmisión [%]	90
Tolerancia CWL [nm]	± 5
Tolerancia FWHM [nm]	± 5
Espesor [mm]	5

Precio [u\$s]

195

3.4.8. Sistema del Knife-edge

El sistema utilizado para el posicionamiento de la cuchilla, de elaboración propia, presenta regulación axial y transversal por medio de tornillos micrométricos (Edmund Optics), con capacidad de carga hasta 3 kg y un desplazamiento máximo de 19 mm. Por otro lado, la cuchilla ajusta por medio de apriete a través de una barra de grilón ajustada por tres tornillos milimétricos.



FIG. 3.16 – Sistema de montaje de Knife-edge.

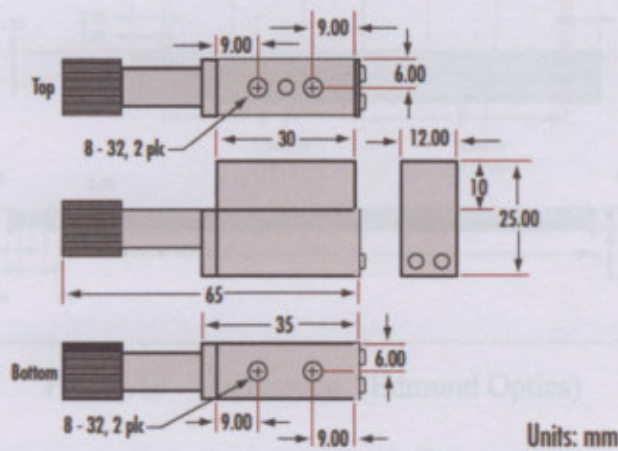


FIG. 3.17 – Dimensiones del tornillo de precisión. (Edmund Optics)

3.4.9. Cámara para adquisición de imágenes

Se utilizó una cámara CCD con salida a PC, monocromática y resolución de 640x 480 pixeles. La cámara empleada corresponde a la firma Lumenera Corporation. Se anexa hoja técnica de la misma.

FIG. 3.20 – Cámara tipo barra (Edmund Optics)

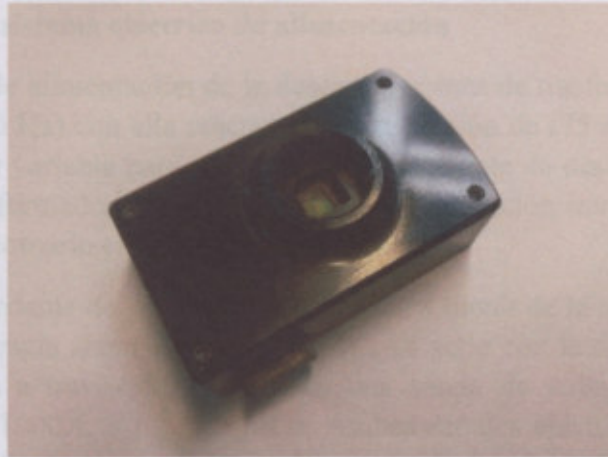


FIG. 3.18 – Cámara CCD monocromática.

3.4.10. Monturas ópticas

Se utilizaron otros tipos de montantes ópticos, como ser, un riel óptico (FIG. 3.18), donde se montó el conjunto de la fuente lumínica (LED, disco difuso y pinhole) a través de diferentes monturas de tipo barra (FIG. 3.19). Cada montura fue sostenida por respectivos postes y bases adecuadas para tal fin.

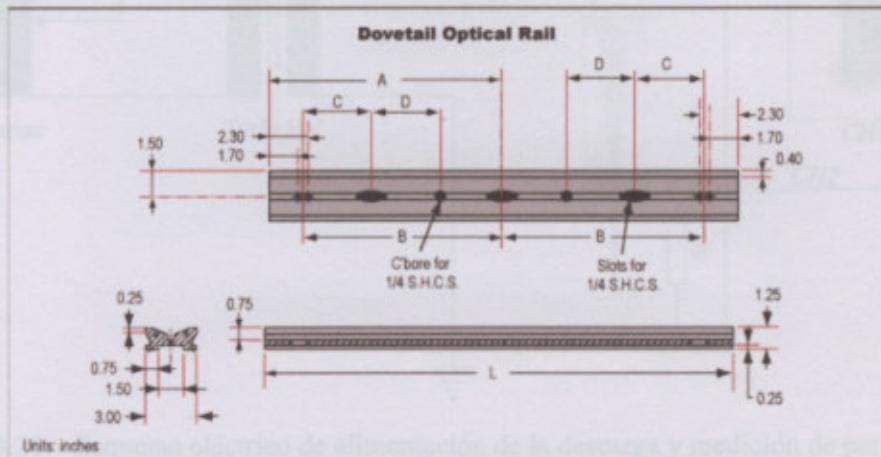


FIG. 3.19 – Riel óptico. (Edmund Optics)

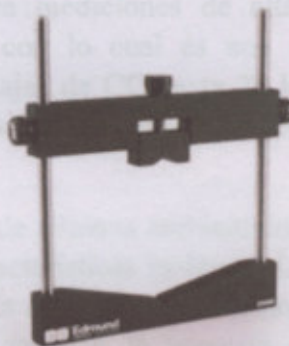


FIG. 3.20 – Montura tipo barra (Edmund Optics)

3.5. Descripción del sistema eléctrico de alimentación

El sistema eléctrico de alimentación de la descarga, consta de transformador de alta tensión (25 kV, 100 mA y 50 Hz) con alta reactancia de dispersión de $(75 \pm 0,5) \text{ k}\Omega$, conectado a un autotransformador variable para el control de la corriente de descarga. Debido a la alta impedancia del transformador, el mismo provee una limitación intrínseca de la corriente, con lo cual no será necesario el uso de balasto.

La medición de la corriente de descarga fue realizada a través de la medición de la caída de tensión en una resistencia shunt (100Ω) colocada en serie con la descarga. La tensión de descarga fue medida a través del empleo de una sonda de voltaje de alta impedancia (Tektronix P6015A, 1000X, 3 pf, $100 \text{ M}\Omega$). Ambas señales eléctricas fueron registradas simultáneamente mediante el uso de un osciloscopio de 4 canales (Tektronix TDS 2004C con tiempo de muestreo de 1 GS/s y ancho de banda analógico de 70 MHz).

En la FIG. 3.20, podemos ver un esquema del sistema de alimentación de la descarga y medición de parámetros.

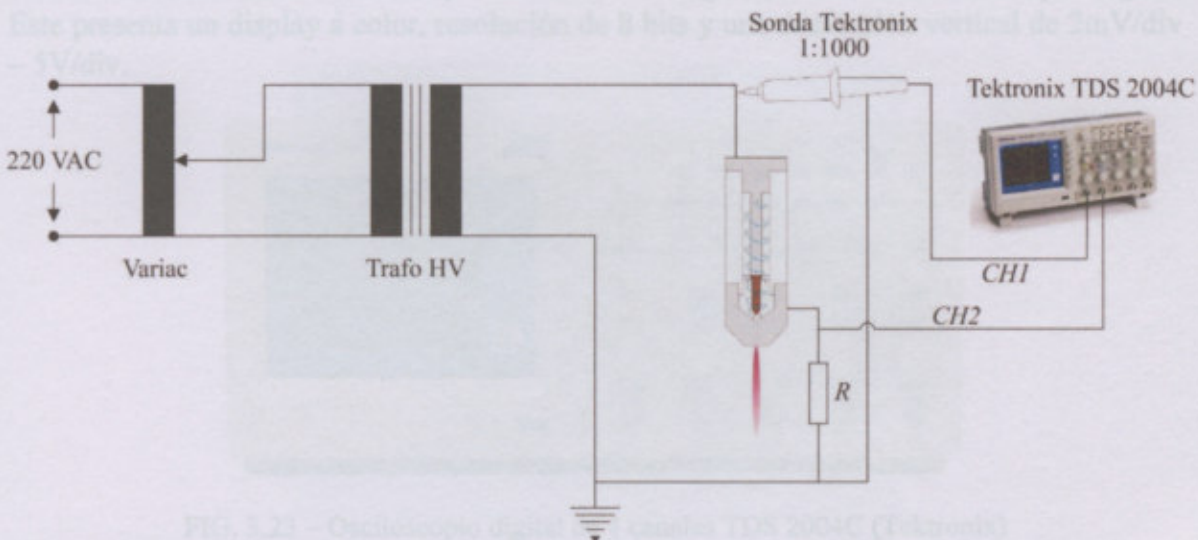


FIG. 3.21 – Esquema eléctrico de alimentación de la descarga y medición de parámetros

3.5.1. Sonda pasiva HV

Es una sonda recomendada para mediciones de alta impedancia y rendimiento con tensiones superiores a 2,5 kV, con lo cual es una sonda estándar para aplicaciones industriales. Se puede medir voltajes de CC hasta 20 kV RMS y pulsos de hasta 40 kV (pico, 100 ms de duración). El ancho de banda de 75 MHz y permite capturar señales rápidas, de alta tensión.

El P6015A utiliza un compuesto de silicona ambientalmente seguro para el dieléctrico, sin necesidad de rellenado. Otras características incluyen: Un rango de compensación de 7-49 pF, caja de compensación pequeña que cabe en las entradas del amplificador adyacente, y una opción de lectura para su uso con la mayoría de los osciloscopios digitales de Tektronix. Con la opción de lectura, los valores de amplitud de voltaje que se muestra será el valor real de la señal discreta en lugar de por un factor de 1.000.

Se anexa hoja de datos de la misma.



FIG. 3.22 – Sonda P6015A para mediciones en alta tensión. (Tektronix)

3.5.2. Osciloscopio digital

Para la medición de la corriente y tensión de descarga se utilizó un osciloscopio digital. Este presenta un display a color, resolución de 8 bits y una desviación vertical de 2mV/div – 5V/div .

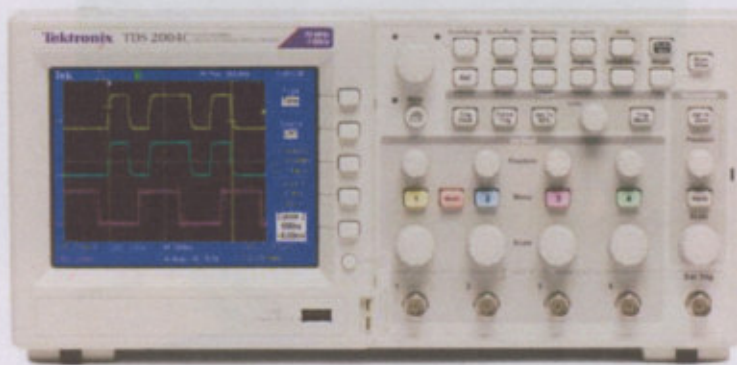


FIG. 3.23 – Osciloscopio digital de 4 canales TDS 2004C (Tektronix)

El CH1 (Canal 1) se utilizó para medición de la tensión de la descarga, mientras que el CH2 (Canal 2) se utilizó para la medición de la caída de tensión en la resistencia de $100\ \Omega$, la cual, por medio de la Ley de Ohm, nos permitirá inferir la corriente de descarga. Notar que ambas referencias se encuentran a masa.

Se anexa hoja de datos del mismo.

3.5.3. Transformador monofásico

Transformador de construcción a pedido, con alta reactancia de dispersión (75 ± 0.5) $\text{k}\Omega$. Posee una salida máxima en bornes del secundario de $25\ \text{kV}$. Por otro lado, cuenta con un shunt magnético para regulación del flujo de dispersión.

Referencias

[3.1] Hecht, E. (2012)

[3.2] Serdex, G. S.
Springer-Verlag.

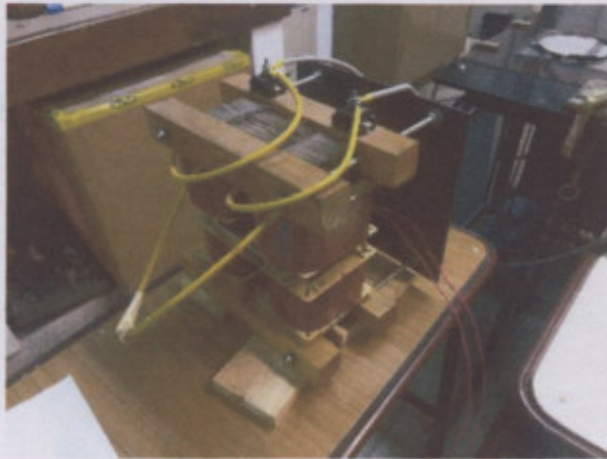


FIG. 3.24 – Transformador de alta tensión

3.5.4. Variac monofásico

Este equipo Variac monofásico, de la empresa Varitrans, permite regular voltaje en AC (corriente alterna) de 0 a 250V, con una potencia máxima de 1,5 kVA.



FIG. 3.25 – Variac monofásico

3.5. Descripción del sistema de alimentación de gas

El sistema de alimentación de gas está compuesto por tubo de oxígeno seco (99% de pureza) con una presión de alimentación en su máxima capacidad de 300 atm. A la salida de este tubo puede hallarse una válvula reguladora de presión, con manómetros indicadores. Posteriormente, el gas es conducido a la antorcha utilizando mangueras de poliamida. Entre la antorcha y el tubo de alimentación, se intercalará un manómetro (que nos permitirá corregir el caudal leído) y un caudalímetro.

Se anexan plano de la disposición el sistema de alimentación de gases.

Referencias

- [3.1] Hecht, E. (2012). *Optics*. Reading, Mass: Addison-Wesley Pub. Co.
- [3.2] Settles, G. S. (2001). *Schlieren and Shadowgraph Techniques*, Textbook Edition, Springer-Verlag.

*Capítulo 4
Análisis y Discusión de Resultados*

CAPITULO 4

Análisis y Discusión de Resultados

En este capítulo se realiza el análisis de los resultados de la experimentación, considerando los efectos de los procesos de difusión, reacciones químicas típicas y mezcla de aire ambiente en el jet sobre el índice de refracción del plasma. Se determina la curva de calibración de la cámara y mediante el uso de la inversión de Abel se determina la temperatura del jet de plasma y fracción molar de oxígeno.

1. Características de la descarga

El voltaje de la descarga $V(t)$, junto a la corriente de la misma $i(t)$, puede observarse en la Fig. 4.1. La corriente de descarga exhibe sobrepicos picos agudos (debido al desarrollo de inestabilidades en la ionización del plasma) de gran amplitud relativa, superpuesta a una onda senoidal (con frecuencia fundamental de 50 Hz), casi independiente de las características de la descarga, debido principalmente, a que la corriente de descarga está limitada por el transformador de alta impedancia. La señal de tensión tiene una frecuencia de 50 Hz y disminuye cuando aumenta la corriente, conduciendo así, a una pendiente negativa en la característica tensión-corriente de la descarga. Todas estas particularidades sugieren que el régimen de la descarga puede ser considerado como una glow de alta presión, operando en modo constricivo (filamentario). [4.1,4.2]

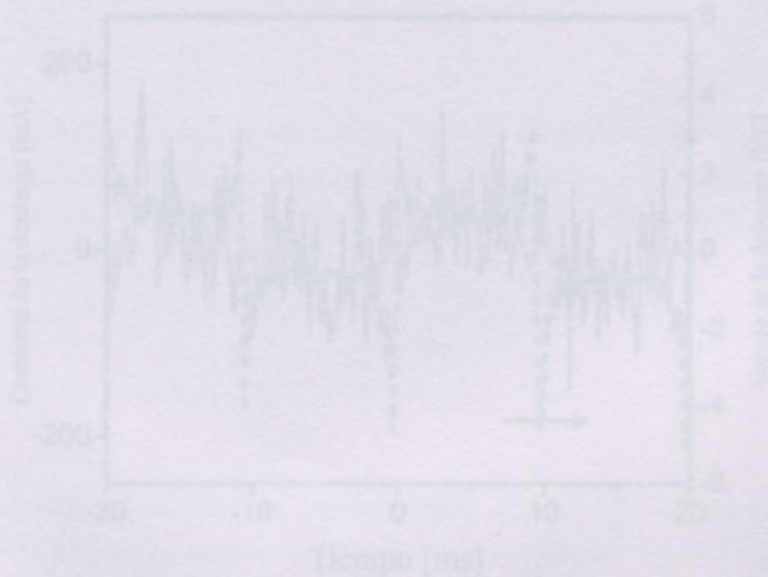


FIG 4.1 – Señales de tensión y corriente del jet en operación

2. Medición de potencia

La potencia de operación del jet de plasma fue calculada mediante:

Capítulo 4

Análisis y Discusión de Resultados

En este capítulo se realiza el análisis y discusión de los resultados obtenidos en la experimentación, considerando la implicancia de la refractividades de las diferentes especies, fenómenos de difusión, reacciones químicas típicas y mezcla de aire ambiente en el jet sobre el índice de refracción del plasma. Se determina la curva de calibración de sistema y mediante el uso de la inversión de Abel se determina la temperatura del jet de plasma y fracción molar de oxígeno

4.1. Características de la descarga

El voltaje de la descarga $U(t)$, junto a la corriente de la misma $i(t)$, puede observarse en la FIG. 4.1. La corriente de descarga exhibe múltiples picos agudos (debido al desarrollo de inestabilidades en la ionización del plasma) de gran amplitud relativa, superpuesta a una onda senoidal (con frecuencia fundamental de 50 Hz), casi independiente de las características de la descarga, debido principalmente, a que la corriente de descarga está limitada por el transformador de alta impedancia. La señal de tensión tiene una frecuencia de 50 Hz y disminuye cuando aumenta la corriente, conduciendo así, a una pendiente negativa en la característica tensión-corriente de la descarga. Todas estas particularidades sugieren que el régimen de la descarga puede ser considerado como una glow de alta presión, operando en modo constrictivo (filamentario). [4.1,4.2]

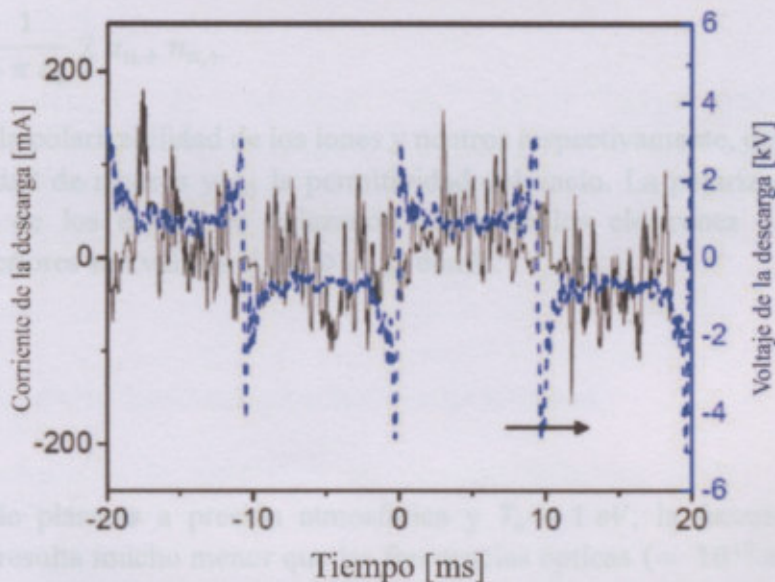


FIG 4.1 – Señales de tensión y corriente del jet en operación

4.2. Medición de potencia

La potencia de operación del jet de plasma fue calculada mediante:

$$P = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} U(t) i(t) dt \quad (4.1)$$

Donde τ es el período de la descarga. La potencia de resultante fue de 22 W.

4.3. Índice de refracción del jet de plasma

Como hemos mencionado en el Capítulo 2, la técnica schlieren se basa en que el medio es transparente respecto de la fuente de iluminación. Este punto, indiscutiblemente, hace evidente que el plasma bajo estudio debe cumplir con tal rigor. Esto se cumple cuando se verifica que la frecuencia de la onda de la fuente lumínica es mucho mayor que la frecuencia del plasma.

Recordando que el índice de refracción de un plasma (para una determinada longitud de onda) puede expresarse mediante la ecuación de Lorenz-Lorentz:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} N \sum_i x_i \alpha_i \quad (4.2)$$

Donde N expresaba la densidad de partículas del gas, y α_i y x_i , la polarizabilidad media y la fracción molar de la especie i , respectivamente. Siendo:

$$(n - 1)_e = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2 \lambda^2}{2\pi m_e c_0^2} n_e \quad (4.3)$$

$$(n - 1)_{n,+} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} 2\alpha_{n,+} n_{n,+} \quad (4.4)$$

Donde $\alpha_{n,+}$ es la polarizabilidad de los iones y neutros respectivamente, dependientes de λ . n_n es la densidad de neutros y ϵ_0 la permitividad del vacío. La polarización del plasma depende tanto de los electrones enlazados como de los electrones libres [4.3]. Las ecuaciones anteriores son válidas si $\omega \gg \omega_{pe}$, donde:

$$\omega_{pe} \equiv \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (4.5)$$

Para el caso de plasmas a presión atmosférica y $T_e \approx 1 \text{ eV}$, la frecuencia de plasma ($\approx 10^{13} \text{ s}^{-1}$) resulta mucho menor que las frecuencias ópticas ($\approx 10^{15} \text{ s}^{-1}$) [4.30]. Por otro lado:

$$(n - 1)_e = -4,46 \times 10^{-12} (\lambda^2 [\text{m}^2]) (n_e [\text{m}^{-3}]) \quad (4.6)$$

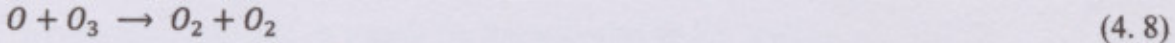
La influencia de los electrones libres solo es importante en porcentajes de ionización bajos, debido a que la densidad electrónica del efluente del jet de plasma no-térmico a presión

atmosférica se encuentra en el orden de $10^{15} - 10^{17} \text{ m}^{-3}$ (dependiendo de las condiciones del experimento y del punto específico del jet) [4.4] y para la longitud de onda de la fuente empleada ($\lambda = 5,3 \times 10^{-7} \text{ m}$), con lo cual la refractividad (en módulo) es del orden de $10^{-9} - 10^{-7}$. Comparando dicho valor con la refractividad del O_2 (del orden de 10^{-4} en condiciones cercanas a la ordinaria [4.3]); la contribución de los electrones libres fue despreciada. Además, la contribución de las especies ionizadas también puede ser despreciadas (la refractividad de los iones es pequeña cuando se la compara con la de los electrones, siendo la densidad de ambas especies, iguales) [4.5]. La contribución de los estados excitados del oxígeno al índice de refracción del plasma también puede despreciarse, debido a que las líneas espectrales de resonancia están situadas en la región del espectro correspondiente al ultravioleta [4.4]. Lo mismo ocurre con el aire [4.6] y el argón [4.7]; entre otros gases. La contribución de otras partículas reactivas como O y O_3 también fueron despreciadas según las consideraciones siguientes.

En el efluente, todos los átomos de O producidos en la descarga glow son rápidamente convertidos en ozono [4.8,4.9], ya que la asociación de O con O_2 , a través de la reacción de tres cuerpos:



con un coeficiente de velocidad de $6,9 \times 10^{-16} (300/T)^{1,25} \text{ m}^6/\text{s}$ [4.10], a temperatura ambiente, es mucho más rápida que las siguientes reacciones:



con una velocidad de reacción de $2 \times 10^{-17} \exp(-2300/T) \text{ m}^3/\text{s}$ y $2,45 \times 10^{-43} T^{-0,63} \text{ m}^6/\text{s}$, respectivamente [4.10], siendo T la temperatura del gas. Bajo las presentes condiciones, más del 99% de los átomos de O se convierten en O_3 durante un tiempo de $10 \mu\text{s}$, es decir, a una distancia de la tobera:

$$z = u \Delta t \approx 2 \text{ mm} \quad (4.10)$$

Donde u es la velocidad media del gas a la salida de la misma.

Notar que la escala de longitud para las pérdidas difusivas $(D \Delta t)^{1/2}$, siendo D el coeficiente de difusión del $\text{O}(^3\text{P})$ a la temperatura ambiente [4.11], cuyo valor es $D = 0,27 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$, es mucho menor a 1 mm , con lo cual el fenómeno de difusión no resulta importante. Por tanto, excepto en el campo cercano a la salida del flujo ($z < 2 \text{ mm}$), la densidad del oxígeno atómico puede ser despreciada. En cambio, sí debe considerarse la presencia del ozono. Deberíamos notar que el oxígeno atómico puede ser creado en el campo lejano por colisiones entre $\text{O}_2(\text{a})$ y O_3 , a través de la reacción [4.1,4,9]:



Sin embargo, la velocidad de reacción es baja, debido a que su coeficiente de reacción $9,7 \times 10^{-19} \exp(-1564/T) \text{ m}^3/\text{s}$ [4.10], es bastante bajo a temperatura ambiente. Esto explica por qué $\text{O}_2(\text{a})$ y O_3 son especies con vidas largas en comparación con la escala de tiempo ($10^{-4} - 10^{-1} \text{ s}$) del movimiento de gas a lo largo del chorro. La densidad del oxígeno atómico O a la salida de la tobera fue estimada mediante:

$$2 k[\text{O}_2] N_e \tau \quad (4.12)$$

Siendo k la velocidad de reacción de:



Donde O_2^* representa los estados excitados pre-disociativos del oxígeno molecular con una energía umbral de 6 eV [4.12,4.13], evaluado por medio de la función de la energía media del electrón, resolviendo la ecuación de Boltzmann con la ayuda del código BOLSIG+ [4.14].

La disociación térmica [4.15] del oxígeno molecular no juega un papel importante en este caso, debido a que la temperatura del gas en la región de la descarga glow no es lo suficientemente alta (aproximadamente 1000 - 2000 K, según estimaciones básicas) [4.16,4.17]. Por otro lado, considerando valores típicos para descargas glow a presión atmosférica en gases moleculares, con corrientes de descarga del orden de 10 - 200 mA [4.1,4.18,4.19]:

$$N_e \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ m}^{-3} \quad (4.14)$$

$$T_e \sim 0,8 - 1 \text{ eV} \quad (4.15)$$

$$\tau \sim 10^{-4} \text{ seg} \quad (4.16)$$

(la longitud de escala característica de la descarga es de 1 mm, mientras que la velocidad del flujo de gas en la región entre electrodos, es alrededor de 10 m/s); la densidad del oxígeno atómico a la salida de la tobera resulta aproximadamente $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (correspondiente a un bajo grado de disociación relativo de alrededor de 2×10^{-6}). Esta densidad estimada puede compararse con los resultados numéricos de una descarga glow no-térmica a presión atmosférica, con corriente de descarga de 200 mA y flujo de aire precalentado (2200 K) [4.18]. De este modo, considerando un tiempo de tránsito del flujo de gas a través de la descarga de 100 μs , encontramos que la densidad del oxígeno atómico es de $4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (correspondiente a un grado de disociación de 6×10^{-5}). La diferencia se atribuye a la intensificación de los procesos con umbrales de alta energía en los que participan los electrones (disociación, ionización, etc.) debido a colisiones super-elásticas con moléculas de nitrógeno excitadas vibratoriamente; y también debido a la disociación de estados electrónicos excitados de moléculas de oxígeno que se producen durante la desactivación de los estados electrónicos excitados de las moléculas de N_2 . [4.12,4.13]

Considerando mediciones de la densidad del $\text{O}(^3P)$ determinadas en jets de plasmas a presión atmosférica y a temperatura ambiente (con una potencia RF de 10 a 25 W),

alimentados con mezclas de gases nobles y pequeñas proporciones de O_2 [4.20], los resultados muestran que la densidad de oxígeno en el campo cercano al chorro de gas aumenta con una pendiente relativamente elevada hasta un máximo de $2 \times 10^{20} m^{-3}$ para una concentración de 0,6% de O_2 (es decir, un grado de disociación de alrededor de 7×10^{-4}). Más allá de este valor, la densidad de O decrece con incrementos en la concentración de O_2 . La razón de esto está relacionada con el hecho de que una gran concentración de moléculas modifica significativamente la función de distribución de energía de los electrones (debido a la excitación de los niveles vibratorios de las moléculas), reduciendo así la cantidad de energía electrónica que puede utilizarse para la disociación de oxígeno. [4.4,4.20]

Los cálculos realizados sobre la base del valor estimado de la disociación en la salida de la tobera indican un error despreciable (mucho menor que 1 K) en la derivación de la temperatura del gas respecto de todo el campo de salida del mismo (se usó una polarizabilidad atómica del oxígeno [4.21] $\alpha(O) = 0,77 \text{ \AA}^3$ para una longitud de onda de 480 nm y una polarizabilidad de ozono [4.3] $\alpha(O_3) = 3,06 \text{ \AA}^3$ para una longitud de onda 589 nm). Además, las estimaciones mostraron que la medición de la temperatura del gas no se ve seriamente afectada por la densidad atómica de oxígeno hasta un grado de disociación de por lo menos 10^{-3} (un grado de disociación de 5×10^{-3} resultaría en un error máximo de aproximadamente $\pm 2 - 3$ K), siendo en este caso el error en la temperatura casi igual al derivado del 10% del cambio en la fracción molar media de oxígeno cuando se considera la penetración de aire ambiente en el efluente (debido a la difusión turbulenta).

Resumiendo, solo será de interés las refractividad de los neutros.

De lo expuesto en el Capítulo 2, en gases el índice de refracción es próximo a la unidad ($n \approx 1$), la ecuación de Gladstone-Dale, también puede expresarse en el siguiente término:

$$n - 1 = \frac{N}{N_r} \sum_i x_i (n - 1)_{i,r} \quad (4.17)$$

Donde $(n - 1)_{i,r}$ representa la refractividad de referencia de la especie i , a la densidad N_r . Considerando la ecuación de los gases perfectos:

$$n - 1 = \frac{p T_r}{p_r T} \sum_i x_i (n - 1)_{i,r} \quad (4.18)$$

Recordando que la refractividad, a parte la longitud onda, es función de la temperatura, (para el aire, según este caso). La medición de la temperatura ambiente arrojo un valor aproximado de $T_r \approx 293$ K. Para el cálculo del índice de refracción del aire se utilizó una aplicación de la National Institute for Standard and Technology (NIST) [4.22], obteniendo un valor de $2,173 \times 10^{-4}$. Mientras que el para el oxígeno, el valor de la refractividad $(n - 1)_{o,r}$ utilizado fue de $2,567 \times 10^{-4}$, para una longitud de onda de 546 nm (fuente luminica) [4.23]

Luego, la deflexión de un haz lumínico a través de un medio inhomogéneo, puede expresarse, expresarse en términos generales, y según el arreglo experimental, como:

$$\varepsilon_{\xi} = \int \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \xi} dy \quad (2.19)$$

Donde y es la dirección del eje óptico (Ver FIG. 3.4) y ξ puede referirse a la dirección x o z , dependiendo de la dirección en el que el knife-edge bloquea el haz. Para el estudio referido en este Proyecto Final, el knife-edge fue posicionado paralelo a la dirección z , permitiendo realizar el análisis respecto de la dirección x . Es decir, visualizaremos la componente x del gradiente del índice de refracción del plasma.

De la definición del contraste y considerando que los haces lumínicos circulan a través de la zona de pruebas según la dirección y :

$$C = \frac{\varepsilon_{\xi} f_2}{a} = \varepsilon_{\xi} S \quad (2.20)$$

y, por otro lado, asumiendo que el jet de plasma presenta simetría cilíndrica, el contraste podrá expresarse como [4.3,4.24]:

$$C \equiv \frac{I - I_k}{I_k} \approx 2 S \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} n(r) dy \quad (4.21)$$

Donde esta última aproximada es válida bajo la consideración de que $n \approx 1$. Siendo I , la intensidad medida en la imagen schlieren con el objeto de referencia colocado en la zona de prueba; I_k , es la intensidad de referencia (sin objeto schlieren), pero con la cuchilla en posición de corte; r , es la coordenada radial (medida desde el eje axial del jet) y S , la sensibilidad del sistema.

Por otro lado, se llevó a cabo la calibración del sistema, sin la presencia del objeto schlieren, para hallar la relación entre el contraste C y el ángulo de deflexión ε_x . El método de medición consistió en medir I_0 (intensidad lumínica sin presencia del objeto y sin la inserción de la cuchilla), para posteriormente, obtener el valor de I_k , como función de la posición de la cuchilla (x) y consecuentemente realizar la normalización de I_k (I_k/I_0). La curva de calibración se muestra en la FIG. 4.2.

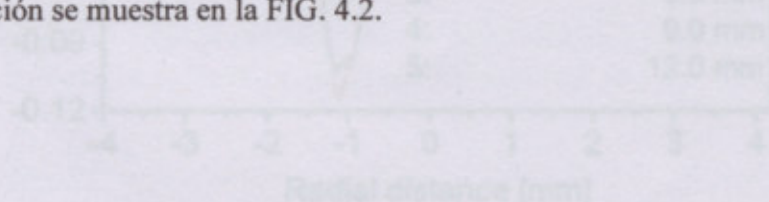


FIG. 4.3 – Perfil radial de contraste del gas

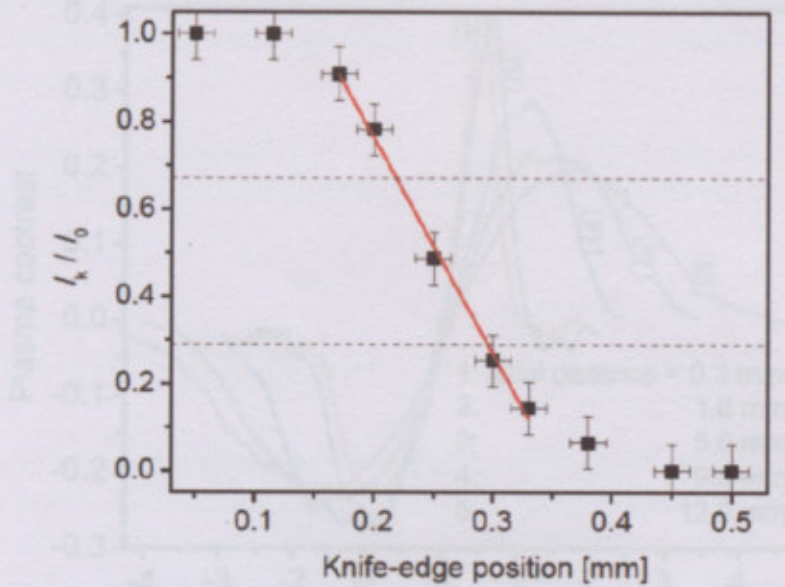


FIG. 4.2 – Iluminación de la imagen en función de la posición de knife-edge

Como era de esperar, el uso de una apertura circular conduce a un comportamiento no lineal de esta curva, pero únicamente para una relación de I_k/I_0 , cercana a 0 y 1. En el presente Proyecto, la razón de intensidades utilizada fue 0,48 y el contraste, $C \leq 0,4$. En las FIG. 4.3 y FIG 4.4, podemos notar que el contraste es lo suficientemente pequeño, y por otro lado, el nivel de iluminación en la pantalla es lineal con respecto al grado de corte del knife-edge (el rango de medición se indica con líneas punteadas en la FIG. 4.2).

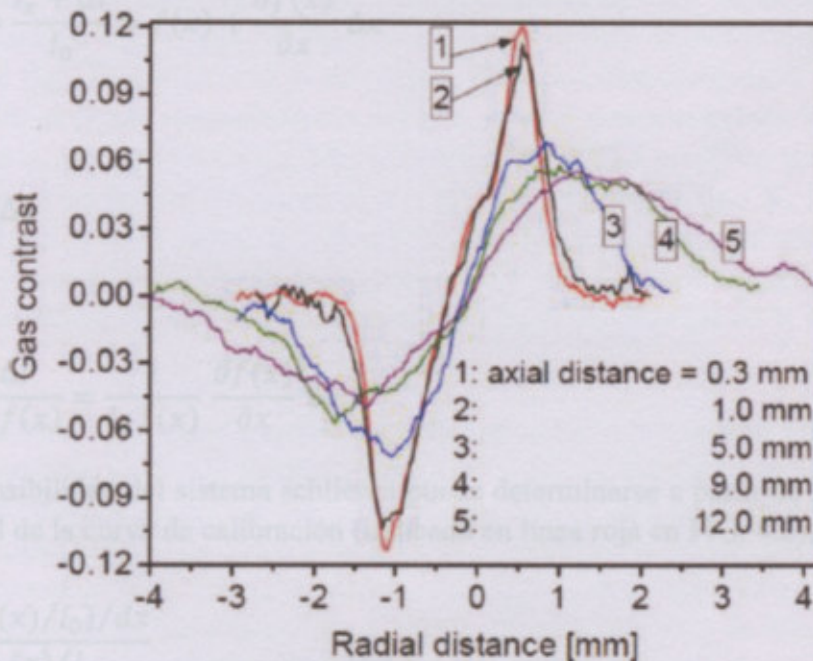


FIG. 4.3 – Perfiles radiales de contraste del gas

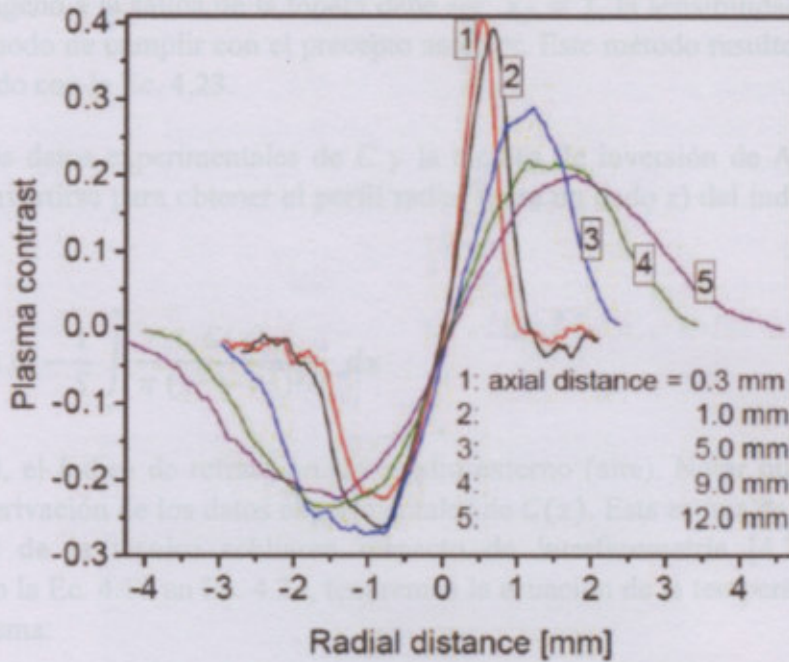


FIG. 4.4 – Perfiles de contraste para el plasma

Redefiniendo la expresión del contraste dada en Ec. 4.22, y realizando una expansión al primer orden I_k/I_0 según la dirección x :

$$f(x) = \frac{I_x}{I_0}$$

$$f(x + \Delta x) = \frac{I_x + \Delta I}{I_0} \approx f(x) + \frac{\partial f(x)}{\partial x} \Delta x$$

Para lo cual:

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{\partial f(x)}{\partial x} \Delta x$$

Pero:

$$C = \frac{\Delta I}{I_x} = \frac{\Delta I}{I_0 f(x)} = \frac{1}{I_0 f(x)} \frac{\partial f(x)}{\partial x} \Delta x$$

Luego, la sensibilidad del sistema schlieren puede determinarse a partir de la pendiente de la parte lineal de la curva de calibración (indicado en línea roja en FIG. 4.2), como:

$$S \approx f_2 \frac{d(I_k(x)/I_0)/dx}{I_k(x)/I_0} \quad (4.22)$$

Donde consideramos que al tratarse de pequeños ángulos de deflexión, $\Delta x \approx f_2 \varepsilon_x$. Para las condiciones empleadas, la sensibilidad obtenida fue de $S = 3000 \pm 300$. El error apreciable de sensibilidad en el sistema se debe a la fuerte dependencia de la sensibilidad con la posición del knife-edge en la dirección x . Sin embargo, debido a que la fracción

molar del oxígeno a la salida de la tobera debe ser: $x_O = 1$, la sensibilidad del sistema fue ajustada de modo de cumplir con el precepto anterior. Este método resulto ser más preciso que el obtenido con la Ec. 4.23.

Utilizando los datos experimentales de C y la técnica de inversión de Abel [4.5], la Ec. 4.18 puede invertirse para obtener el perfil radial (para un dado z) del índice de refracción del jet:

$$n(r) - n(\infty) = -\frac{1}{S} \int_r^{\infty} \frac{C(x)}{\pi (x^2 - r^2)^{1/2}} dx \quad (4.23)$$

Siendo $n(\infty)$, el índice de refracción del medio externo (aire). Notar que la Ec. 4.23 no requiere la derivación de los datos experimentales de $C(x)$. Esta es una de las ventajas más significativas de la técnica schlieren respecto de interferometría [4.25]. Finalmente, reemplazando la Ec. 4.18 en Ec. 4.23, tendremos la ecuación de la temperatura promediada del jet de plasma:

$$T(r) = T_r \frac{\sum_i x_i (n - 1)_{i,r}}{n(\infty) - 1 - \frac{1}{S} \int_r^{\infty} \frac{C(x)}{\pi (x^2 - r^2)^{1/2}} dx} \quad (4.24)$$

La determinación precisa de la temperatura del jet de plasma por medio de la Ec. 4.24, requiere conocer previamente el valor de la fracción molar promediada en el tiempo del oxígeno en el jet. Si el régimen de flujo no cambia de laminar a turbulento cuando la descarga está encendida, (es decir, si el fenómeno de difusión no cambia significativamente), esto puede ser medido mediante la determinación del contraste sólo cuando existe flujo de gas (con el jet de plasma apagado). Debemos ahora asumir algunas hipótesis sobre el estado termodinámico del gas, lo cual, consideraremos la hipótesis más simple, es decir, que se trata de un flujo isotérmico [4.26]. La medición de la temperatura del gas en el jet se obtuvo mediante el uso de una termocupla tipo K, lo cual verifico nuestra hipótesis. Por lo tanto, se calculó la fracción molar promediada en el tiempo mediante el contraste del oxígeno asumiendo que $T = T_r$. Posteriormente se encendió la descarga y se obtuvo el contraste del plasma para la determinación de la temperatura del gas.

Bajo las consideraciones experimentales, el número de Reynolds del gas ($Re = \rho V D / \mu$), dado por la longitud de escala del diámetro de la tobera, se encuentra cerca de los 13800. Notar que este número es mayor que 3600, con lo cual la estructura del jet es totalmente turbulenta (independiente de la presencia de la descarga). La constancia del ángulo del cono formado por el flujo con la descarga apagada, vistas en las FIG.4.5.1 y FIG.4.5.2, refuerzan esta hipótesis. Bajo esta situación, el coeficiente efectivo de difusión se obtiene mediante la adición de un coeficiente turbulento [4.27]:

$$D_t \approx 0,009 d u \quad (4.25)$$

Donde d es el diámetro de la tobera y u , la velocidad media del gas a la salida de la misma. Dado que $D_t \approx 1,9 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{seg}$, es dos órdenes de magnitud mayor coeficiente de difusión del oxígeno ($= 0,187 \times 10^{-4} (T/300)^{3/2} \text{ m}^2/\text{s}$) para un rango de temperaturas de $T \approx 300 - 400 \text{ K}$. El fenómeno de difusión en el jet solo depende de la velocidad del flujo de gas. Como la presión del gas en la entrada del dispositivo (antorcha de plasma) se mantuvo constante durante los experimentos, el impulso del jet ($\sim N u^2$) no varía durante la ignición de la descarga. Por lo tanto, una diferencia absoluta del 20% en la densidad de gas produce sólo un 10% de cambio en la velocidad del flujo de gas; produciendo un cambio similar en fracción molar promedio del oxígeno en el jet. Tal diferencia del 10% daría lugar a un error máximo de 2 K de acuerdo con Ec. 4.19.

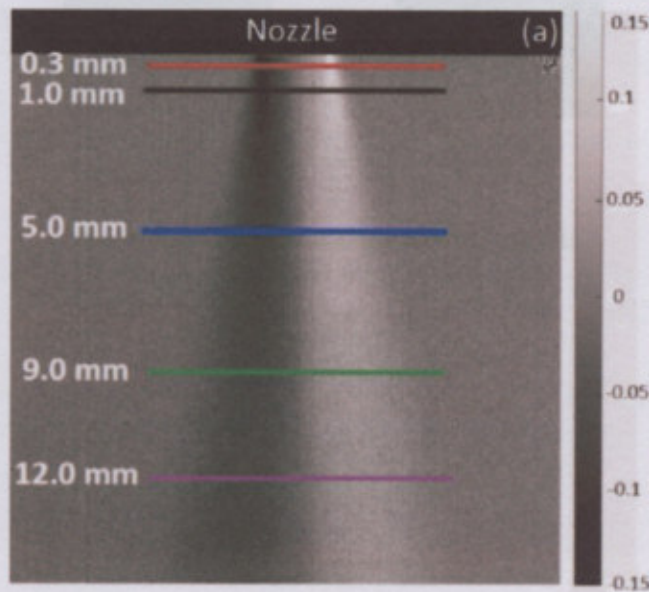


FIG. 4.5.1 – Contraste de imagen de Schlieren para flujo de gas oxígeno de 10 NI min^{-1} sin descarga

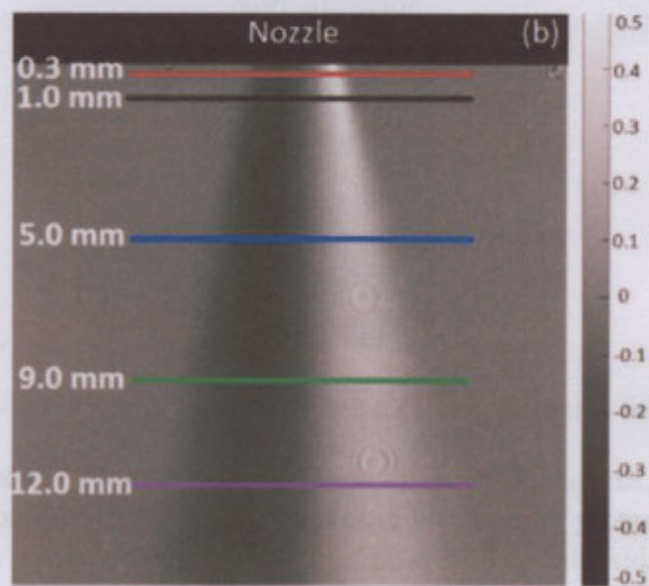


FIG. 4.5.2 - Contraste de imagen de Schlieren para flujo de gas oxígeno de 10 NI min^{-1} con descarga

Para la determinación del contraste de las imágenes schlieren, se consideró la intensidad I de cada pixel bajo las condiciones de descarga encendida y descarga apagada, y luego se obtuvo su diferencia respecto de la intensidad I_k de la imagen de referencia, y normalizada por I_k (FIG. 4.6).

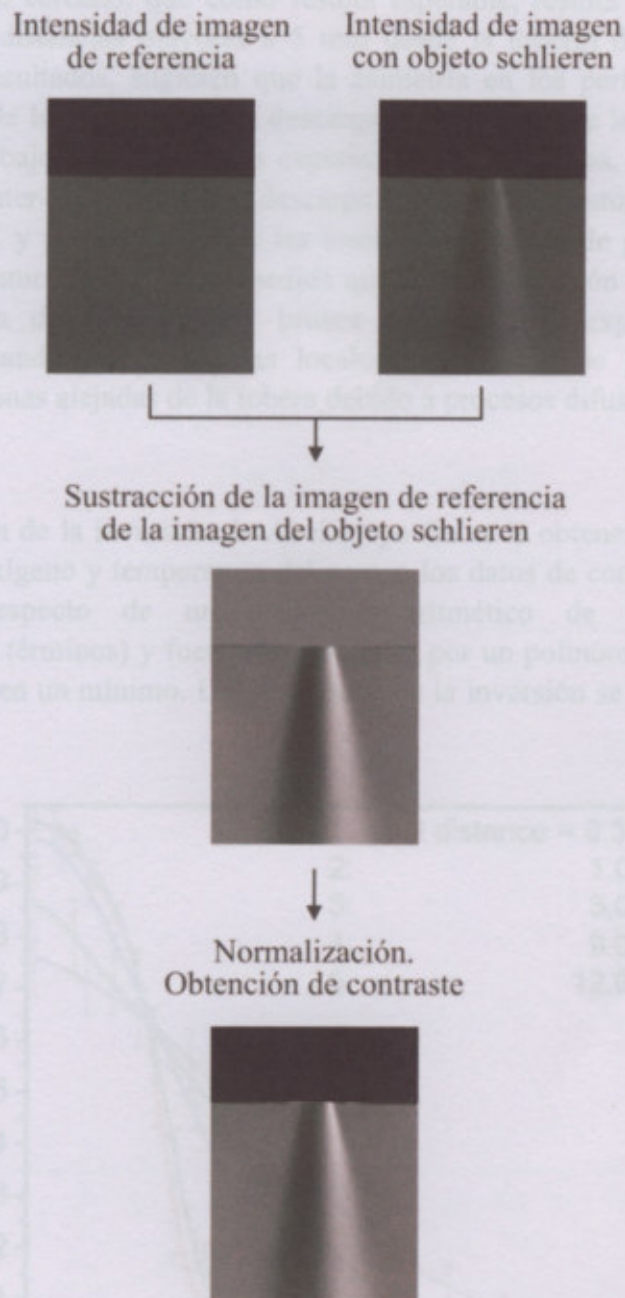


FIG. 4.6 - Pasos para el tratamiento de imágenes y obtención del contraste

Se obtuvo el promedio de intensidades respecto de 10 imágenes, con un tiempo de exposición de 10 ms. En la FIG. 4.5.1 se muestra el contraste promediado para flujo del gas, con la descarga apagada y la FIG. 4.5.1, el promedio de intensidades del flujo de gas (plasma) con la descarga encendida. Estas imágenes se almacenaron en formato BMP y se digitalizaron mediante una escala de grises de 8 bits. Según la ampliación de este sistema óptico, la resolución espacial en el Schlieren era de aproximadamente $\sim 0,036$ mm (36 píxeles correspondían a 1 mm). Notar que en las FIG. 4.3 y FIG. 4.4 se muestran los

perfiles radiales de contraste a lo largo de las líneas indicadas en las FIG. 4.5. Los perfiles mostrados en la FIG 4.3 (o en la FIG: 4.5) evidencian que en el caso sin descarga la señal es bastante simétrica, tanto en el campo cercano a la tobera como lejos de ella. Sin embargo, en el caso del plasma, de acuerdo con la FIG. 4.4, se observa una pérdida de simetría en el campo cercano, que como resulta esperable, resulta menos notable en el campo lejano (para distancias mayores a 5 mm desde la tobera) debido a los procesos turbulentos. Estos resultados, sugieren que la asimetría en los perfiles de contraste del plasma es producto de la presencia de la descarga en el interior de la antorcha. Para el jet de plasma operando bajo las condiciones experimentales descritas, resulta esperable que exista en la región inter-electródica una descarga con alta temperatura relativa ($\sim 1000 - 2000$ K) [4.16,4.17]; y por lo tanto que las líneas de corriente de gas frío al ingresar a zonas de alta temperatura se inclinen a medida que sufren refracción de las capas donde la temperatura aumenta de manera muy brusca (debido a la expansión del gas por calentamiento), causando así, asimetrías locales en el flujo de plasma (desaparecen rápidamente en las zonas alejadas de la tobera debido a procesos difusivos).

4.4. Resultados

Previo a la aplicación de la inversión de Abel (cuyo fin es la obtención de los perfiles de fracción molar del oxígeno y temperatura del gas), a los datos de contraste se le aplicó un filtro numérico (respecto de un promedio aritmético de sub secuencias de aproximadamente 10 términos) y fueron interpolados por un polinomio de alto grado para mantener los errores en un mínimo. Los resultados de la inversión se muestran en las FIG. 4.7 a FIG. 4.9.

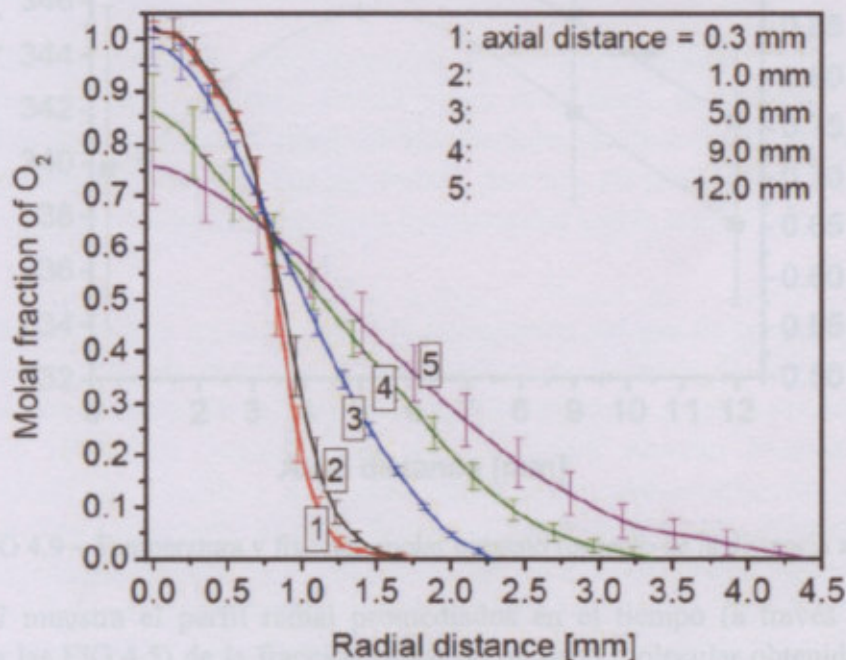


FIG. 4.7 – Fracción molar de oxígeno molecular

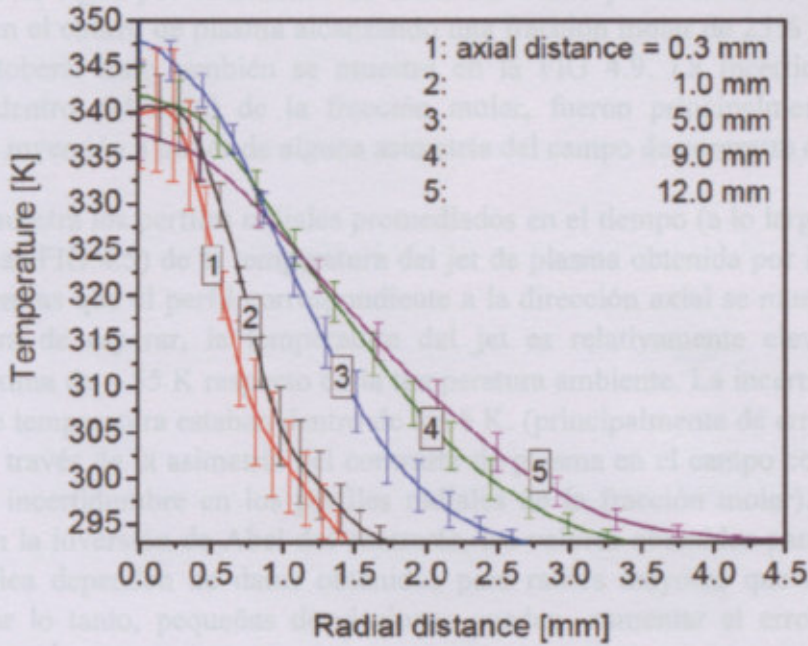


FIG. 4.8 – Temperatura del plasma según referido al radio y la distancia axial

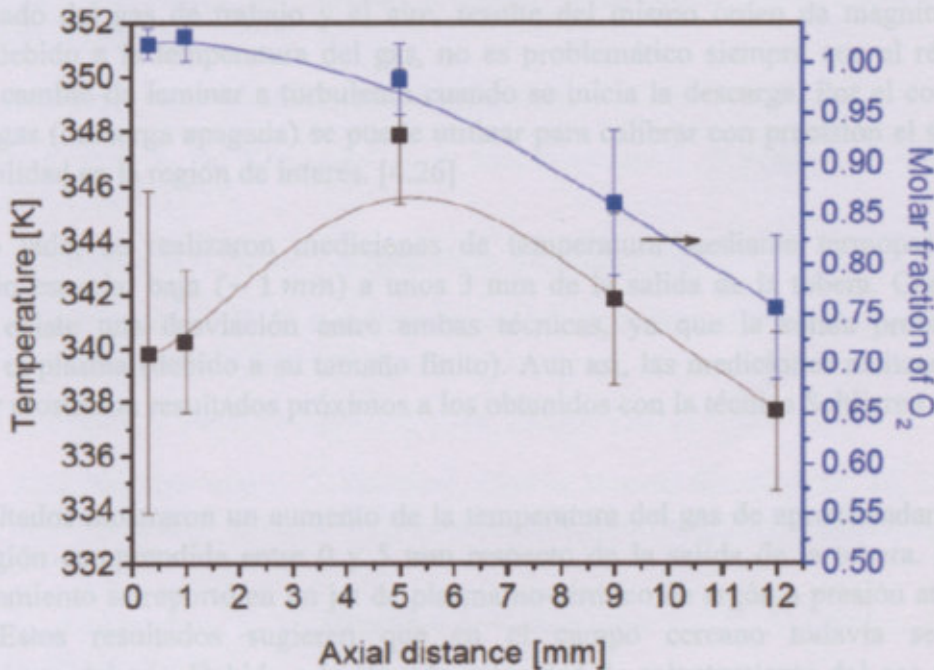


FIG. 4.9 – Temperatura y fracción molar oxígeno respecto de la distancia axial

La FIG. 4.7 muestra el perfil radial promediados en el tiempo (a través de las líneas indicadas en las FIG.4.5) de la fracción molar de oxígeno molecular obtenida mediante la medición schlieren. Como se ha citado anteriormente, la sensibilidad experimental S se ajustó de modo que la fracción molar de oxígeno sea 1 en la salida de la boquilla. La sensibilidad obtenida de esta manera dio un valor $S \sim 3049$ (que coincide dentro del error experimental con el valor S obtenido de la curva de calibración). Como era de esperar, los perfiles inferidos de la fracción molar de oxígeno descenden suavemente hacia el campo

lejano, ya que se rigen por fenómenos de difusión. Como puede notarse, el aire penetra rápidamente en el chorro de plasma alcanzando una fracción molar de 25% a 12 mm de la salida de la tobera. Esto también se muestra en la FIG 4.9. La incertidumbre en las mediciones (dentro del 10%) de la fracción molar, fueron principalmente de errores asociados a la inversión a través de alguna asimetría del campo de contraste del gas.

La FIG. 4.8 muestra los perfiles radiales promediados en el tiempo (a lo largo de las líneas indicadas en las FIG 4.5) de la temperatura del jet de plasma obtenida por la medición de schlieren, mientras que el perfil correspondiente a la dirección axial se muestra en la FIG 4.9. Como era de esperar, la temperatura del jet es relativamente elevada, con una elevación máxima de ~ 55 K respecto de la temperatura ambiente. La incertidumbre en las mediciones de temperatura estaban dentro de los 6 K. (principalmente de errores asociados a la inversa a través de la asimetría del contraste de plasma en el campo cercano y la por encima de la incertidumbre en los perfiles radiales de la fracción molar). Vale la pena señalar que en la inversión de Abel del contraste, los valores obtenidos para una posición radial específica dependen de datos obtenidos para radios mayores que dicha posición específica, por lo tanto, pequeñas desviaciones pueden, aumentar el error hacia radios decrecientes.

El punto de que para bajas temperaturas del gas, el cambio del índice de refracción debido al mezclado del gas de trabajo y el aire, resulte del mismo orden de magnitud que el cambio debido a la temperatura del gas, no es problemático siempre que el régimen de flujo no cambie de laminar a turbulento cuando se inicia la descarga. Por el contrario, el flujo de gas (descarga apagada) se puede utilizar para calibrar con precisión el sistema en la sensibilidad en la región de interés. [4.26]

Por otro lado, se realizaron mediciones de temperatura mediante termopar con una resolución espacial baja (~ 1 mm) a unos 3 mm de la salida de la tobera. Como era de esperar, existe una desviación entre ambas técnicas, ya que la sonda probablemente perturbe el plasma (debido a su tamaño finito). Aun así, las mediciones realizadas con el termopar mostraron resultados próximos a los obtenidos con la técnica Schlieren (dentro de los 5 K).

Los resultados mostraron un aumento de la temperatura del gas de aproximadamente 8 K en la región comprendida entre 0 y 5 mm respecto de la salida de la tobera. El mismo comportamiento se reportó en un jet de plasma no-térmico de argón a presión atmosférica [4.26]. Estos resultados sugieren que en el campo cercano todavía se produce calentamiento del gas. Debido a la elevada velocidad de calentamiento del gas ($\partial T/\partial t \approx \partial T/\partial z \approx 0,3$ K/ μ s) asociado a este fenómeno, este podría ser consecuencia de la liberación de energía durante la desactivación de los estados electrónicamente excitados del plasma (el llamado calentamiento rápido del gas) [4.28,4.29]. Para la clarificación de este punto se requiere más trabajo experimentación y numérico.

Las mediciones reportadas de la temperatura del plasma y fracción molar de oxígeno producido por un jet de plasma no-térmico a presión atmosférica usando la técnica schlieren fueron enviadas para su publicación a la revista *Journal of Applied Physics* (AIP); estando actualmente en proceso de evaluación

Referencias

- [4.1] Yu. Akishev, M. Grushin, V. Karalnik, A. Petryakov and N. Trushkin, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 075202 (2010).
- [4.2] L. Prevosto, H. Kelly, B. Mancinelli, J. C. Chamorro and E. Cejas, *Phys. Plasmas* **22**, 023504 (2015).
- [4.3] L. A. Vasilev, *Schlieren Methods*, (Israel Program, distributed by Keter Inc., New York, (1971).
- [4.4] X. Lua, G. V. Naidis, M. Laroussi, S. Reuter, D. B. Graves and K. Ostrikov, *Physics Reports* **630**, 1 (2016).
- [4.5] A. A. Ovsyannikov and M.F. Zhukov, *Plasma Diagnostics*, edited by A. A. Ovsyannikov and M.F. Zhukov (Cambridge International Science Publishing, 2005).
- [4.6] D. A. Xu, M. N. Shneider, D. A. Lacoste and C. O. Laux, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 235202 (2014).
- [4.7] A. Schmidt-Bleker, S. Reuter and K-D Weltmann, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 175202 (2015).
- [4.8] X. Lua, G. V. Naidis, M. Laroussi, S. Reuter, D. B. Graves and K. Ostrikov, *Physics Reports* **630**, 1 (2016).
- [4.9] D. B. Graves, *Phys. Plasmas* **21**, 080901 (2014).
- [4.10] I. A. Kossyi, A. Yu. Kostinsky, A. A. Matveyev and V. P. Silakov, *Plasma Sources Sci. Technol.* **1**, 207 (1992).
- [4.11] R. S. Yolles and H. Wise, *J. Chem. Phys.* **48**, 5109 (1968).
- [4.12] N. L. Aleksandrov, S. V. Kindysheva, M. M. Nudnova1 and A. Yu Starikovskiy, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 255201 (2010).
- [4.13] N. A. Popov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 285201 (2011).
- [4.14] G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, *Plasma Sources Sci. Technol.* **14**, 722 (2005); freeware code BOLSIG+ version 07/2015 available from www.bolsig.laplace.univtlse.fr (2015).
- [4.15] N. L. Aleksandrov, E. M. Bazelyan, I. V. Kochetov and N. A. Dyatko, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30**, 1616 (1997).
- [4.16] D. Xiao, C. Cheng, J. Shen, Y. Lan, H. Xie, X. Shu, Y. Meng, J. Li, and P. K. Chu, *Phys. Plasmas* **21**, 053510 (2014).
- [4.17] D. Xiao, C. Cheng, J. Shen, Y. Lan, H. Xie, X. Shu, Y. Meng, J. Li, and P. K. Chu, *J. Appl. Phys.* **115**, 033303 (2014).
- [4.18] N. A. Popov, *Plasma Phys. Rep.* **32**, 237 (2006).
- [4.19] L. Prevosto, H. Kelly and B. Mancinelli, *Plasma Chem. Plasma Proc.* **36**, 973 (2016).

- [4.20] N. Knake, S. Reuter, K. Niemi, V. Schulz-von der Gathen and J. Winter, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 194006 (2008).
- [4.21] R. A. Alpher and D. R. White, *Phys. Fluids* **2**, 153 (1959).
- [4.22] National Institute of Standards and Technology. Engineering metrology toolbox <http://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Ciddor.asp> (Last updated November 2004).
- [4.23] Weber M J 2002, *Handbook of Optical Materials* (Boca Raton, FL: CRC press).
- [4.24] G. S. Settles, *Schlieren and Shadowgraph Techniques*, (Springer, 2001).
- [4.25] U. Kogelschatz and W. R. Schneider, *Applied Optics* **11**, 1822 (1972).
- [4.26] A. Schmidt-Bleker, S. Reuter and K-D Weltmann, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 175202 (2015).
- [4.27] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics* (Berlin, Germany: Springer, 1991).
- [4.28] J. P. Boeuf, E. E. Kunhardt J. *Appl. Phys.* **60**, 915 (1986).
- [4.29] E. I. Mintoussov, S. J. Pendleton, F. G. Gerbault, N. A. Popov and S. M. Starikovskaia, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 285202 (2011).
- [4.30] L. Prevosto (2009). *Propiedades físicas y aplicaciones de antorchas de corte de baja corriente* (tesis doctoral). Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Argentina.

CAPITULO 5

Conclusiones

Se reportaron los resultados de la aplicación de la técnica schlieren con un jet de plasma no-térmico a presión atmosférica, en régimen cuasi-estacionario (50 Hz) y aplicando oxígeno como gas de trabajo. El jet de plasma fue operado en modo turbulento, en un número de Reynolds de 13800. La calibración del sistema óptico se obtuvo ajustando el valor de sensibilidad del sistema de forma que la fracción molar de oxígeno en salida de la tobera resulte la unidad. Los resultados demostraron que:

1. Los perfiles radiales del contraste en el caso de la descarga apagada fueron bastantes simétricos en todo el campo del eféctico, pero en el caso de la descarga encendida se evidenciaron desviaciones relativamente fuertes cerca de la salida de la tobera. Estos resultados sugieren que la descarga glow dentro del dispositivo (con temperatura de gas relativamente alta) causa asimetrías locales en el flujo que se disipan rápidamente en el campo lejano debido a procesos difusivos.
2. La temperatura del gas en el jet de plasma resultó relativamente alta, con una elevación máxima de ~ 55 K respecto de la temperatura ambiente; como puede esperarse debido a que el jet fue operado con un gas molecular. La incertidumbre en las mediciones de temperatura resultó dentro de los 6 K, principalmente debido a errores asociados al procedimiento de la inversión.
3. Los resultados muestran un incremento de la temperatura del gas del orden de 8 K, en la región comprendida entre 0 y 3 cm respecto de la salida de la tobera. El mismo comportamiento fue reportado anteriormente en un jet de plasma no-térmico de argón a presión atmosférica. Estos resultados sugieren que todavía se produce un calentamiento del gas en las proximidades de la salida de la tobera. La confirmación de este comportamiento requeriría mayor trabajo, tanto experimental como numérico.

Capítulo 5

Conclusiones

Se reportaron los resultados de la aplicación de la técnica schlieren cuantitativa sobre un jet de plasma no-térmico a presión atmosférica, en régimen cuasi-estacionario (50 Hz) y empleando oxígeno como gas de trabajo. El jet de plasma fue operado en modo turbulento, con un número de Reynolds de 13800. La calibración del sistema óptico se obtuvo ajustando el valor de sensibilidad del sistema de forma que la fracción molar de oxígeno en la salida de la tobera resulte la unidad. Los resultados demostraron que:

1. Los perfiles radiales del contraste en el caso de la descarga apagada fueron bastantes simétricos en todo el campo del efluente, pero en el caso de la descarga encendida se evidenciaron desviaciones relativamente fuertes cerca de la salida de la tobera. Estos resultados sugieren que la descarga glow dentro del dispositivo (con temperatura de gas relativamente alta) causa asimetrías locales en el flujo que se disipan rápidamente en el campo lejano debido a procesos difusivos.
2. La temperatura del gas en el jet de plasma resultó relativamente alta, con una elevación máxima de ~ 55 K respecto de la temperatura ambiente; como puede esperarse debido a que el jet fue operado con un gas molecular. La incertidumbre en las mediciones de temperatura resultó dentro de los 6 K, principalmente debido a errores asociados al procedimiento de la inversión.
3. Los resultados mostraron un incremento de la temperatura del gas del orden de 8 K en la región comprendida entre 0 y 5 mm respecto de la salida de la tobera. El mismo comportamiento fue reportado anteriormente en un jet de plasma no-térmico de argón a presión atmosférica. Estos resultados sugieren que todavía se produce un calentamiento del gas en las proximidades de la salida de la tobera. La confirmación de este comportamiento requiriere mayor trabajo, tanto experimental como numérico

A.1. Ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones de Maxwell son un conjunto de cuatro ecuaciones que describen por completo los fenómenos electromagnéticos.

ANEXO A.1

Propagación de ondas en plasmas

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

donde ρ es la densidad volumétrica de carga. Para el caso de que las cargas estén en medios materiales, y asumiendo que éstos son lineales, homogéneos, isotrópicos y no dispersivos, podemos encontrar una relación entre los vectores intensidad eléctrica e intensidad magnética a través de dos parámetros conocidos como permitividad eléctrica y permeabilidad magnética:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_r \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (\text{A.5})$$

$$\mathbf{H} = \mu \mathbf{j} = \mu_r \mu_0 \mathbf{j} \quad (\text{A.6})$$

donde ϵ_r es la permitividad relativa; μ_r la permeabilidad relativa; ϵ_0 la permitividad del vacío (8.854×10^{-12} F/m) y μ_0 la permeabilidad del vacío ($4\pi \times 10^{-7}$ H/m). Generalmente puede considerarse que $\epsilon_r = \mu_r = 1$. Con lo cual las ecuaciones de Maxwell pueden expresarse de la siguiente manera [A.1]:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (\text{A.7})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.8})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A.9})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{A.10})$$

A.2. Ecuación de propagación de ondas en el vacío y en dieléctricos perfectos

En la deducción de la llamada ecuación de onda electromagnética suponemos su propagación, en primer lugar, en un medio homogéneo e isotrópico ($\epsilon = cte$; $\mu = cte$) en el que no existen cargas eléctricas netas ($\rho = 0$, $\mathbf{j} = 0$). El medio está además en reposo respecto del sistema de referencia desde el que lo estudiamos. Por lo cual, las ecuaciones de Maxwell toman la forma [A.2]:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.12})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (\text{A.13})$$

A.1. Ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones de Maxwell son un conjunto de cuatro ecuaciones que describen por completo los fenómenos electromagnéticos:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (A.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (A.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (A.3)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (A.4)$$

Donde ρ es la densidad volumétrica de carga. Para el caso de que las cargas estén en medios materiales, y asumiendo que éstos son lineales, homogéneos, isótropos y no dispersivos, podemos encontrar una relación entre los vectores intensidad eléctrica e inducción magnética a través de dos parámetros conocidos como permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E} \quad (A.5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_r \mu_0 \vec{H} \quad (A.6)$$

Siendo ϵ_r , la permitividad relativa; μ_r , la permeabilidad relativa; ϵ_0 , la permitividad del vacío ($8,854 \times 10^{-12} F/m$) y μ_0 , la permeabilidad del vacío ($4\pi \times 10^{-7} H/m$). Generalmente puede considerarse que $\epsilon_r \approx \mu_r \approx 1$. Con lo cual las ecuaciones de Maxwell pueden expresarse de la siguiente manera [A.1]:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (A.7)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (A.8)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (A.9)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (A.10)$$

A.2. Ecuación de propagación de ondas en el vacío y en dieléctricos perfectos

En la deducción de la llamada ecuación de onda electromagnética suponemos su propagación, en primer lugar, en un medio homogéneo e isótropo ($\epsilon = cte$; $\mu = cte$) en el que no existen cargas eléctricas netas ($\rho = 0$, $J = 0$). El medio está además en reposo respecto del sistema de referencia desde el que lo estudiamos. Por lo cual, las ecuaciones de Maxwell toman la forma [A.2]:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (A.11)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (A.12)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (A.13)$$

$$\nabla \times \bar{H} = \varepsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \quad (\text{A. 14})$$

Desacoplando las ecuaciones anteriores y recordando la identidad vectorial:

$$\nabla \times (\nabla \times \bar{A}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \bar{A}) - \nabla^2 \bar{A} \quad (\text{A.15})$$

Aplicando en Ec. A.14 y teniendo en cuenta Ec. A.12:

$$\nabla \times (\nabla \times \bar{H}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \bar{H}) - \nabla^2 \bar{H} = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \bar{E}) \quad (\text{A. 16})$$

Sustituyendo el valor del rotacional del campo eléctrico:

$$\nabla^2 \bar{H} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2} \Rightarrow \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon \mu} \left[\frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial z^2} \right] \quad (\text{A. 17})$$

Con el mismo razonamiento:

$$\nabla^2 \bar{E} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} \Rightarrow \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon \mu} \left[\frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial z^2} \right] \quad (\text{A. 18})$$

Que son las ecuaciones de propagación de ondas electromagnéticas. Para el caso de ondas electromagnéticas planas, la solución a estas ecuaciones puede expresarse según [A.2]:

$$\bar{H} = \bar{H}_0 \text{sen } k \left(\bar{u} \cdot \bar{r} \pm \frac{t}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) \quad (\text{A. 19})$$

$$\bar{E} = \bar{E}_0 \text{sen } k \left(\bar{u} \cdot \bar{r} \pm \frac{t}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) \quad (\text{A. 20})$$

Donde \bar{r} es vector posición; \bar{u} , el vector unitario; k el número de onda y t , el tiempo.

A.3. Velocidad de propagación de las ondas electromagnéticas

Comparando la ecuación general de ondas [A.1]:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \quad (\text{A. 21})$$

Con las Ec. A.17 y A.18, que son las ecuaciones de propagación de campos magnéticos y eléctricos, podemos notar que:

$$c^2 = \frac{1}{\varepsilon \mu} \quad (\text{A. 22})$$

Y para el vacío:

A.4. Propagación de ondas electromagnéticas en medios conductores

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \approx 300000 \frac{km}{s} \quad (A. 23)$$

Que coincide con la velocidad de propagación de la luz en el vacío. Por este motivo, se establece el *carácter electromagnético de luz*.

Para un medio dieléctrico $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$, y por otro lado, se puede suponer generalmente que $\mu = \mu_0$, con lo cual, la velocidad de propagación valdrá:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_0}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (A. 24)$$

Donde siempre $\epsilon_r > 1$. Tomando como referencia la velocidad de propagación en el vacío, define el *índice de refracción* de un medio con relación al vacío:

$$n = \frac{c_0}{c} = \sqrt{\epsilon_r} \quad (A. 25)$$

Siendo c , la velocidad de fase de la onda. Por otro lado, la *longitud de onda* se define, como el espacio recorrido en la propagación del campo electromagnético en un período de vibración.:

$$\lambda = c \tau = \frac{c}{\nu} \quad (A. 26)$$

Siendo τ , el periodo de vibración y ν , la frecuencia de la onda. Para el vacío, tendremos:

$$c_0 = \lambda_0 \nu \quad (A. 27)$$

Dividiendo miembro a miembro esta última por Ec. A.26:

$$\frac{c_0}{c} = n = \frac{\lambda_0}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (A. 28)$$

Lo que exhibe una dependencia de la longitud de onda con el índice de refracción del medio. Por ejemplo, la longitud de onda de la luz naranja en el aire es aproximadamente igual a 600 nm, mientras que en el vidrio es ~ 400 nm. Notar que c_0 es un límite impuesto por la naturaleza, el índice de refracción para cualquier sustancia tendrá que ser mayor que la unidad; en los gases en condiciones normales es muy próximo a la unidad (por ejemplo: en el Helio es 1,000036, en el Hidrógeno 1,000132, en el Aire 1,000293, en el Amoníaco 1,000376, en el Metano 1,000444, en el Cloro 1,000773, etc.); en los líquidos y sólidos transparentes varían de 1,3 hasta 1,5 aproximadamente en el caso de líquidos y disoluciones salinas, entre $\sim 1,5$ y 1,9 en el caso de vidrios y plásticos, y desde $\sim 1,5$ hasta 2,8 para la mayoría de las sustancias cristalinas. El índice de refracción es característico de los elementos, compuestos y disoluciones, por lo que se utiliza como un método sensible y exacto en la determinación de la composición de ciertas sustancias [A.2].

A.4. Propagación de ondas electromagnéticas en medios conductores

Consideremos el caso de un medio lineal, homogéneo e isotrópico, es decir, que verifica $\epsilon = cte$, $\mu = cte$, conductividad $\sigma = cte$, y que está en reposo respecto al sistema de referencia desde el que lo estudiamos [A.2]

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} = \sigma \bar{E} + \epsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \quad (\text{A. 29})$$

Si consideramos que la onda plana se propaga según el eje positivo de x , entonces:

$$\bar{E} = \bar{E}_0 \exp i(kx - \omega t) \quad (\text{A. 30})$$

$$\bar{H} = \bar{H}_0 \exp i(kx - \omega t) \quad (\text{A. 31})$$

Siendo \bar{E} paralelo a la dirección y , y \bar{H} paralelo a la dirección z . en este caso, ω , representa la frecuencia angular y k , el número de onda. Por la Ec. A.29, tendremos:

$$\nabla \times \bar{H} = -\frac{\partial H}{\partial x} \hat{j} = -i k H \hat{j} \quad (\text{A. 32})$$

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = -i \omega E \hat{j} \quad (\text{A. 33})$$

Luego:

$$k H = \omega \epsilon \left(1 - \frac{\sigma}{i \omega \epsilon}\right) E \quad (\text{A. 34})$$

La relación E/H entre ambos campos es:

$$\frac{E}{B} = c \Rightarrow \frac{E}{H} = \mu c \Rightarrow \frac{E}{H} = \mu \frac{\omega}{k} \quad (\text{A. 35})$$

Por tanto:

$$k^2 = \epsilon \mu \omega^2 \left(1 - \frac{\sigma}{i \omega \epsilon}\right) \quad (\text{A. 36})$$

Relación que se denomina ecuación de dispersión. Si k/ω es función de ω , el medio se denomina dispersivo, debido a que el índice de refracción $n = c k/\omega$, varía con la frecuencia de la onda, y por tanto ondas de distinta frecuencia se propagan con distinta velocidad (fenómeno de dispersión). k^2 debe entenderse como el cuadrado de un número complejo, y no como el cuadrado de su módulo.

A.5. Ecuación de dispersión en función de la densidad de electrones

Supongamos un material constituido por N iones positivos por unidad de volumen, fijos, de carga $+e$, y N_e electrones, de carga $-e$ y masa m_e , capaces de desplazarse de su posición de equilibrio estable y atraídos hacia ella por una fuerza recuperadora [A.3]:

$$\bar{F}_1 = -m_e \omega_0^2 \bar{r} \quad (\text{A. 37})$$

Siendo ω_0 , la frecuencia natural. Por otro lado, consideremos que, en su movimiento, los electrones experimentan una fuerza resistiva:

$$\vec{F}_2 = -R \vec{v} \quad (\text{A. 38})$$

El medio es lineal, homogéneo e isótropo, y supondremos $\epsilon = \epsilon_0$ y $\mu = \mu_0$. Entonces, la ecuación de movimiento de un electrón en la dirección del campo eléctrico es:

$$m_e \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -e \vec{E} - R \vec{v} - m \omega_0^2 \vec{r} \quad (\text{A. 39})$$

Reordenando:

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + \frac{R}{m_e} \frac{d \vec{r}}{dt} + \omega_0^2 \vec{r} = -\frac{e}{m_e} \vec{E} \quad (\text{A. 40})$$

Ecuación que es similar a la ecuación de vibraciones forzadas, cuya solución es:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 \exp(-i \omega t) \quad (\text{A. 41})$$

Escrita en forma compleja. De aquí podemos notar que:

$$\frac{d \vec{r}}{dt} = -i \omega \vec{r} \quad (\text{A. 42})$$

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\omega^2 \vec{r} \quad (\text{A. 43})$$

De este modo, la Ec. A.40 puede expresarse como:

$$-\omega^2 \vec{r} - \frac{R}{m_e} i \omega \vec{r} + \omega_0^2 \vec{r} = -\frac{e}{m_e} \vec{E} \quad (\text{A. 44})$$

Por lo tanto:

$$\vec{r} = \frac{e}{m_e} \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2) + i(\omega R/m_e)} \vec{E} \quad (\text{A. 45})$$

Como la velocidad del electrón será:

$$\vec{V} = \frac{d \vec{r}}{dt} = -i \omega \vec{r} \quad (\text{A. 46})$$

Y la densidad de corriente:

$$\vec{J} = -N_e e \vec{V} = i \frac{N_e e^2}{m_e} \frac{\omega}{(\omega^2 - \omega_0^2) + i(\omega R/m_e)} \vec{E} \quad (\text{A. 47})$$

Recordando que $\vec{J} = \sigma \vec{E}$, despejando la conductividad y reemplazándola en Ec. A.36, y teniendo en cuenta que $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c_0^2$:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2} \left[1 - \frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0} \frac{\omega}{(\omega^2 - \omega_0^2) + i(\omega R/m_e)} \right] \quad (\text{A. 48})$$

Que es la ecuación de dispersión en función de la densidad de electrones, N_e .

A.6. Propagación de ondas electromagnéticas planas en un gas ionizado

Considerando el rozamiento viscoso del electrón despreciable ($R \approx 0$), la ecuación de dispersión, Ec. A.48, resulta [A.3]:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2} \left[1 - \frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0} \frac{\omega}{(\omega^2 - \omega_0^2)} \right] \quad (\text{A. 49})$$

Definiendo a la *frecuencia angular del plasma* como:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (\text{A. 50})$$

Y la *frecuencia de corte*:

$$\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_{pe}^2} \quad (\text{A. 51})$$

Luego:

$$n = \frac{c_0}{c} = \frac{k c_0}{\omega} = \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_0^2} \right]^{1/2} = \left[\frac{\omega^2 - (\omega_0^2 + \omega_{pe}^2)}{\omega^2 - \omega_0^2} \right]^{1/2} \quad (\text{A. 52})$$

Con lo cual:

$$n = \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_c^2}{\omega^2 - \omega_0^2}} \quad (\text{A. 53})$$

La onda plana se propagara sin amortiguamiento en el medio cuando $n > 0$. Es decir, para frecuencias tales que $n^2 > 0$, lo que se verifica cuando $0 < \omega < \omega_0$ y $\omega > \omega_c$.

Para el caso de gases a baja presión, podemos despreciar la fuerza recuperadora sobre los electrones, y haciendo $\omega_0 = 0$, obtenemos:

$$k = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \quad (\text{A. 54})$$

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \quad (\text{A. 55})$$

Para lo cual, si $\omega < \omega_{pe}$, tanto el número de onda como el índice de refracción son imaginarios. En el caso en el $\omega > \omega_{pe}$ (k y n son reales), el medio se hace transparente a la radiación y la onda se propaga sin atenuación. Si se verifica que $\omega \gg \omega_{pe}$, $n \approx 1$, y la onda no se afectada por el plasma [A.3].

El índice de refracción dado por Ec. A.55, siempre que sea real es menor que la unidad, con lo que la velocidad de fase c , es mayor que la velocidad de la luz en el vacío. En este punto, debe recordarse que la velocidad de fase, es la velocidad de propagación de una fase dada, *no* es la velocidad a la que viaja la energía de una señal compuesta (superposición de varias ondas de frecuencias diferentes), que lo hace a la velocidad de grupo [A.2,A.4].

$$\varphi(x, t) = kx - \omega t \quad (\text{A. 56})$$

$$c = \frac{dx}{dt} = \frac{-\partial\varphi/\partial t}{\partial\varphi/\partial x} = \pm \frac{\omega}{k} \quad (\text{A. 57})$$

Donde $\varphi(x, t)$, es la fase de onda. El signo correspondiente a la Ec. A.57 depende de la dirección de la onda ($x > 0 \Rightarrow c > 0$ y $x < 0 \Rightarrow c < 0$).

Por otro lado, la velocidad de grupo c_g , se define como [A.4]:

$$c_g = \frac{d\omega}{dk} \quad (\text{A. 58})$$

Derivando la Ec. A.58, miembro a miembro:

$$c_g = c_0^2 \frac{k}{\omega} = \frac{c_0^2}{c} \quad (\text{A. 59})$$

Por último, a modo de ejemplo, podemos mencionar el caso de la ionosfera, la que presenta una densidad de electrones de $\sim 10^{11} m^{-3}$, siendo la frecuencia angular del plasma 2×10^7 Hz (20 Mhz) [A.2], donde las ondas con frecuencias menores a la indicada, por ejemplo, la señales de Amplitud Modulada (AM) con rango de 535-1605 kHz, son totalmente reflejadas hacia el suelo. Mientras que, para el caso de frecuencias mayores a 20 MHz, como lo es la Frecuencia Modulada (FM), con rango de frecuencia de 88 a 108 MHz, se propagan sin atenuación por el medio.

Referencias

- [A.1] Resnick, R., Halliday, D., Krane, K. S., & Stanley, P. (2003). *Física*. Azcapotzalco (México, D.F.: Compañía Esitorial Contiental.
- [A.2] Fridman, A. A., & Kennedy, L. A. (2004). *Plasma physics and engineering*. New York: Taylor & Francis.
- [A.3] Burbano de Encilla, S. (2003). *Física general*. Madrid: Editorial Tebar.
- [A.4] Hecht, E., Dal, C. R., Weigand, T. R., & Guerra, P. J. M. (2016). *Óptica*. Madrid [etc.: Addison-Wesley.

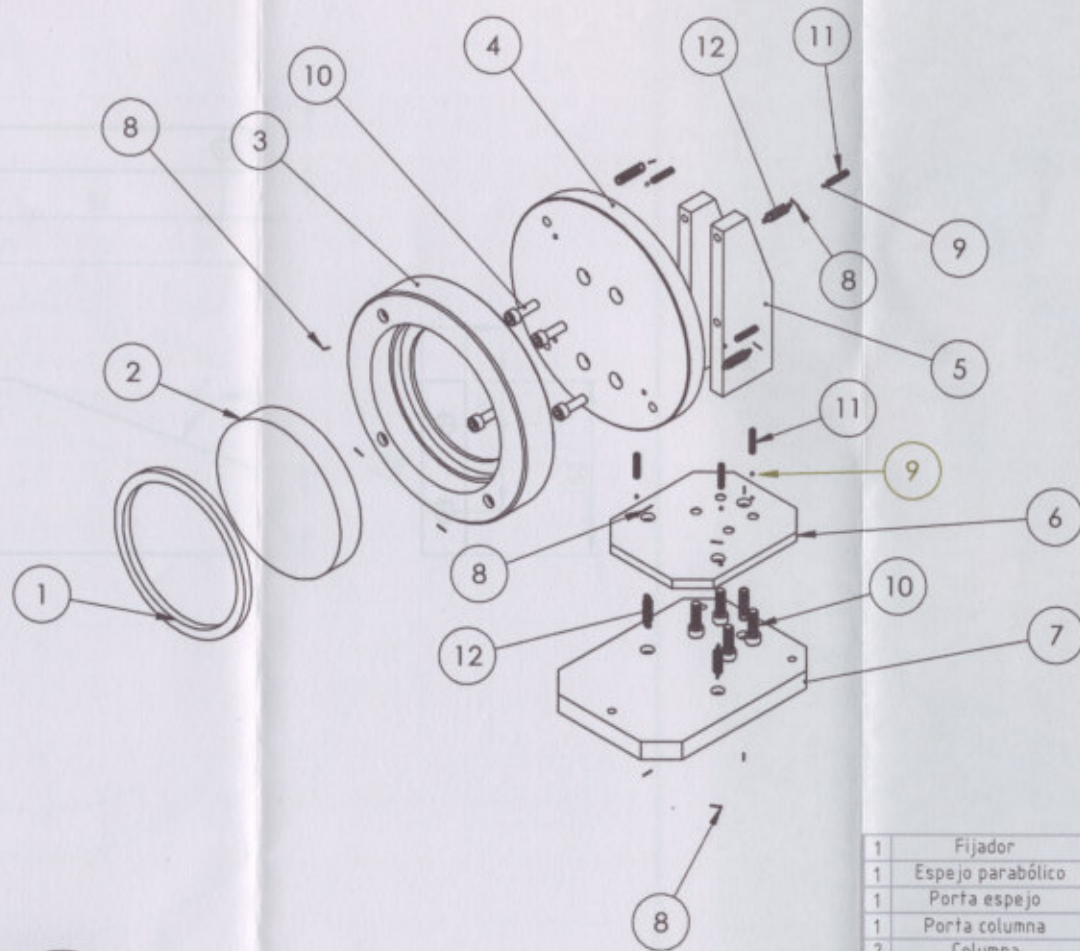
ANEXO A.2

Planos mecánicos



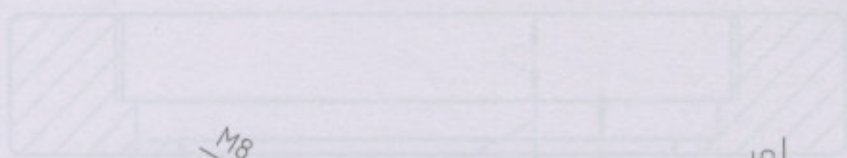
Figura	Nº	Referencia	Material	Observaciones
Espejo parabólico	1	MT-001	Aluminio	Anodizado/ pintado negro mate
Parte espejo	2	MT-002	Aluminio	Anodizado/ pintado negro mate
Posta columna	3	MT-004	Aluminio	Anodizado/ pintado negro mate
Columna	4	MT-001	Aluminio	Anodizado/ pintado negro mate
Brazo porta espejo	5	MT-005	Acero	Pintado negro mate
Baza de montura	7	MT-10	Acero	Pintado negro mate
Pie	8		Acero	DN 7 0.1 L/P
Bujía	9			
Tornillo Allan	10			DN 30 MS L/P
Tornillo	11			DN 30 MS L/P
Resorte	12			D. ext 3,45 mm, D. al 1,35 mm, L 35

Denominación	Ubicación	Nº Pieza	Material	Observaciones
Reservaciones:	Fecha:	Nombre:	GRUPO DE DESCARGAS ELÉCTRICAS UTM-PRVT	
Reservaciones:	Fecha:	Nombre:	FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO	
Esc.	1:5	MONTURAS CON REGULACION PARA ESPEJOS		PLANO N° MT-101
				Sustituye nº

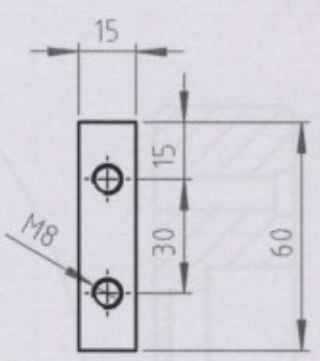
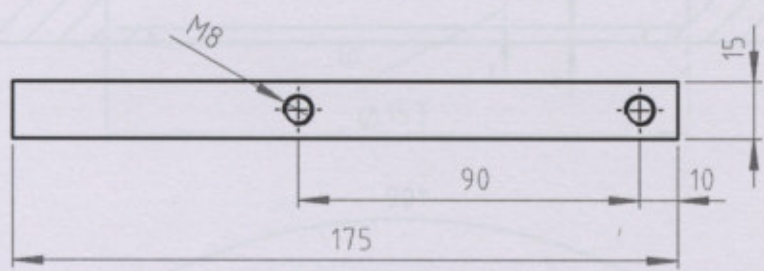


1	Fijador	1	MT-003	Aluminio	Anodizado/pintado negro mate
1	Espejo parabólico	2			
1	Porta espejo	3	MT-002	Aluminio	Anodizado/pintado negro mate
1	Porta columna	4	MT-004	Aluminio	Anodizado/pintado negro mate
2	Columna	5	MT-001	Aluminio	Anodizado/pintado negro mate
1	Base porta espejo	6	MT-005	Acero	Pintado negro mate
1	Base de montura	7	MT-006	Acero	Pintado negro mate
12	Pin	8		Acero	DIN 7 0,8 L10
6	Bolilla	9			
8	Tornillo Allen	10			DIN 912 M8 L25
6	Tornillo	11			DIN 916 M5 L25
6	Resorte	12			D. ext: 7,49 mm; D. al: 1,35 mm; L35

Cant	Denominación	Ubicación	N° Pieza	Material	Observaciones
Observaciones:					
	Realizó	Fecha	Nombre	GRUPO DE DESCARGAS ELECTRICAS UTN-FRVT	FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
	Revisó		E. Cejas		
	Aprobó				
	Esc:	1:5	MONTURAS CON REGULACION PARA ESPEJOS		PLANO N°: MT-101
					Reemplaza a:
					Sustituido por:

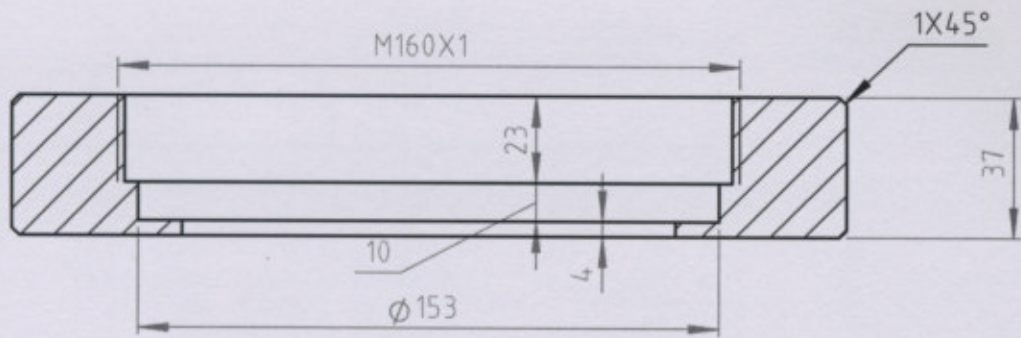


SECCION B-B

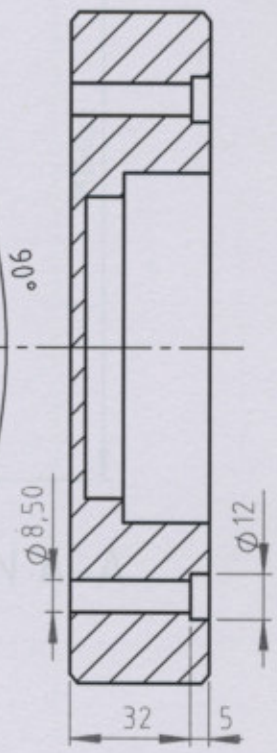
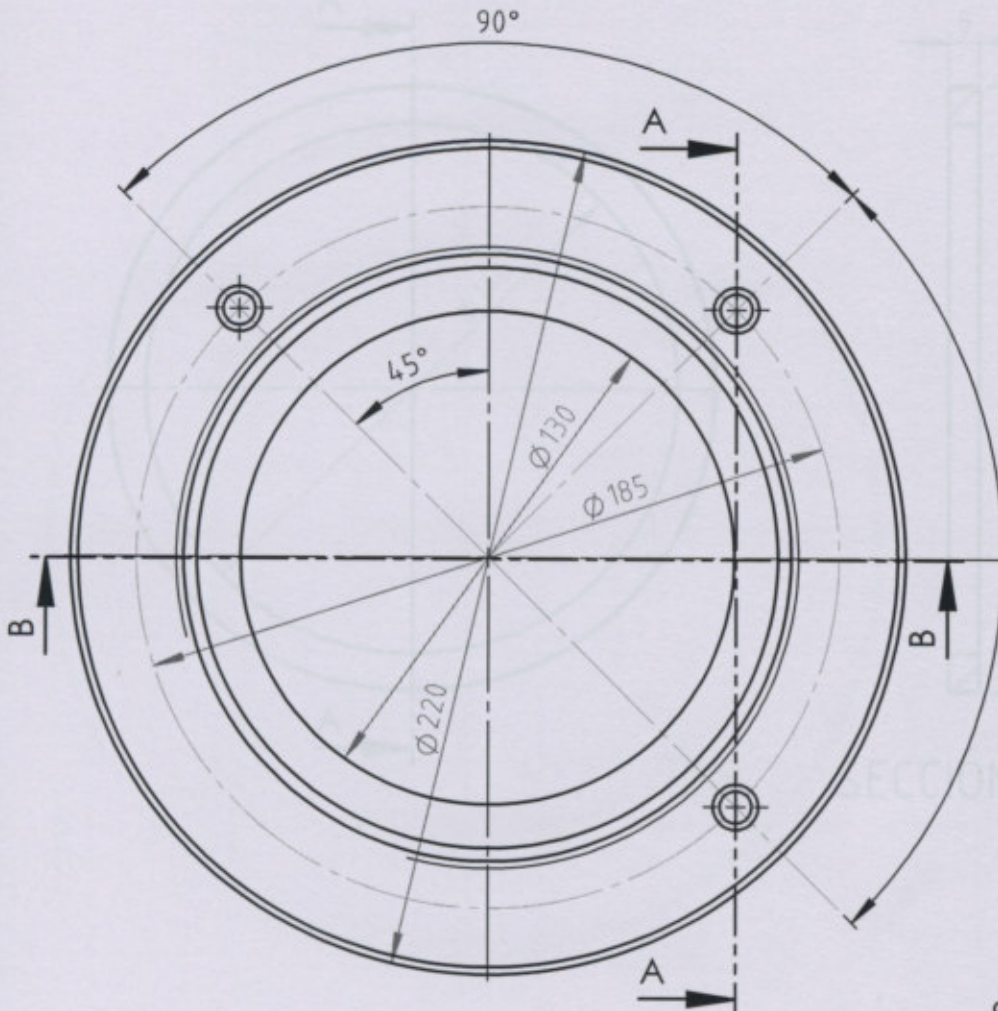


SECCION A-A

1	Columna	Alum. ASTM 1060	
CANT	DENOMINACION	MATERIAL	OBSERVACIONES
Observaciones:	Fecha	Nombre	Grupo de Descargas Eléctricas - UTN FRVT
Dibujó		E. Cejas	
Revisó			
Aprobó			
Esc.	1:1	COLUMNA PARA SOPORTE DE ESPEJOS	
			FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
			Plano N°: MT-001
			Reemplaza a:
			Sustituido por:



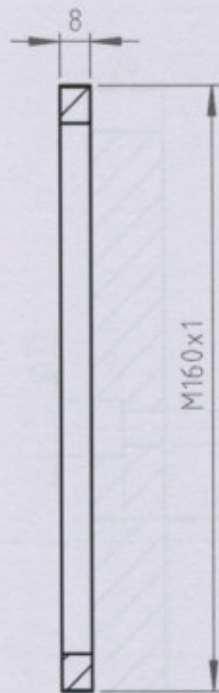
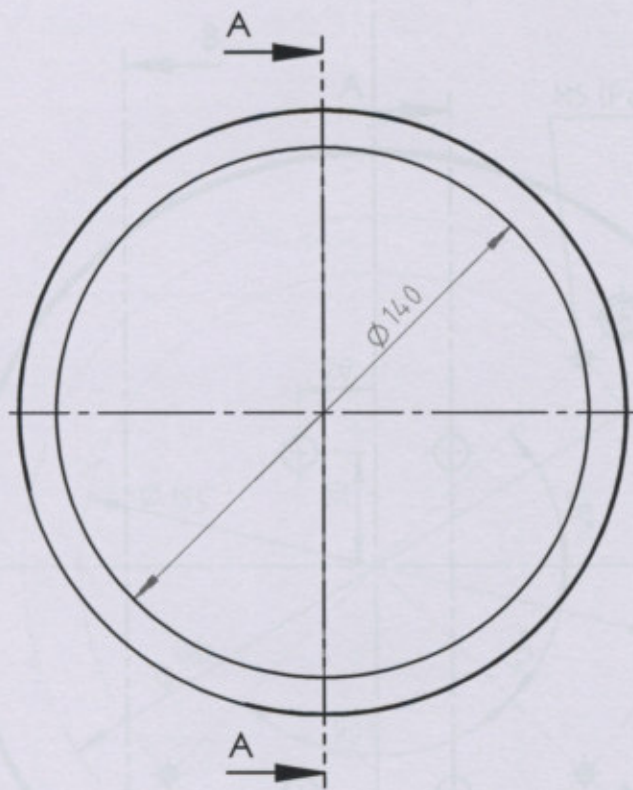
SECCION B-B



SECCIÓN A-A

1	Porta espejo	Alum. ASTM 1060	
CANT	DENOMINACION	MATERIAL	OBSERVACIONES
Observaciones:	Dibujó	Fecha	Grupo de Descargas Eléctricas - UTN FRVT
	Revisó	Nombre E. Cejas	
	Aprobó		FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
	Esc.	2:1	Plano N°: MT-002
		PORTA ESPEJO	Reemplaza a:
			Sustituido por:

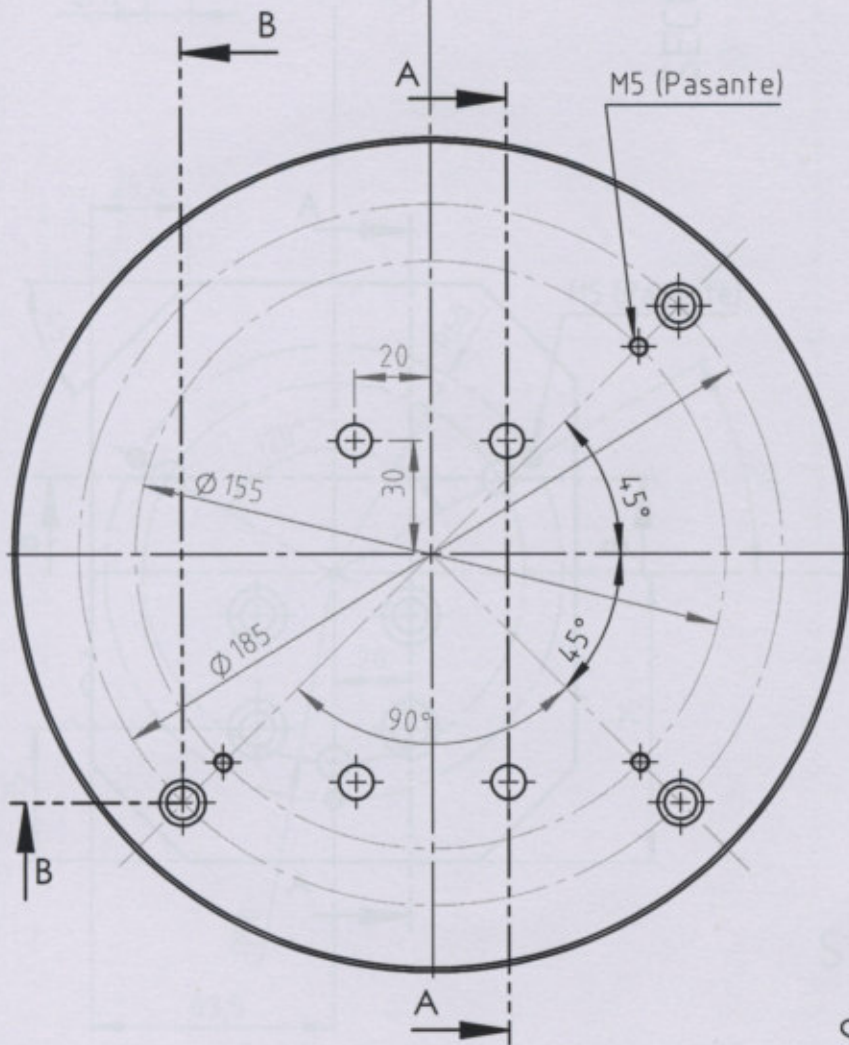
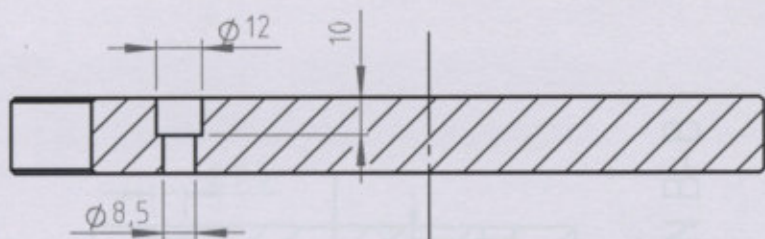
SECCION B-B



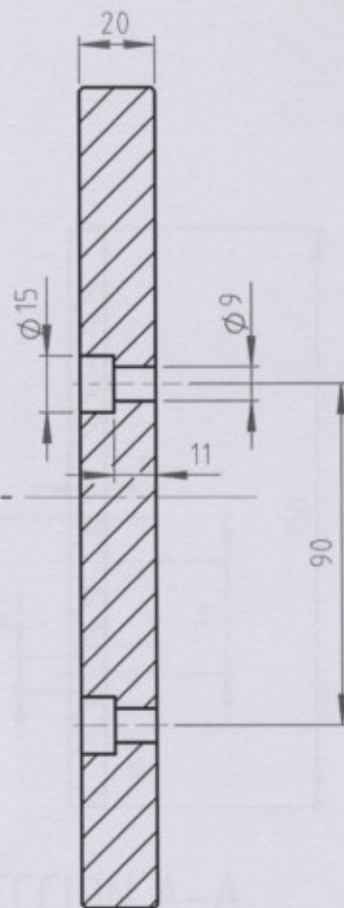
SECCIÓN A-A

1	Fijador	Alum. ASTM 1060	
CANT	DENOMINACION	MATERIAL	OBSERVACIONES
Observaciones:	Dibujó	Fecha	Nombre
	Revisó		E. Cejas
	Aprobó		Grupo de Descargas Eléctricas - UTN FRVT
	Esc.		FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
	2:1	ARO FIJADOR DE ESPEJO	Plano N°: MT-003
			Reemplaza a:
			Sustituido por:

SECCION B-B

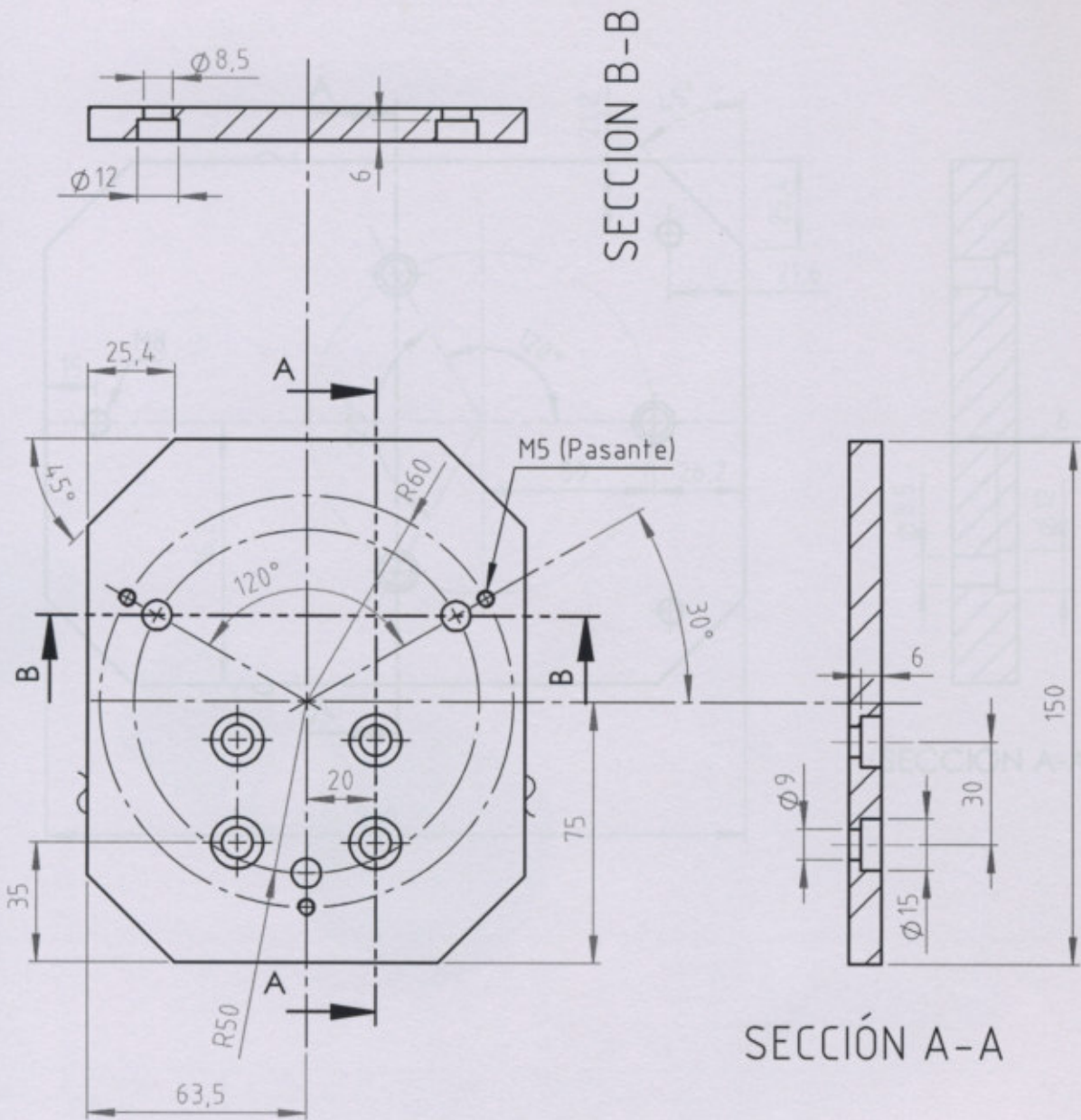


M5 (Pasante)




SECCIÓN A-A

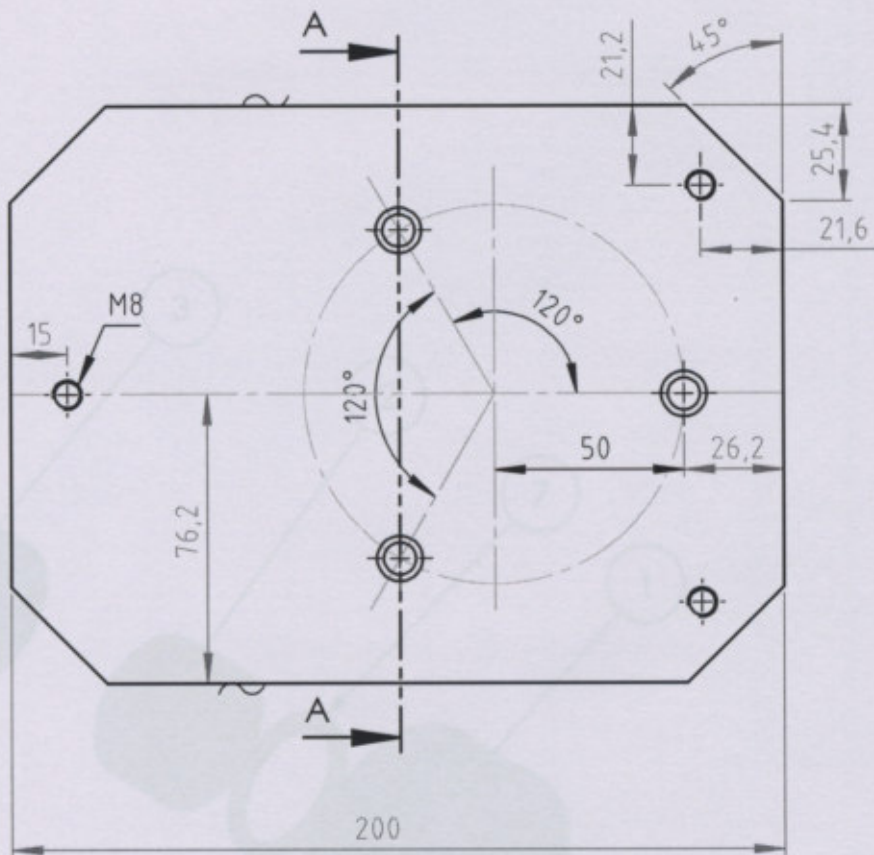
1	Porta columna	Alum. ASTM 1060	
CANT	DENOMINACION	MATERIAL	OBSERVACIONES
Observaciones:	Dibujó	Fecha	Nombre
	Revisó		E. Cejas
	Aprobó		Grupo de Descargas Eléctricas - UTN FRVT
	Esc.	1:2	FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
		PLATO PORTA COLUMNAS	Plano N°: MT-004
			Reemplaza a:
			Sustituido por:



SECCION B-B

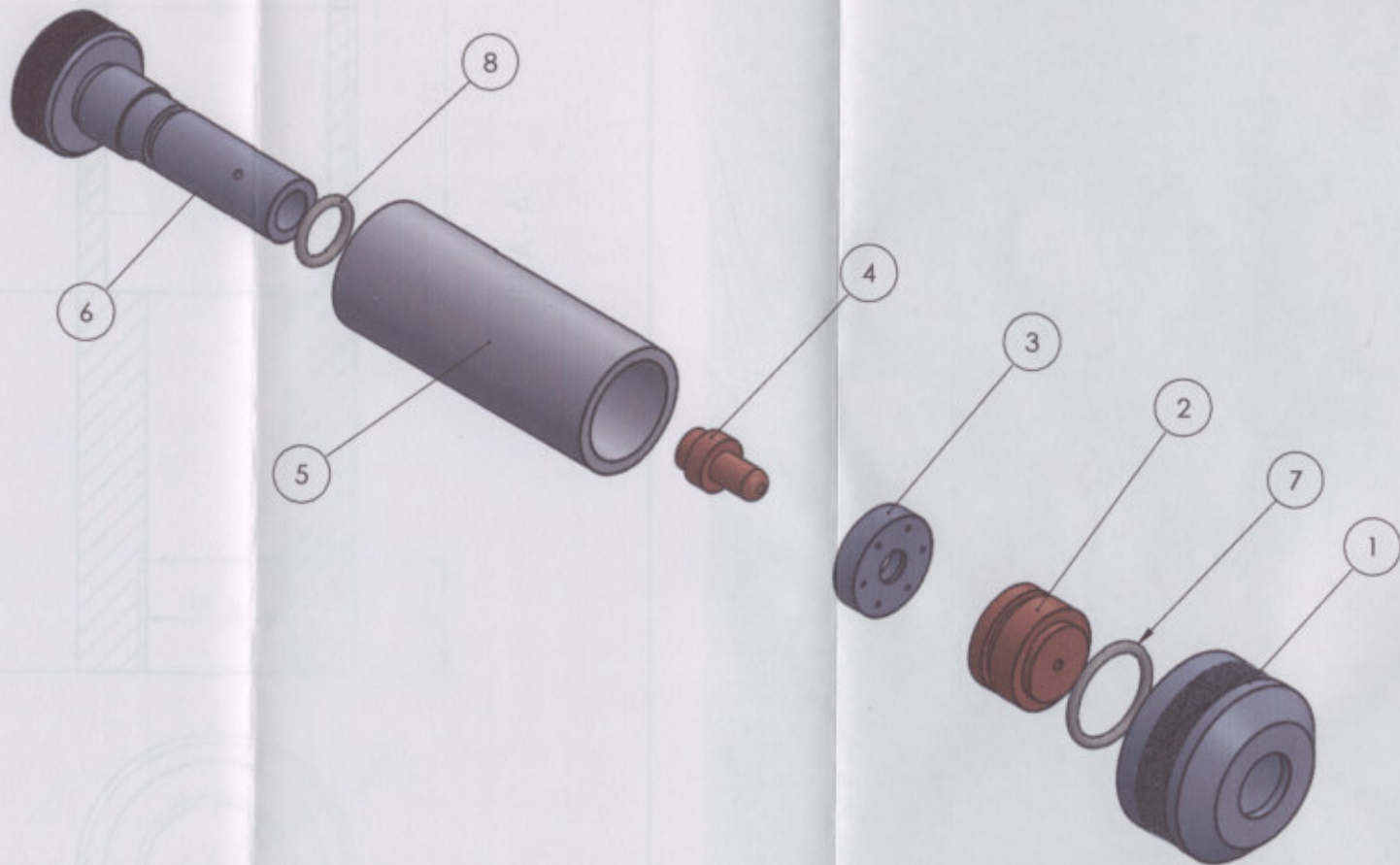
SECCIÓN A-A

1	Porta espejo	Planc. 5"x3/8" SAE 1010		
CANT	DENOMINACION	MATERIAL		OBSERVACIONES
Observaciones:	Fecha	Nombre	Grupo de Descargas Eléctricas - UTN FRVT	FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
Dibujó		E. Cejas		
Revisó				
Aprobó				
Esc.	 BASE PORTAESPEJO			Plano N°: MT-005
				Reemplaza a:
				Sustituido por:



SECCIÓN A-A

1	base de montura	Planc. 6"x 3/4" SAE 1010	
CANT	DENOMINACION	MATERIAL	OBSERVACIONES
Observaciones:	Fecha	Nombre	Grupo de Descargas Eléctricas - UTN FRVT
Dibujó		E. Cejas	
Revisó			
Aprobó			FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
Esc.	1:2	Plano N°: MT-006	
		BASE DE MONTANTE PARA ESPEJOS	
		Reemplaza a:	
		Sustituido por:	

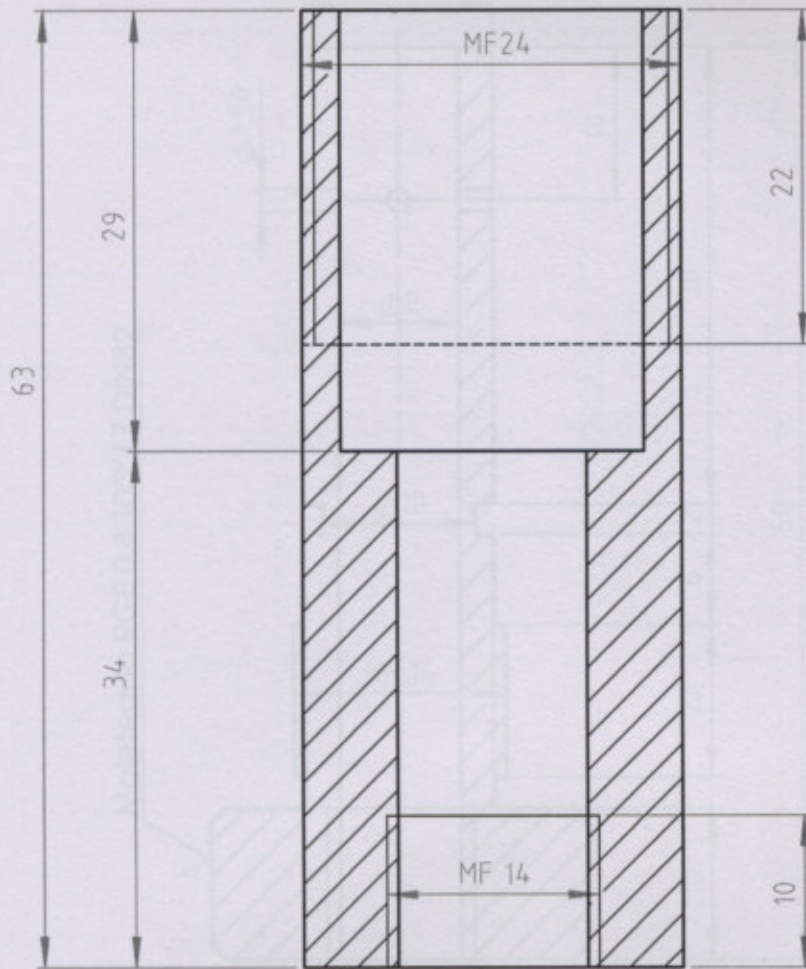


1	Puntera	1	AN-005	Aluminio
1	Tobera	2	AN-003	Cobre
1	Distribuidor	3	AN-004	Teflón
1	Electrodo	4	AN-006	Cobre
1	Cuerpo	5	AN-001	Teflón
1	Alimentador	6	AN-002	Aluminio
1	O' Ring DIN 3771 17x1,8	7		
1	O' Ring DIN 3771 10x1,8	8		

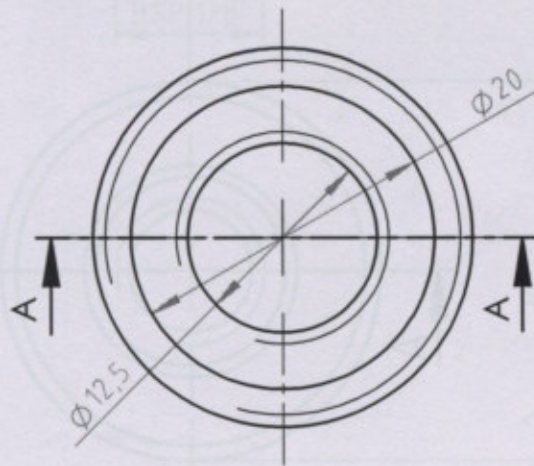
Cant	Denominación	Ubicación	Nº Pieza	Material	Observaciones
------	--------------	-----------	----------	----------	---------------

Observaciones:	Realizó	Fecha	Nombre	GRUPO DE DESCARGAS ELECTRICAS UTN-FRVT	FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
	Revisó		E. Cejas		
	Aprobó				
	Esc:				

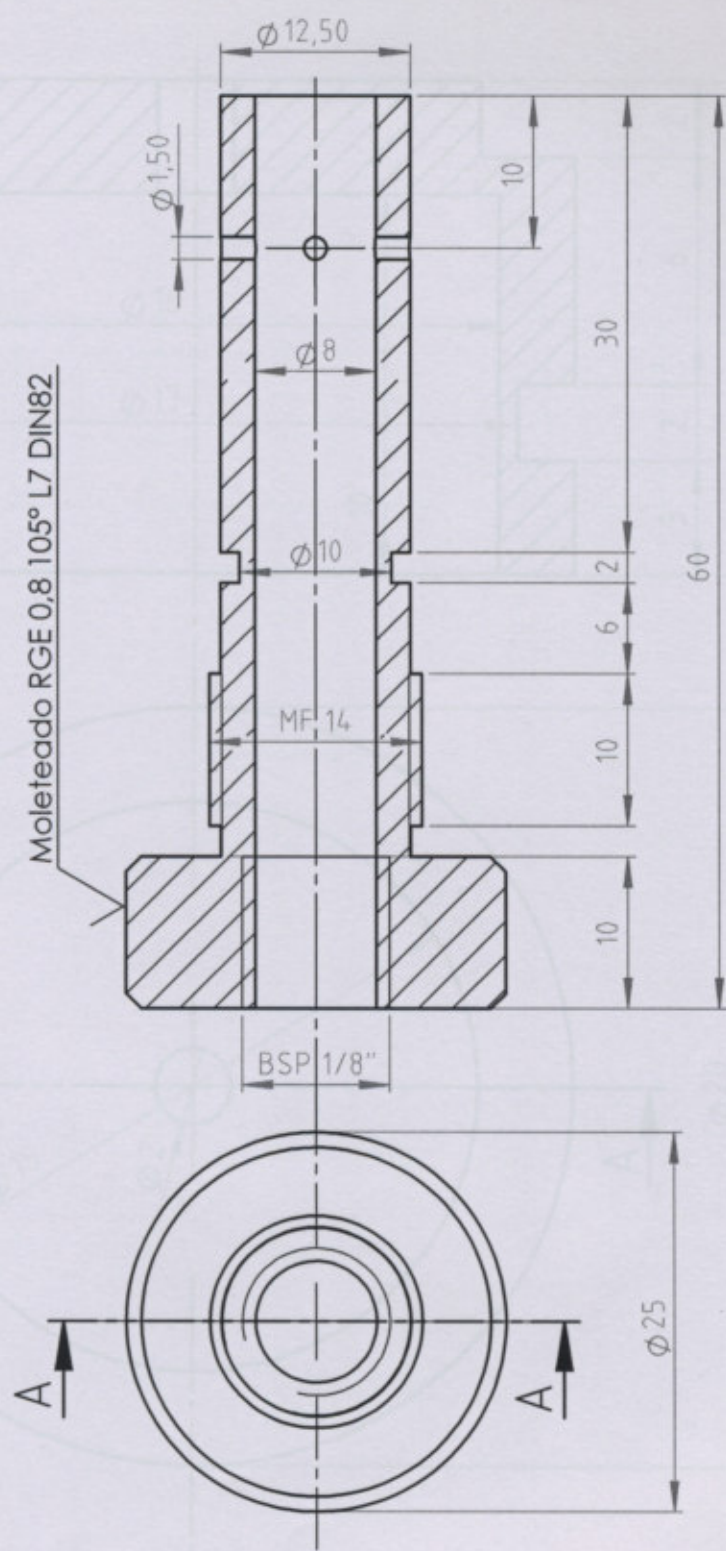
1:1	ANTORCHA DE PLASMA NO-TERMICO	PLANO N°: AN-100
		Reemplaza a:
		Sustituido por:



SECCION A-A

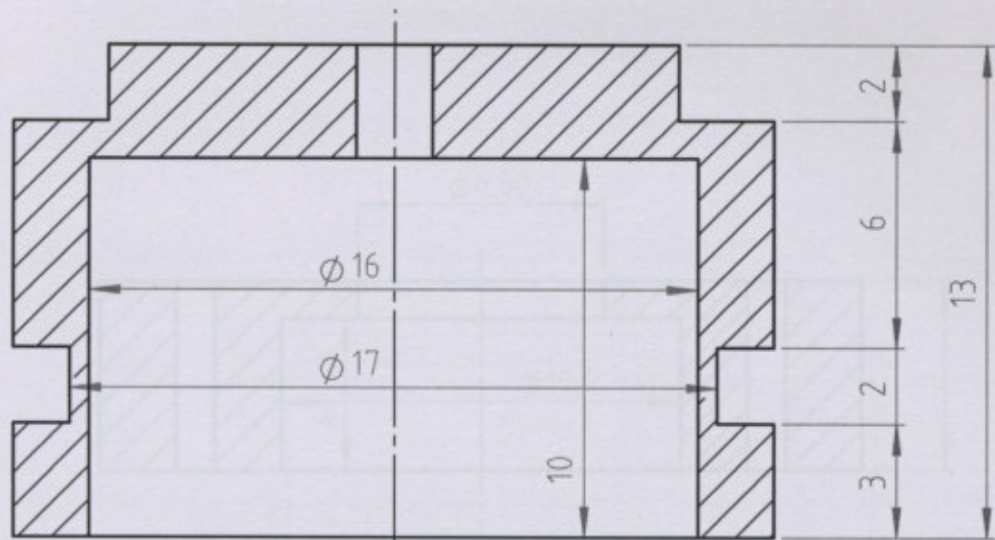


1	Cuerpo	PTFE (Teflón)		
CANT	DENOMINACION	MATERIAL		OBSERVACIONES
Observaciones:	Dibujó	Fecha	Nombre	Grupo de Descargas Eléctricas - UTN FRVT FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO Plano N°: AN-001 Reemplaza a: Sustituido por:
	Revisó		E. Cejas	
	Aprobó			
	Esc.			
	2:1	CUERPO DE ANTORCHA		

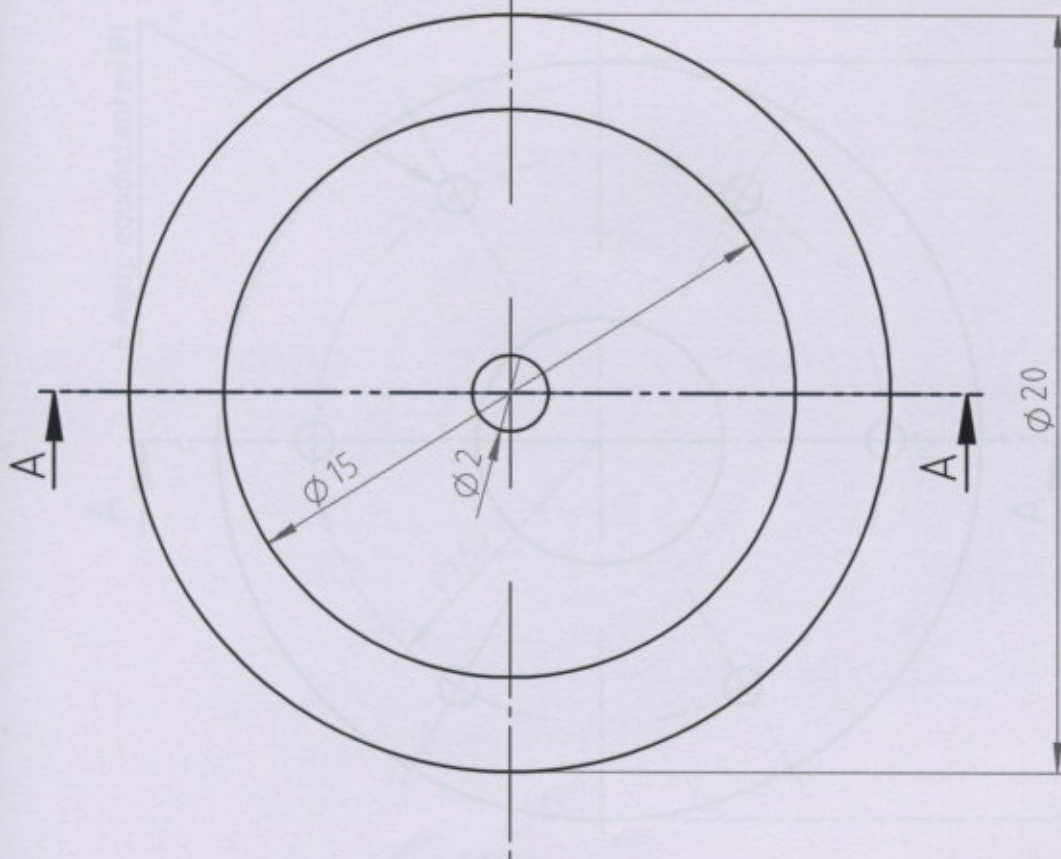


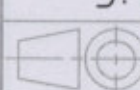
SECCION A-A

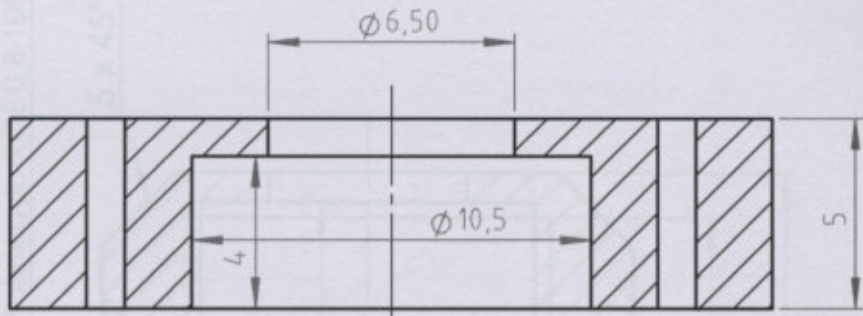
1	Alimentador	Alum. ASTM 1060	
CANT	DENOMINACION	MATERIAL	OBSERVACIONES
Observaciones:	Fecha	Nombre	Grupo de Descargas Eléctricas - UTN FRVT
Dibujó		E. Cejas	
Revisó			
Aprobó			FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
Esc.	2:1	ALIMENTADOR DE GASES	
		Plano N°: AN-002	
		Reemplaza a:	
		Sustituido por:	



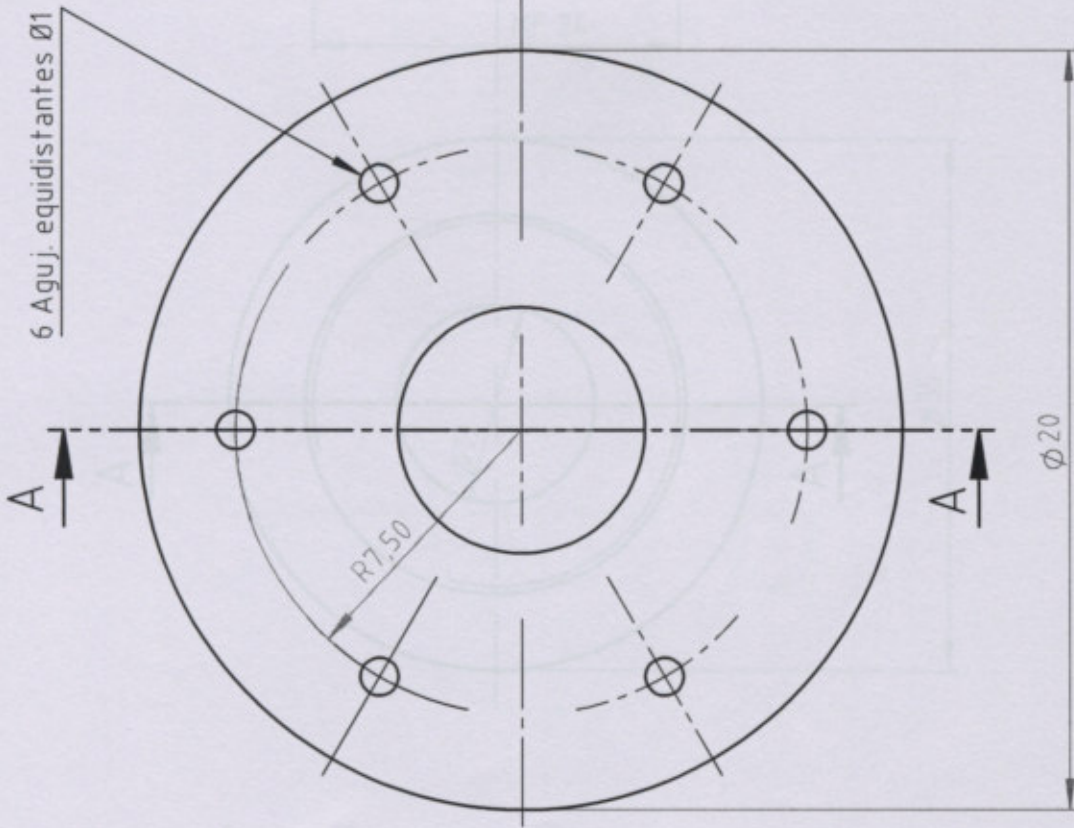
SECCION A-A



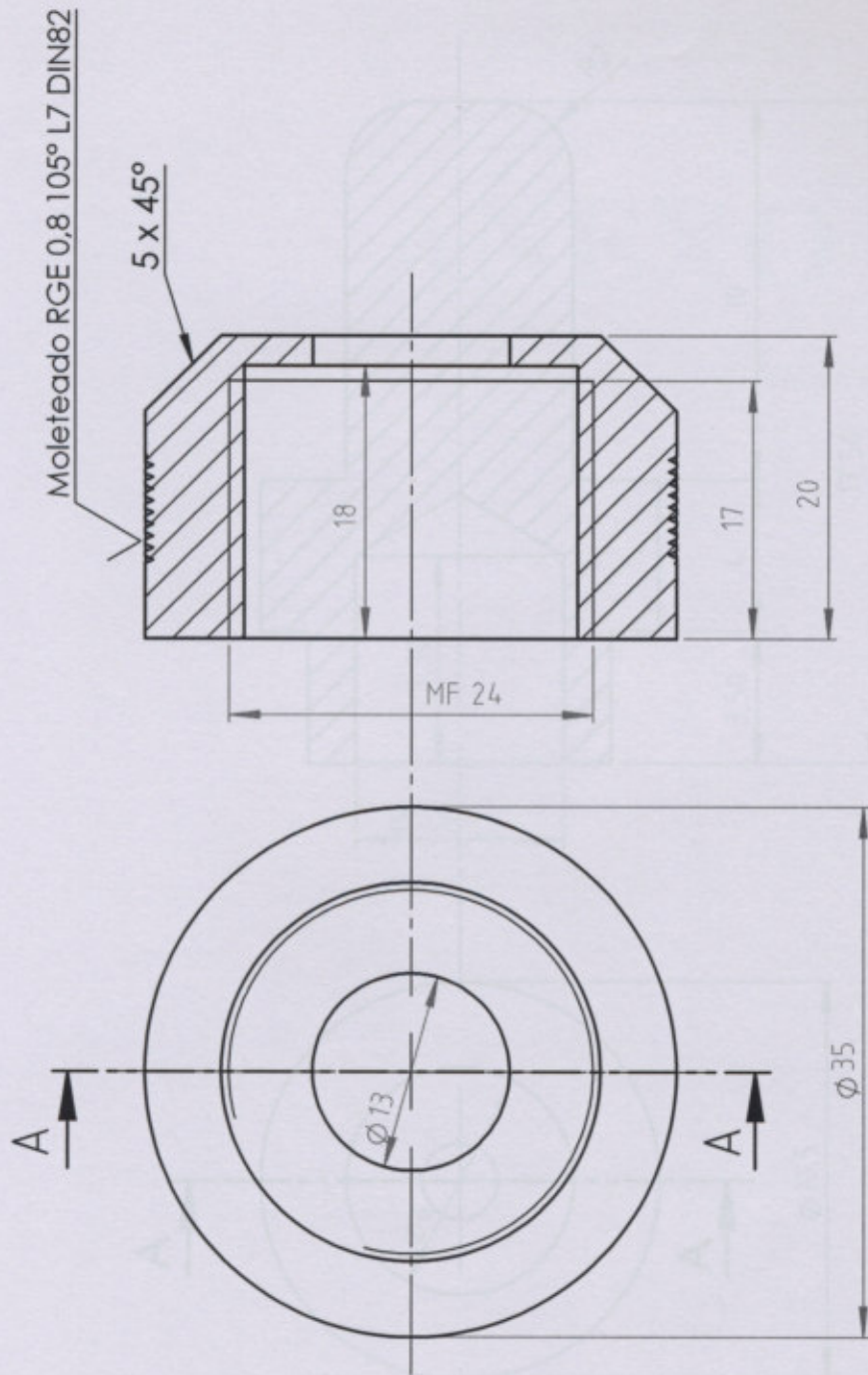
1	Tobera	Cu. ASTM C11000	
CANT	DENOMINACION	MATERIAL	OBSERVACIONES
Observaciones:	Fecha	Nombre	Grupo de Descargas Eléctricas - UTN FRVT
Dibujó		E. Cejas	
Revisó			
Aprobó			
Esc.	5:1		FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
		TOBERA	Plano N°: AN-003
			Reemplaza a:
			Sustituido por:



SECCION A-A

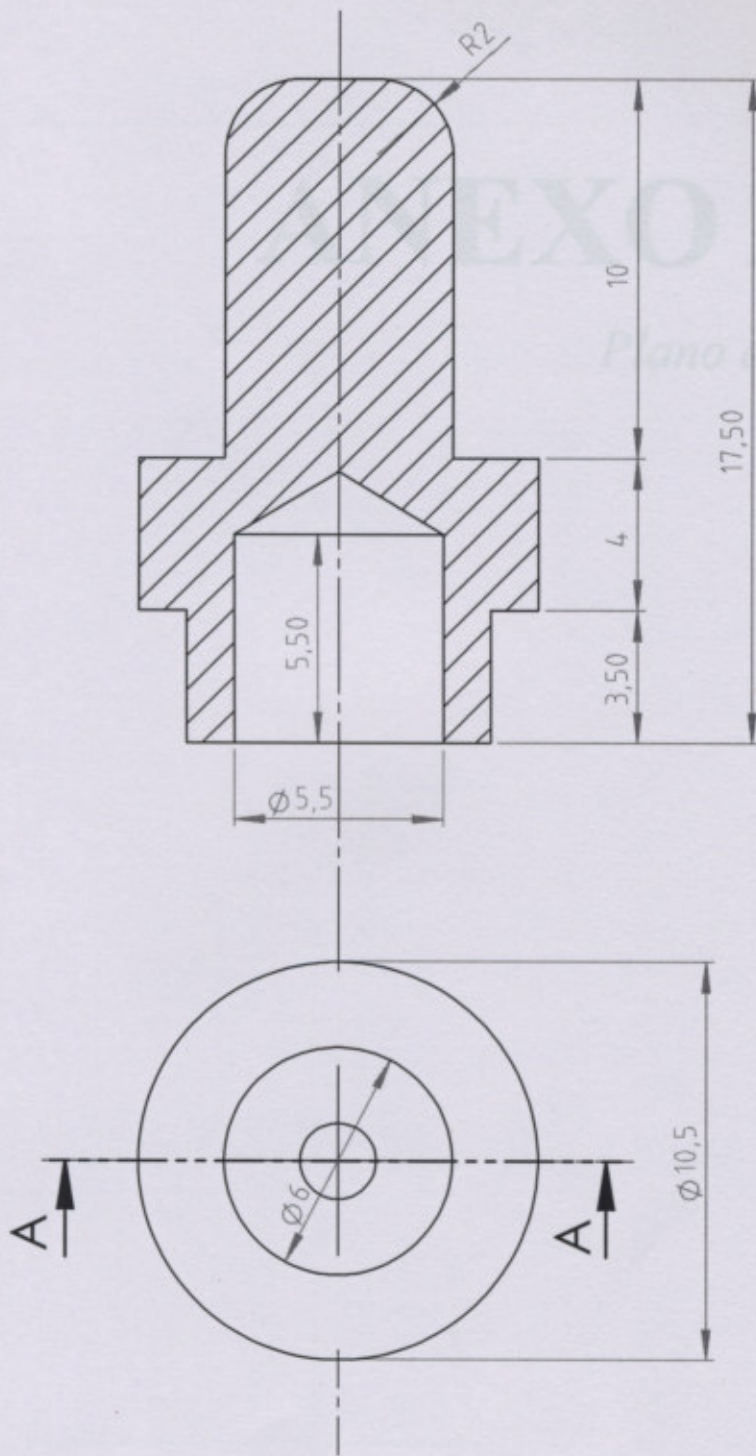


1	Distribuidor	PTFE (Teflón)			
CANT	DENOMINACION	MATERIAL		OBSERVACIONES	
Observaciones:	Dibujó	Fecha	Nombre	Grupo de Descargas Eléctricas - UTN FRVT	
	Revisó		E. Cejas		
	Aprobó				
	Esc.	DISTRIBUIDOR DE GASES			FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
					Plano N°: AN-004
				Reemplaza a:	
				Sustituido por:	



SECCION A-A

1	Puntera	Alum. ASTM 1060	
CANT	DENOMINACION	MATERIAL	OBSERVACIONES
Observaciones:	Dibujó	Fecha	Nombre
	Revisó		E. Cejas
	Aprobó		Grupo de Descargas Eléctricas - UTN FRVT
	Esc.		FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
	2:1	Plano N°: AN-005	
		ELECTRODO DE TIERRA	
		Reemplaza a:	
		Sustituido por:	



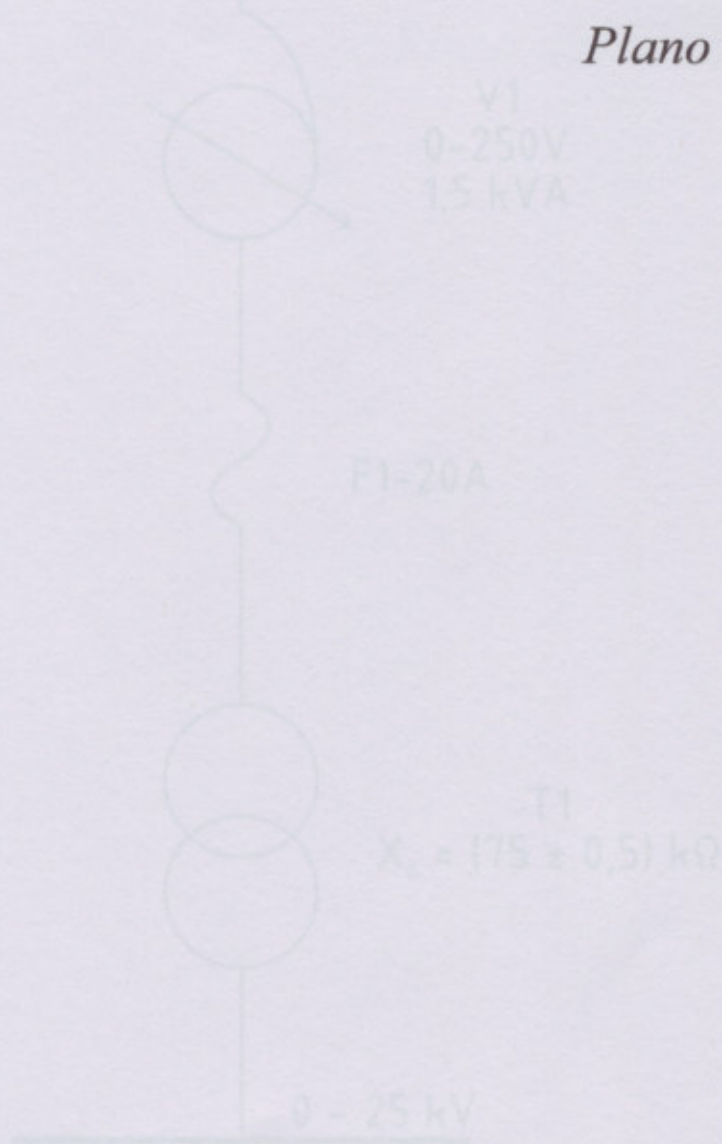
SECTION A-A

1	Electrodo	Cu. ASTM C11000	
CANT	DENOMINACION	MATERIAL	OBSERVACIONES
Observaciones:	Dibujó	Fecha	Nombre
	Revisó		E. Cejas
	Aprobó		Grupo de Descargas Eléctricas - UTN FRVT
	Esc.		FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
		ELECTRODO	
		Plano N°: AN-006	
		Reemplaza a:	
		Sustituido por:	

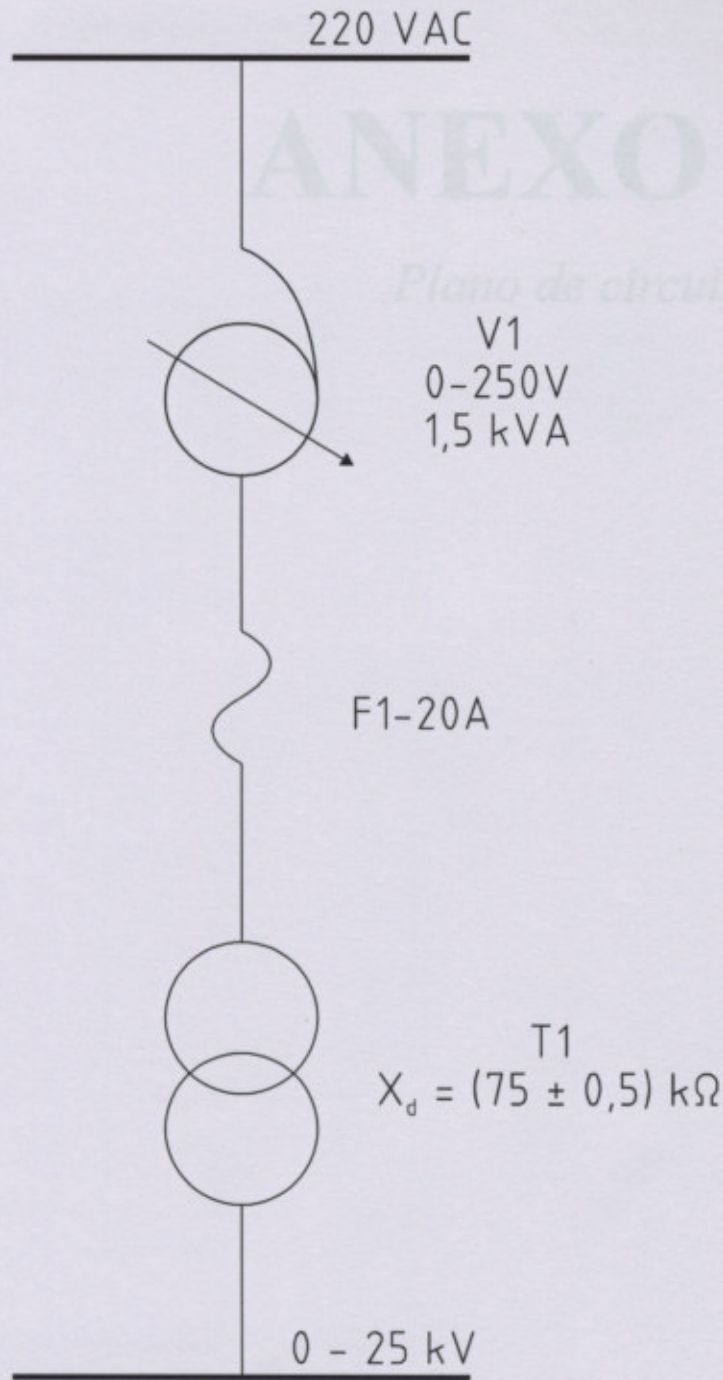
220 VAC

ANEXO A.3


Plano eléctrico



Revisado	Fecha	Nombre	GRUPO DE DESCARGAS ELECTRICAS UTH-PRYT	FACULTAD REGIONAL VENADO TIERRA
Dibuja		E. Torres		
Revisó				
Aprobó				
Escudo				Plano N°: E-001
			ESQUEMA ELÉCTRICO	
				Hoja N° 1 de 1
				Distribuido por:

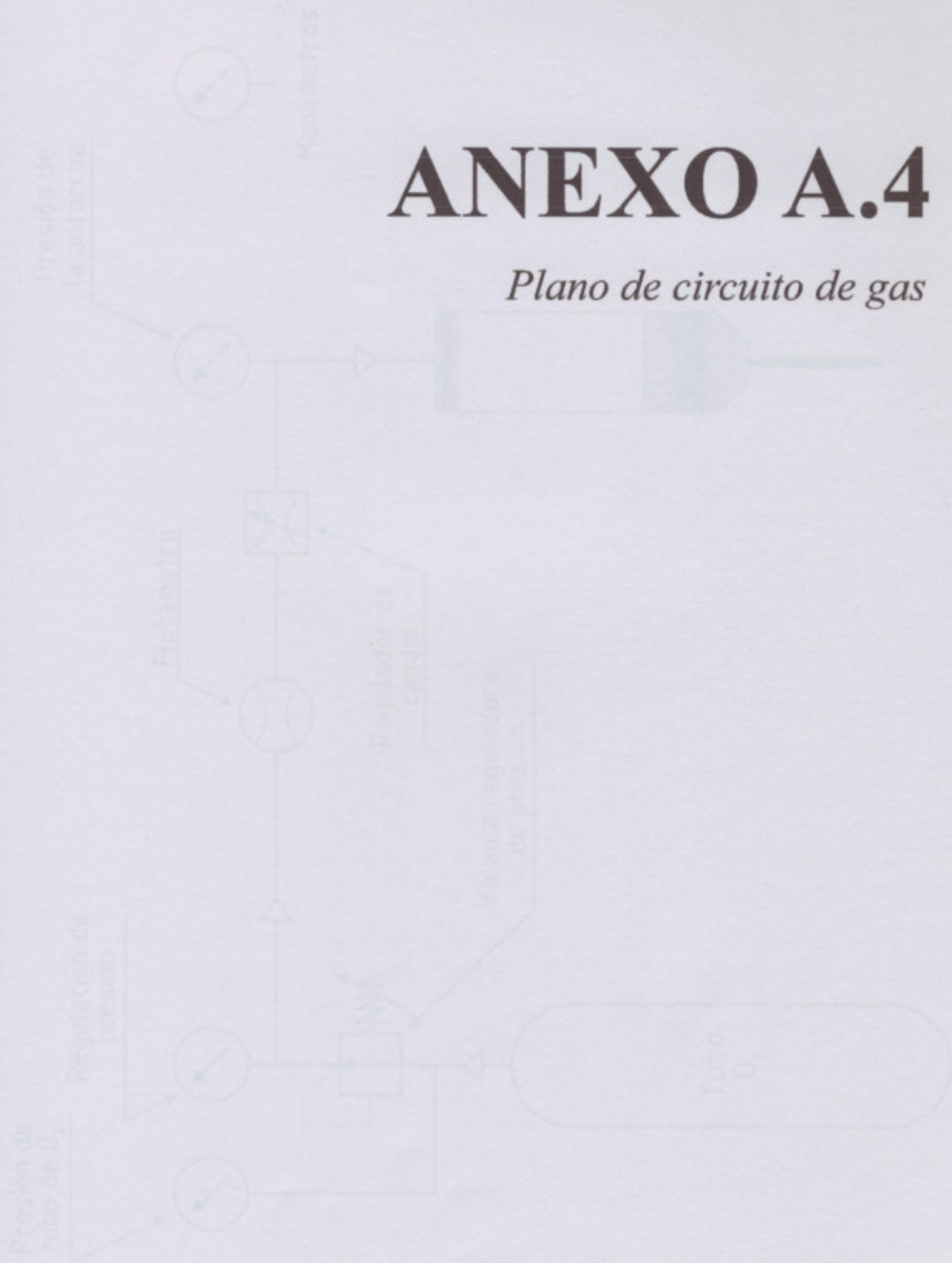


Observación:

Fecha	Nombre	GRUPO DE DESCARGAS ELECTRICAS UTN-FRVT	FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
Dibujó	E. Cejas		
Revisó			
Aprobó			
Escala:	ESQUEMA ELECTRICO		Plano N°: E-001
			Reemplaza a:
Tol:			Sustituido por:
Rug:			

ANEXO A.4

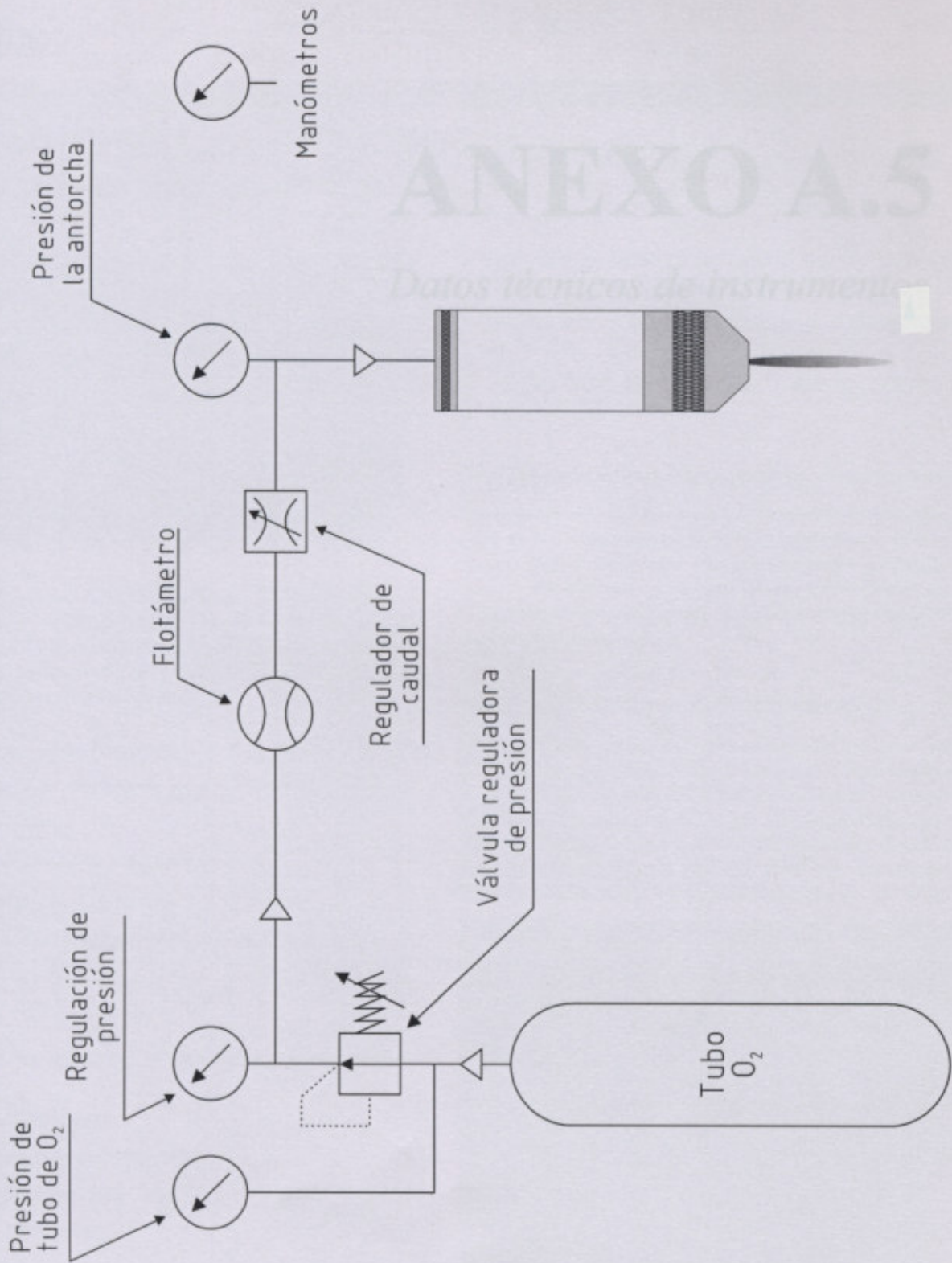
Plano de circuito de gas



Fecha: _____ Dibujo: _____ Revisó: _____ Aprobó: _____ Escala: _____	Fecha: _____ Nombre: _____ E. Carras	GRUPO DE DESCARGAS ELÉCTRICAS LTN-PRVT	FACULTAD REGIONAL VENADO TUERTO
Sistema de inyección de O_2		Placa N° 0-391	
Fluído: O_2		Sustituido por: _____	

ANEXO A.5

Datos técnicos de instrumentos

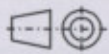


Observación:

Fecha	Nombre	GRUPO DE DESCARGAS ELECTRICAS UTN-FRVT
Dibujó	E. Cejas	
Revisó		
Aprobó		

FACULTAD REGIONAL
VENADO TUERTO

Escala:



Tol:
Rug:

Sistema de inyección
de gases

Fluido: O₂

Plano N°: G-001

Reemplaza a:

Sustituido por:

ANEXO A.5

Datos técnicos de instrumentos

- Incluye Termini "pin-point" Software en conexión a sus instrumentos
- Lifetime warranty. Lifetime apply for terms and conditions, visit www.tek.com/warranty

Digital precision for accurate measurements

With up to 200 MHz bandwidth and 4 GHz equivalent samples/sec, the digital storage oscilloscope offers as much bandwidth and accuracy as for its price. The new proprietary sampling technology provides real-time sampling with a resolution of 10x oversampling or 20 equivalent. All this data is accurately retained your device. Sampling performance is not reduced when using multiple channels.

Critical tools for troubleshooting your device

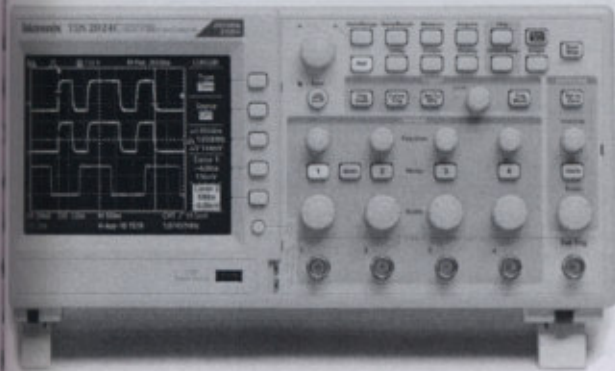
Advanced triggers - including edge, pulse width, and zero - help you quickly isolate your signals of interest. Once you've captured a signal, advanced mask, threshold and advanced measurement tools let you analyze. Query parameters, T1 or set, search, or trigger windows. Screen automatic measurement quickly and clearly compare important signal characteristics such as frequency or rise time. When the job is done, Test Manager creates the trouble-shooting problems of your signal.



Query and query digital waveforms with advanced triggering.

Digital Storage Oscilloscopes

TDS2000C Series Datasheet



The TDS2000C Digital Storage Oscilloscope Series provides you with affordable performance in a compact design. Packed with standard features - including USB connectivity, 16 automated measurements, limit testing, data logging, and context-sensitive help - the TDS2000C Series oscilloscopes help you get more done in less time.

Key performance specifications

- ▶ 200 MHz, 100 MHz, 70 MHz, 50 MHz bandwidth models
- ▶ 2- and 4-channel models
- ▶ Up to 2 GS/s sample rate on all channels
- ▶ 2.5k point record length on all channels
- ▶ Advanced triggers including pulse width trigger and line-selectable video trigger

Key features

- ▶ 16 automated measurements and FFT analysis for simplified waveform analysis
- ▶ Built-in waveform limit testing
- ▶ Automated, extended data logging feature
- ▶ Auto-set and signal auto-ranging
- ▶ Built-in context-sensitive help
- ▶ Probe check wizard
- ▶ 11-language user interface
- ▶ 144 mm (5.7 inch) active TFT color display
- ▶ Small footprint and lightweight - only 124 mm (4.9 inches) deep and 2 kg (4.4 lb)
- ▶ USB 2.0 host port on the front panel for quick and easy data storage

Intuitive operation

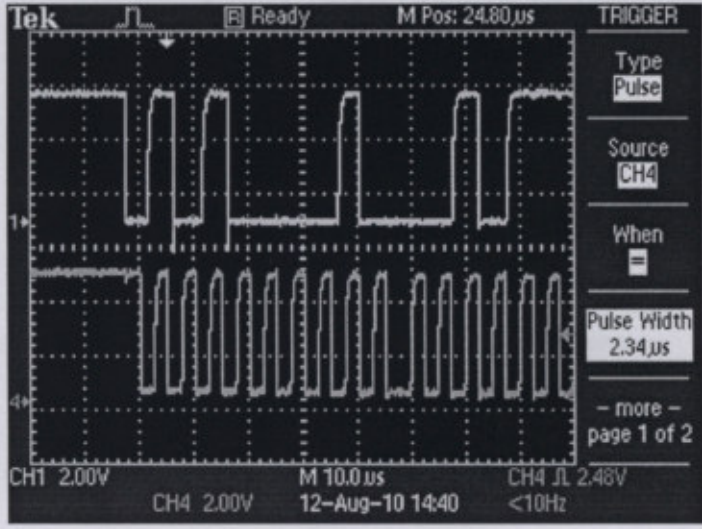
- USB 2.0 device port on the rear panel for easy connection to a PC or for direct printing to a PictBridge® -compatible printer
- Includes Tektronix OpenChoice® Software for connecting to your oscilloscopes
- Lifetime warranty. Limitations apply. For terms and conditions, visit www.tek.com/lifetimewarranty

Digital precision for accurate measurements

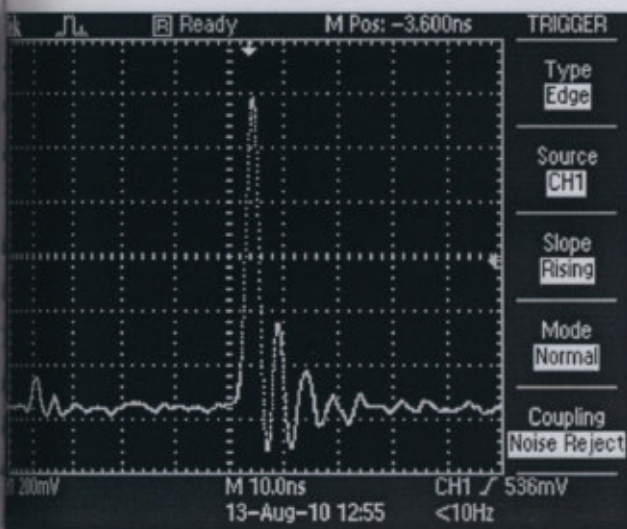
With up to 200 MHz bandwidth and 2 GS/s maximum sample rate, no other digital storage oscilloscope offers as much bandwidth and sample rate for the price. Tektronix proprietary sampling technology provides real-time sampling with a minimum of 10X oversampling on all channels, all the time to accurately capture your signals. Sampling performance is not reduced when using multiple channels.

Critical tools for troubleshooting your device

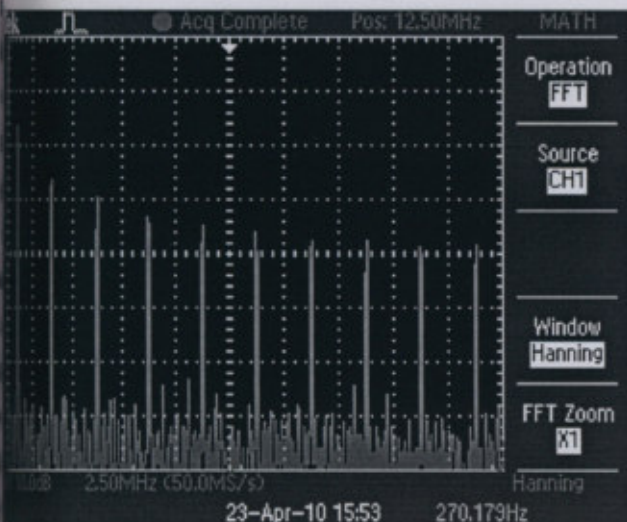
Advanced triggers - rising/falling edge, pulse width, and video - help you quickly isolate your signals of interest. Once you've captured a signal, advanced math capabilities and automated measurements can speed your analysis. Quickly perform an FFT or add, subtract, or multiply waveforms. Sixteen automated measurements quickly and reliably calculate important signal characteristics such as frequency or rise time, while the built-in Limit Test function enables you to easily identify problems in your signal.



Quickly and easily capture waveforms with advanced triggering.



See all the details other oscilloscopes might miss with Tektronix proprietary digital real-time sampling.



Easily perform an FFT with the advanced math functions.

Designed to make your work easy

The TDS2000C Series oscilloscopes are designed with the ease of use and familiar operation you have come to expect from Tektronix.

Intuitive operation

The intuitive user interface with dedicated per-channel vertical controls, auto-setup, and auto-ranging makes these instruments easy to use, reducing learning time and increasing efficiency.

Help when you need it

The built-in Help menu provides you with important information on your oscilloscope's features and functions. Help is provided in the same languages as the user interface.

Automatic Measurements	Page 1/4	HELP
<p>You can use the MEASURE menu to set up automatic measurements of times and voltages. The oscilloscope can display up to five different measurements at the same time.</p> <p>When you take automatic measurements, the oscilloscope does all the calculating for you. Because these measurements use the waveform record points, they are more accurate than <graticule> or <cursor> measurements.</p> <p>The oscilloscope updates measurement readouts about twice a second, or as often as there are new waveform records.</p> <p>To set up an automatic measurement:</p>		<p>Show Topic</p> <hr/> <p>Index</p> <hr/> <p>Help on Help</p> <hr/> <p>Back</p> <hr/> <p>Exit</p>
<p>Use multipurpose knob to scroll</p>		

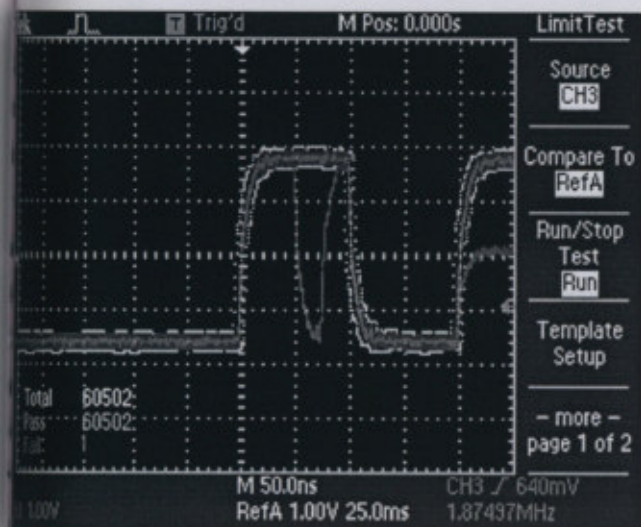
The context-sensitive Help system provides important information specific to the task you are working on.

Probe check wizard

Check out your probe compensation before making measurements with just one button that starts a fast, easy procedure.

Limit test

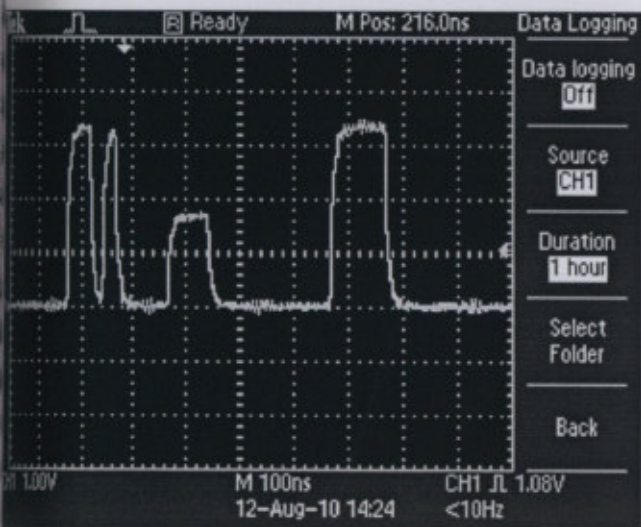
The oscilloscope can automatically monitor source signals and output Pass or Fail results by judging whether the input waveform is within predefined boundaries. Specific actions can be triggered on violation including stopping waveform acquisition, stopping Limit Test functions, saving the failed waveform data or screen image to a USB memory device, or any combination of the above. This is an ideal solution for manufacturing or service applications where you need to make decisions quickly.



Limit Test provides a quick Pass/Fail comparison of any triggered input signal to a user-defined template.

Flexible data transfer

The USB host port on the front panel enables you to save your instrument settings, screenshots, and waveform data in a flash. The built-in Data Logging feature means you can set up your oscilloscope to save user-specified triggered waveforms to a USB memory device for up to 24 hours. You can also select the "infinite" option for continuous waveform monitoring. With this mode you can save your triggered waveforms to an external USB memory device without a duration limitation until the memory space is full. The oscilloscope will then guide you to insert another USB memory device to continue saving waveforms.



Data Logging enables automatic saving of triggered waveforms.



Conveniently use your USB flash drive to store screenshots and waveform data.

Easy PC connectivity

Easily capture, save, and analyze measurement results by connecting to your PC with the rear-panel USB device port and the included copy of OpenChoice PC Communications Software. Simply pull screen images and waveform data into the stand-alone desktop application or directly into Microsoft Word and Excel. Alternatively, if you prefer not to use your PC, you can simply print your image directly to any PictBridge-compatible printer.

Connect to your bench for intelligent debug

SignalExpress supports the range of Tektronix bench instruments (For a complete listing of Tektronix instruments supported by NI LabView Signal Express, visit: www.tek.com/signalexpress) enabling you to connect your entire test bench. You can then access the feature-rich tools packed into each instrument from one intuitive software interface. This allows you to automate complex measurements requiring multiple instruments, log data for an extended period of time, time-correlate data from multiple instruments, and easily capture and analyze your results, all from your PC. Only Tektronix offers a connected test bench of intelligent instruments to simplify and speed debug of your complex design.

Performance you can count on

In addition to industry-leading service and support, every TDS2000C Series oscilloscope comes backed with a Lifetime Warranty as standard.

Limitations apply. For terms and conditions, visit www.tek.com/lifetimewarranty.

Specifications

Specifications are guaranteed unless noted otherwise. All specifications apply to all models unless noted otherwise.

Overview

	TDS2001C	TDS2002C	TDS2004C	TDS2012C	TDS2014C	TDS2022C	TDS2024C
Display (QVGA LCD)	TFT on all models						
Bandwidth	50 MHz	70 MHz	70 MHz	100 MHz	100 MHz	200 MHz	200 MHz
Channels	2	2	4	2	4	2	4
External trigger input	Included on all models						
Sample rate on each channel	500 MS/s	1.0 GS/s	1.0 GS/s	2.0 GS/s	2.0 GS/s	2.0 GS/s	2.0 GS/s

Vertical system

Record length	2.5k points at all time bases on all models
Vertical resolution	8 bits
Vertical sensitivity	2 mV to 5 V/div on all models with calibrated fine adjustment
DC vertical accuracy	±3% on all models
Vertical zoom	Vertically expand or compress a live or stopped waveform
Maximum input voltage	300 V _{RMS} CAT II; derated at 20 dB/decade above 100 kHz to 13 V _{pp} AC at 3 MHz
Position range	2 mV to 200 mV/div ±1.8 V; >200 mV to 5 V/div ±45 V
Bandwidth limit	20 MHz for all models
Input impedance	1 MΩ in parallel with 20 pF
Input coupling	AC, DC, GND on all models

Horizontal system

Time base accuracy	50 ppm
Horizontal zoom	Horizontally expand or compress a live or stopped waveform

Trigger system

Trigger modes	Auto, Normal, Single Sequence
Trigger types	
Edge (rising/falling)	Conventional level-driven trigger. Positive or negative slope on any channel. Coupling selections: AC, DC, Noise Reject, HF Reject, LF Reject
Video	Trigger on all lines or individual lines, odd/even or all fields from composite video, or broadcast standards (NTSC, PAL, SECAM)
Pulse width (or glitch)	Trigger on a pulse width less than, greater than, equal to, or not equal to, a selectable time limit ranging from 33 ns to 10 s
Trigger source	
2-channel models	CH1, CH2, Ext, Ext/5, AC Line
4-channel models	CH1, CH2, CH3, CH4, Ext, Ext/5, AC Line
Trigger view	Displays the trigger signal while the Trigger View button is depressed
Trigger signal frequency readout	Provides a frequency readout of the trigger source

Acquisition system

Acquisition modes	
Peak detect	High-frequency and random glitch capture. Captures glitches as narrow as 12 ns (typical) at all time base settings from 5 μ s/div to 50 s/div
Sample	Sample data only
Average	Waveform averaged, selectable: 4, 16, 64, 128
Single sequence	Use the Single Sequence button to capture a single triggered acquisition sequence
Roll mode	At acquisition time base settings of >100 ms/div

Waveform measurements

Automatic waveform measurements	Period, Frequency, +Width, -Width, Rise Time, Fall Time, Max, Min, Peak-to-Peak, Mean, RMS, Cycle RMS, Cursor RMS, Duty Cycle, Phase, Delay
Cursors	
Types	Amplitude and time
Measurements	ΔT , $1/\Delta T$ (frequency), ΔV

Waveform math

Operators	Add, Subtract, Multiply, FFT
Sources	
2-channel models	CH1 - CH2, CH2 - CH1, CH1 + CH2, CH1 x CH2
4-channel models	CH1 - CH2, CH2 - CH1, CH3 - CH4, CH4 - CH3, CH1 + CH2, CH3 + CH4, CH1 x CH2, CH3 x CH4
FFT	Windows: Hanning, Flat Top, Rectangular 2,048 sample points

Waveform math

Autoset menu	Single-button, automatic setup of all channels for vertical, horizontal, and trigger systems, with undo Autoset. Autoset-menu signal-type choices are:
Square wave	Single Cycle, Multicycle, Rising or Falling Edge
Sine Wave	Single Cycle, Multicycle, FFT Spectrum
Video (NTSC, PAL, SECAM)	Field: Alt, Odd, or Even Line: Alt or Selectable Line Number

Storage	Automatically adjust vertical and/or horizontal oscilloscope settings when a probe is moved from point to point, or when a signal exhibits large changes
---------	--

Display characteristics

Display	QVGA Active Color TFT
Interpolation	Sin(x)/x
Display types	Dots, vectors
Persistence	Off, 1 s, 2 s, 5 s, infinite
Format	YT and XY

Host-output interfaces

USB Ports	The USB host port on the front panel supports USB flash drives The USB device port on the back of the instrument supports connection to a PC and to all PictBridge-compatible printers
PIB	Optional

Waveform storage

Reference waveform display	Two 2.5k point reference waveforms
Waveform storage without USB flash drive	TDS2001C, TDS2002C, TDS2012C, TDS2022C: Two 2.5k point waveforms TDS2004C, TDS2014C, TDS2024C: Four 2.5k point waveforms
Maximum USB flash drive size	64 GB
Waveform storage with USB flash drive	96 or more reference waveforms per 8 MB
Setups without USB flash drive	10 front-panel setups
Setups with USB flash drive	4,000 or more front-panel setups per 8 MB
Screen images with USB flash drive	128 or more screen images per 8 MB. The actual number of images depends on the file format selected
Save All with USB flash drive	12 or more Save All operations per 8 MB A single Save All operation creates 3 to 9 files (setup, image, plus one file for each displayed waveform)

Power source

Power source	
Source voltage	Full range: 100 to 240 V _{AC} RMS \pm 10%, Installation Category II (covers range of 90 to 264 V _{AC})
Power consumption	Power consumption: Less than 30 W at 85 to 275 V _{AC} input

Physical characteristics**Instrument dimensions**

Height	158.0 mm (6.2 inches)
Width	326.3 mm (12.8 inches)
Depth	124.2 mm (4.9 inches)

Instrument weight

Instrument only	2.0 kg (4.4 lb)
Instrument with accessories	2.2 kg (4.9 lb)

Shipping package dimensions

Height	266.7 mm (10.5 inches)
Width	476.2 mm (18.7 inches)
Depth	228.6 mm (9.0 inches)

RM2000B rackmount dimensions

Height	482.6 mm (19.0 inches)
Width	177.8 mm (7.0 inches)
Depth	108.0 mm (4.3 inches)

EMC, environment and safety**Temperature**

Operating	0 to +50 °C
Non-operating	-40 to +71 °C

Humidity

Operating	Up to 80% RH at or below +40 °C
	Up to 45% RH up to +50 °C
Non-operating	Up to 80% RH at or below +40 °C
	Up to 45% RH up to +50 °C

Altitude

Operating	Up to 3,000 m
Non-operating	Up to 3,000 m

Electromagnetic compatibility Meets Directive 2004/108/EC, EN 61326-2-1 Class A; Australian EMC Framework

Safety UL61010-2004, CSA22.2 No. 61010-1:2004, EN61010-1:2001, IEC61010-1:2001, EU Low Voltage Directive 2006/95/EC

Ordering information

Models

TDS2001C	50 MHz, 2 Ch, 500 MS/s, TFT DSO
TDS2002C	70 MHz, 2 Ch, 1 GS/s, TFT DSO
TDS2004C	70 MHz, 4 Ch, 1 GS/s, TFT DSO
TDS2012C	100 MHz, 2 Ch, 2 GS/s, TFT DSO
TDS2014C	100 MHz, 4 Ch, 2 GS/s TFT DSO
TDS2022C	200 MHz, 2 Ch, 2Gs/s, TFT DSO
TDS2024C	200 MHz, 4 Ch, 2 GS/s, TFT DSO

Instrument options

Language options

Opt. L0	English (front-panel label on instrument)
Opt. L1	French (front-panel overlay)
Opt. L2	Italian (front-panel overlay)
Opt. L3	German (front-panel overlay)
Opt. L4	Spanish (front-panel overlay)
Opt. L5	Japanese (front-panel overlay)
Opt. L6	Portuguese (front-panel overlay)
Opt. L7	Simplified Chinese (front-panel overlay)
Opt. L8	Traditional Chinese (front-panel overlay)
Opt. L9	Korean (front-panel overlay)
Opt. L10	Russian (front-panel overlay)

User manual (PDF) in 11 languages are available on the documentation CD and for download from www.tek.com/manual/downloads. There are no printed user manuals.

Power plug options

Opt. A0	North America power plug (115 V, 60 Hz)
Opt. A1	Universal Euro power plug (220 V, 50 Hz)
Opt. A2	United Kingdom power plug (240 V, 50 Hz)
Opt. A3	Australia power plug (240 V, 50 Hz)
Opt. A4	North America power plug (240 V, 50 Hz)
Opt. A5	Switzerland power plug (220 V, 50 Hz)
Opt. A6	Japan power plug (100 V, 50/60 Hz)
Opt. A10	China power plug (50 Hz)
Opt. A11	India power plug (50 Hz)

Opt. A12	Brazil power plug (60 Hz)
Opt. A99	No power cord

Service options

Opt. D1	Calibration Data Report
---------	-------------------------

Probes and accessories are not covered by the oscilloscope warranty and Service Offerings. Refer to the datasheet of each probe and accessory model for its unique warranty and calibration terms.

Standard accessories

Probes

TPP0101	100 MHz passive probe for TDS2001C, TDS2002C, and TDS2004C (one per channel)
TPP0201	200 MHz passive probe for TDS2012C, TDS2014C, TDS2022C, and TDS2024C (one per channel)

Accessories

Power cord	Please specify plug option
MINI-NIST	Traceable Certificate of Calibration
Documentation	TDS2000C and TDS1000C-EDU Compliance and Safety Instructions TDS2000C and TDS1000C-EDU Documentation CD
OpenChoice PC Communications Software	Enables fast and easy communication between a Windows PC and the TDS2000C Series using USB. Transfer and save settings, waveforms, measurements, and screen images
Limited Lifetime Warranty	Covers labor and parts for defects in materials and workmanship for a minimum of 10 years, excluding probes and accessories. Lifetime is defined as 5 years after Tektronix discontinues manufacturing the product, but the warranty length shall be at least ten years from date of original purchase. Lifetime warranty is nontransferable. Proof of original purchase is required. Limitations apply. For terms and conditions visit www.tektronix.com/lifetimewarranty . Probes and accessories are not covered by the oscilloscope warranty and Service Offerings. Refer to the datasheet of each probe and accessory model for its unique warranty and calibration terms.

Recommended accessories

Probes

TPP0101	10X passive probe, 100 MHz bandwidth
TPP0201	10X passive probe, 200 MHz bandwidth
P2220	1X/10X passive probe, 200 MHz bandwidth
P6101B	1X passive probe (15 MHz, 300 V _{RMS} CAT II rating)
P6015A	1000X high-voltage passive probe (75 MHz)
P5100A	100X high-voltage passive probe (500 MHz)
P5200	High-voltage active differential probe (25 MHz)
P6021	15 A, 60 MHz AC-current probe
A621	2000 A, 5 to 50 kHz, AC-current probe
A622	100 A, 100 kHz, AC/DC current probe/BNC



TCP303/TCPA300	150 A, 15 MHz AC/DC current probe/amplifier
TCP305/TCPA300	50 A, 50 MHz AC/DC current probe/amplifier
TCP312/TCPA300	30 A, 100 MHz AC/DC current probe/amplifier
TCP404XL/TCPA400	500 A, 2 MHz AC/DC current probe/amplifier

Accessories

TEK-USB-488	GPIB-to-USB converter
AC2100	Soft carrying case for instrument
HCTEK4321	Hard plastic carrying case for instrument
RM2000B	Rackmount kit
077-4444-xx	Programmer manual, English only, PDF only, downloadable from www.tek.com/manual/downloads
077-4446-xx	Service manual, English only, PDF only, downloadable from www.tek.com/manual/downloads
174-4401-xx	USB host to device cable, 3 feet long



Tektronix is registered to ISO 9001 and ISO 14001 by SRI Quality System Registrar.



Product(s) complies with IEEE Standard 488.1-1987, RS-232-C, and with Tektronix Standard Codes and Formats.

EMV: Australasia (85) 6356 3900
 Japan 00800 2255 4835*
Central East Europe and the Baltics +41 52 675 3777
 Israel +41 52 675 3777
 Hong Kong 400 820 5835
 India (I) (2) 6714 3010
Middle East, Asia, and North Africa +41 52 675 3777
 People's Republic of China 400 820 5835
 Republic of Korea +822 6917 5084, 822 6917 5080
 Singapore 00800 2255 4835*
 Taiwan (2) 2658 6688

Austria 00800 2255 4835*
Brazil +55 (11) 3759 7627
Central Europe & Greece +41 52 675 3777
France 00800 2255 4835*
India 000 800 650 1835
Luxembourg +41 52 675 3777
The Netherlands 00800 2255 4835*
Poland +41 52 675 3777
Russia & CIS +7 (495) 6647564
Sweden 00800 2255 4835*
United Kingdom & Ireland 00800 2255 4835*

Balkans, Israel, South Africa and other ISE Countries +41 52 675 3777
Canada 1 800 833 9200
Denmark +45 80 88 1401
Germany 00800 2255 4835*
Italy 00800 2255 4835*
Mexico, Central/South America & Caribbean 52 (55) 56 04 50 90
Norway 800 16098
Portugal 80 08 12370
South Africa +41 52 675 3777
Switzerland 00800 2255 4835*
USA 1 800 833 9200

Toll-free number. If not accessible, call: +41 52 675 3777

Further information. Tektronix maintains a comprehensive, constantly expanding collection of application notes, technical briefs and other resources to help engineers working on the cutting edge of technology. Please visit www.tek.com.

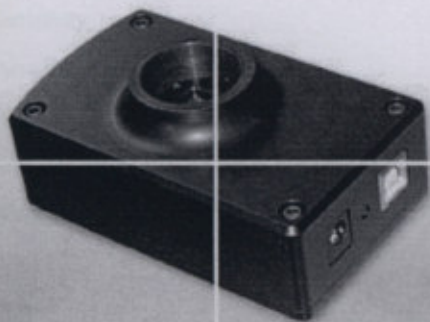
Copyright © Tektronix, Inc. All rights reserved. Tektronix products are covered by U.S. and foreign patents, issued and pending. Information in this publication supersedes that in all previously published material. Specification and design privileges reserved. TEKTRONIX and TEK are registered trademarks of Tektronix, Inc. All other trade names referenced are the service marks, trademarks, or registered trademarks of their respective companies.



30 Dec 2016 3GW-25645-7

www.tek.com





Outline

Lumenera's Lu080 series of cameras are designed for use in a wide variety of industrial applications, particularly high-speed applications. Color and monochrome product models are available.

With 640x480 resolution and on-board processing these cameras deliver outstanding image quality and value for industrial and scientific imaging applications.

Electronic Global Shutter provides capabilities similar to a mechanical shutter, allowing simultaneous integration of the entire pixel array, and then stopping exposure while image data is read out. It's ideal for capturing objects in high-speed motion.

Uncompressed images in live streaming video and still image capture are provided across a USB 2.0 digital interface. No framegrabber is required. Advanced camera control is available through a complete Software Developer's Kit, with sample code available to quickly integrate camera functions into OEM applications.

Hardware and software based synchronization trigger is provided standard. Lu080 series cameras are offered in both enclosed and board-level form. Custom form factors (sizes) can be provided.

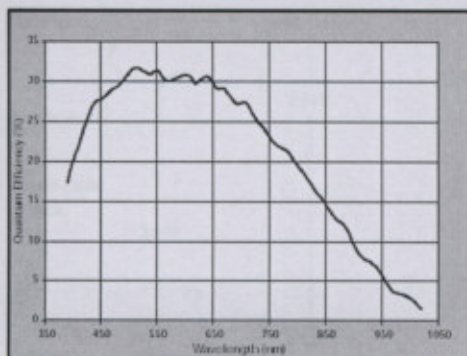
All Lumenera products are supported by an experienced team of software developers and application engineers. We understand your imaging needs and are here to help you with your integration and development.

Products come with a full one (1) year warranty.

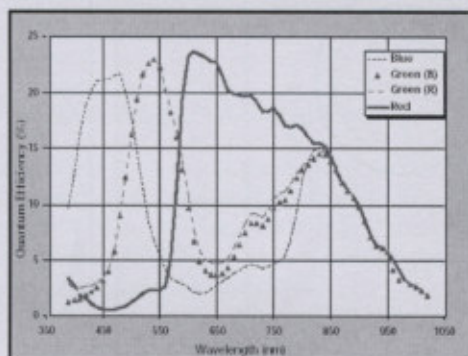
Performance Features

- Color or Monochrome, progressive scan, VGA sensor
- High speed USB 2.0 (480Mbits/sec)
- 65 fps at full 640x480 resolution
- Reduced region of interest provides faster frame rates
- Global shutter for capturing fast moving objects
- GPIOs for control of peripherals and synchronization of lighting (4in/4out)
- FCC Class B, CE Ready
- Select 8 or 10-bit pixel data
- Simplified cabling - video and full camera control over a single USB cable
- C-Mount provided
- DirectShow compatible
- USB cameras are software compatible with Windows™ 98 SE, Windows Me, Windows 2000 and Windows XP operating systems
- Complete SDK available

Image Sensor	1/2" format, color or mono sensor
Effective Pixels	640 x 480, 9.9 μm square pixels
Frame Rate	65 fps at 640x480, faster with ROI
Sensitivity	2 V / lux-sec
Dynamic Range	60dB
Exposure	Auto / Manual
White Balance	Auto / Manual
Dimensions (W x H x D)	2.00 x 2.50 x 1.63 inches (board level) 2.25 x 3.85 x 1.56 inches (enclosed)
Mass	~150g / (300g enclosed)
Power Requirement	USB bus power, or external 6VDC, 500mA
Power Consumption	~2.5 Watts
Operating Temperature	0°C to +50°C
Operating Humidity	0% - 95%, Non-condensing
Interface Connector	Standard USB
Lens Mount (Lens not included)	C-Mount (CS-Mount option)



Mono Response Curve



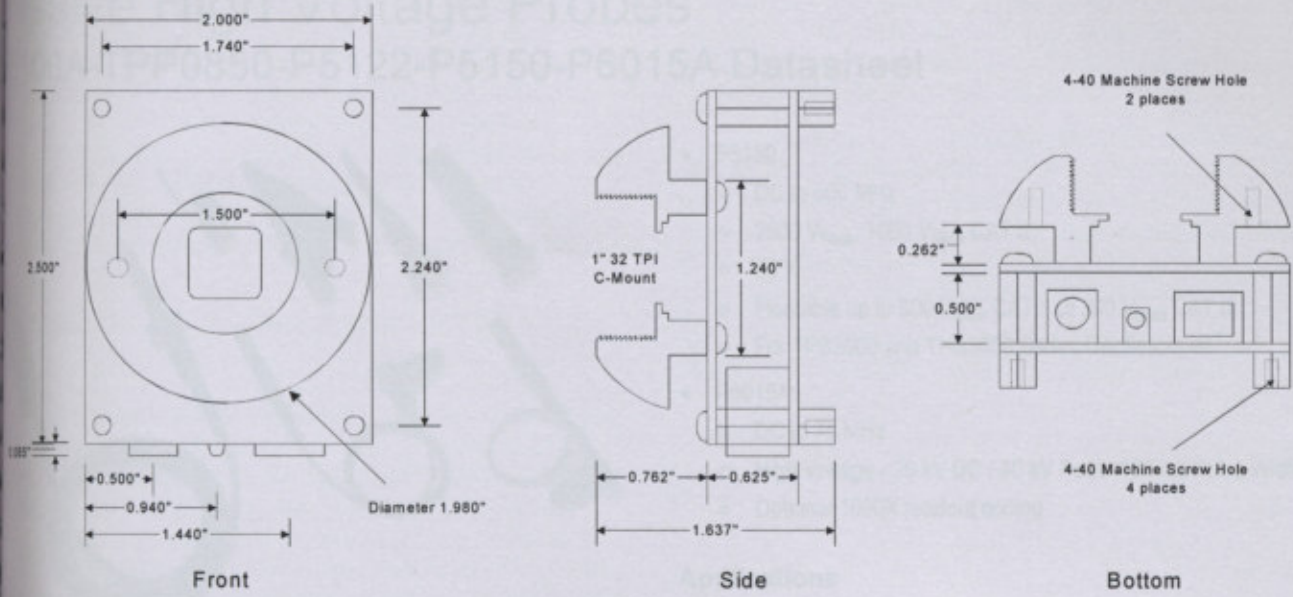
Color Response Curve

Ordering Information

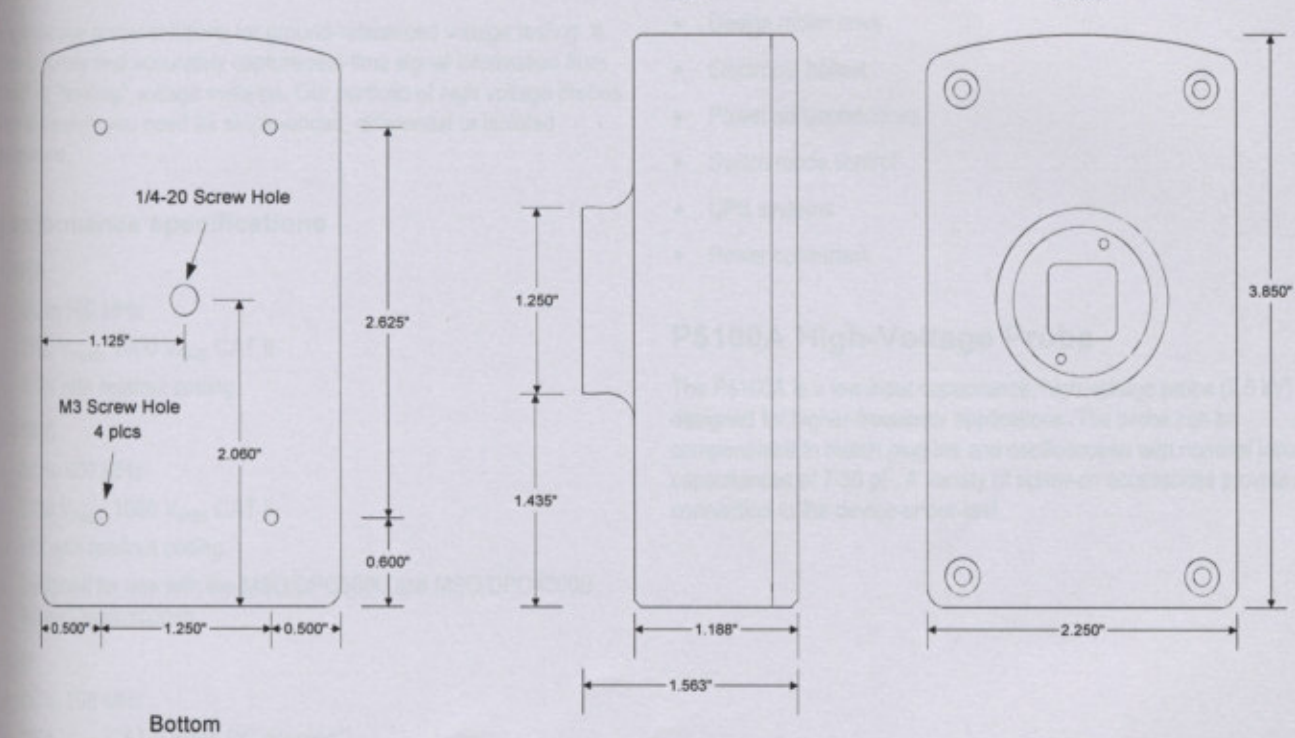
Lu080M	- Monochrome Camera Module
Lu080C	- Color Camera Module
Lu085M	- Enclosed Monochrome Camera
Lu085C	- Enclosed Color Camera
LuSDK	- Software Developer's Kit

**Full customization
available to meet your
exact needs!**

OEM Board-Level Camera



Enclosed Camera



* Anodized aluminum, std color - black

Passive High Voltage Probes

P5100A-TPP0850-P5122-P5150-P6015A Datasheet



Passive high voltage probe solutions for ground-referenced voltage testing. It is critical to safely and accurately capture real-time signal information from "biased" or "floating" voltage systems. Our portfolio of high voltage probes provides the safety you need for single-ended, differential or isolated measurements.

Key performance specifications

- P5100A**
 - DC to 500 MHz
 - 2500 V_{Peak}, 1000 V_{RMS} CAT II
 - 100X with readout coding
- TPP0850**
 - DC to 800 MHz
 - 2500 V_{Peak}, 1000 V_{RMS} CAT II
 - 50X with readout coding
 - Designed for use with the MSO/DPO5000 and MSO/DPO4000B Series Oscilloscopes
- P5122**
 - DC to 200 MHz
 - 1000 V_{RMS} CAT II when DC-coupled*1
 - 100 X
 - Floatable up to 600 V_{RMS} CAT II
 - For TPS2000 and THS3000 Series Oscilloscopes

- P5150
 - DC to 500 MHz
 - 2500 V_{Peak}, 1000 V_{RMS} CAT II
 - 50 X
 - Floatable up to 600 V_{RMS} CAT II or 300 V_{RMS} CAT III
 - For TPS2000 and THS3000 Series Oscilloscopes
- P6015A
 - DC to 75 MHz
 - High Voltage - 20 kV DC / 40 kV Peak (100 ms Pulse Width)
 - Optional 1000X readout coding

Applications

- Power supply design
- Design motor drive
- Electronic ballast
- Power semiconductors
- Switch mode control
- UPS systems
- Power converters

P5100A High-Voltage Probe

The P5100A is a low input capacitance, high-voltage probe (2.5 kV) designed for higher-frequency applications. The probe can be compensated to match plug-ins and oscilloscopes with nominal input capacitances of 7-30 pF. A variety of screw-on accessories provide easy connection to the device-under-test.

P0850 High-Voltage Probe

TPP0850 offers the industry's highest bandwidth probe (800 MHz) for high-voltage signals (up to 2500 V_{p-p}). This is ideal for testing power transistors and switch-mode power supplies, which continue to increase in switching speed to minimize power loss, creating a need for faster rise time, higher bandwidth, and higher voltage probes. The P0850 meets this need and can be used with switching transistor circuits operating at 1200 V_{RMS}, above the voltage operating range of standard general-purpose probes. It will also be able to accommodate emerging power applications that will require even faster rise time capabilities.

P5150 and P5122 IsolatedChannel™ Applications

In many applications, it is important to be able to isolate the measurement from earth ground and also to isolate the common voltage between channels. The P5150 or P5122, coupled with the TPS2000 and THS3000 series digital storage oscilloscopes, deliver both the isolation for the measurement from earth ground and full isolation between the channels. The P5150 is the recommended probe for measuring ripple on high-voltage power supplies. The P5122 probe should not be used on the TPS2000 Series oscilloscopes for AC-coupled measurements on signals with greater than 10 V DC offset.

P6015A High-Voltage Probe

For heavy-duty high-performance measurements of voltages over 2.5 kV, the P6015A is the industry standard. You can measure DC voltages up to 20 kV_{RMS} and pulses up to 40 kV (peak, 100 ms duration). The 75 MHz bandwidth enables you to capture fast, high-voltage signals.

The P6015A uses an environmentally safe silicone compound for a dielectric and never needs refilling. Other features include: A 7-49 pF compensation range, small compensation box that fits on adjacent amplifier inputs, and a readout option for use with most Tektronix digital scopes. With the readout option, displayed voltage amplitude values will be the actual signal value rather than understated by a factor of 1,000.

Note: Using the readout version with other than Tektronix digital oscilloscopes may result in an erroneous readout display.

Specifications

Specifications are guaranteed unless noted otherwise. All specifications apply to all models unless noted otherwise.

Model overview

	P5100A	TPP0850	P5122	P5150	P6015A	P6015A Opt. 1R
Nominal length	2 m	1.3 m	1.2 m	2 m	3 m	3 m
Attenuation	100X	50X	100X	50X	1000X	1000X
Bandwidth	500 MHz	800 MHz	200 MHz	500 MHz	75 MHz	75 MHz
Rise time (typ)	<700 ps	<525 ps	2.2 ns	<700 ps	4.0 ns	4.0 ns
Loading	40 M Ω / 2.5 pF	40 M Ω / 1.8 pF	100 M Ω / 4.0 pF	40 M Ω / 3.8 pF	100 M Ω / 3.0 pF	100 M Ω / 3.0 pF
Maximum input voltage, DC or RMS	2.5 kV _{Peak} 1000 V _{RMS} CAT II	2.5 kV _{Peak} 1000 V _{RMS} CAT II	1000 V _{RMS} CAT II	2.5 kV _{Peak} 1000 V _{RMS} CAT II	20 kV	20 kV
Maximum float voltage	N/A	N/A	600 V _{RMS} CAT II	600 V _{RMS} CAT II 300 V _{RMS} CAT III	N/A	N/A
Compensation range (pf)	7 to 30	N/A	10 to 22	10 to 25	7 to 49	7 to 49
Readout	Yes	Yes	No	No	No	Yes

IEC environment and safety

P5100A	UL61010-031, EN61010-031, IEC61010-031, CSA61010-031
TPP0850	UL61010-031, EN61010-031, IEC61010-031, CSA61010-031
P5122	UL61010-1, UL61010B-2-031, CSA61010-1
P5150	UL61010-031, EN61010-031, IEC61010-031, CSA61010-031
P6015A	UL3111-1, EN61010-1, IEC61010-2-031, CSA1010.1, CSA1010.2.031

Ordering information

Models

P5100A/TPP0850	<p>100X, High Voltage Probes</p> <p>Includes: Large hook tip (013-0389-xx), small hook tip (013-0388-xx), 6 in. ground lead (196-3526-xx), 18 in. ground lead (196-3527-xx), ground spring (214-5299-xx), crocodile clip (344-0461-xx), adjustment tool (003-1433-xx), color bands (016-1886-xx), instruction manual.</p>
P5122	<p>100X, High-voltage Probe for TPS2000/B and THS3000 Series Oscilloscopes.</p> <p>Includes accessory kit (020-3046-xx) Contents: large retractable hook tip, lead with hook tip, lead with crocodile clip, adjustment tool, instruction manual, ground spring.</p>
P5150	<p>50X, High-voltage Probe for TPS2000/B and THS3000 Series Oscilloscopes.</p> <p>Includes: Large hook tip (013-0389-xx), small hook tip (013-0388-xx), 6 in. ground lead (196-3526-xx), 18 in. ground lead (196-3527-xx), common spring (214-5299-xx), crocodile clip (344-0461-xx), color bands (016-1886-xx), adjustment tool (003-1433-xx), instruction manual.</p>
P6015A	<p>1000X, 3-meter High-voltage Probe.</p> <p>Includes: Hook probe tip (206-0463-xx), banana plug tip (134-0016-xx), crocodile clip - plugs onto ground lead (344-0461-xx), ground lead (196-3363-xx), carrying case (016-1147-xx), instruction manual (070-8223-xx), probe tip (206-0116-xx).</p>

Recommended accessories (for P5100A, TPP0850, P5150)

Probe Tip to BNC Adapter	013-0291-xx
0.080 in. diameter Spring Tip	206-0060-xx

Warranty

One year parts and labor.

Options

Options (P6015A only)

Option 1R	3-meter length with readout
-----------	-----------------------------

Service options (P6015A)

Opt. C3	Calibration Service 3 Years
Opt. C5	Calibration Service 5 Years
Opt. D1	Calibration Data Report
Opt. D3	Calibration Data Report 3 Years (with Opt. C3)
Opt. D5	Calibration Data Report 5 Years (with Opt. C5)
Opt. R3	Repair Service 3 Years (including warranty)
Opt. R5	Repair Service 5 Years (including warranty)

Service options (TPP0850)

- Opt. C3 Calibration Service 3 Years
- Opt. C5 Calibration Service 5 Years
- Opt. D1 Calibration Data Report
- Opt. D3 Calibration Data Report 3 Years (with Opt. C3)
- Opt. D5 Calibration Data Report 5 Years (with Opt. C5)
- Opt. R3 Repair Service 3 Years (including warranty)
- Opt. R5 Repair Service 5 Years (including warranty)

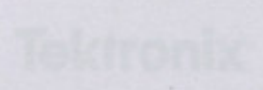


Tektronix is registered to ISO 9001 and ISO 14001 by SRI Quality System Registrar.

Atlanta, GA 30328
 404.885.8600
 Fax 404.885.8601
 Email sales@tek.com
 Website www.tek.com

Beijing, China 10000
 86.10.6293.8888
 Fax 86.10.6293.8889
 Email sales@tek.com.cn
 Website www.tek.com.cn

Boston, MA 02115
 617.252.1000
 Fax 617.252.1001
 Email sales@tek.com
 Website www.tek.com



ANEXO A.6

BOLSIG+

Australasia (65) 6366 3900
 00800 2255 4835*
 East Europe and the Baltics +41 52 675 3777
 +41 52 675 3777
 Hong Kong 400 820 5835
 India (3) 6714 3010
 East, Asia, and North Africa +41 52 675 3777
 People's Republic of China 400 820 5835
 Republic of Korea +822 6917 5084, 822 6917 5080
 00800 2255 4835*
 Singapore (2) 2656 6688

Austria 00800 2255 4835*
 Brazil +55 (11) 3759 7627
 Central Europe & Greece +41 52 675 3777
 France 00800 2255 4835*
 India 000 800 650 1835
 Luxembourg +41 52 675 3777
 The Netherlands 00800 2255 4835*
 Poland +41 52 675 3777
 Russia & CIS +7 (495) 6647564
 Sweden 00800 2255 4835*
 United Kingdom & Ireland 00800 2255 4835*

Balkans, Israel, South Africa and other ISE Countries +41 52 675 3777
 Canada 1 800 833 9200
 Denmark +45 80 88 1401
 Germany 00800 2255 4835*
 Italy 00800 2255 4835*
 Mexico, Central/South America & Caribbean 52 (55) 56 04 50 90
 Norway 800 16098
 Portugal 80 08 12370
 South Africa +41 52 675 3777
 Switzerland 00800 2255 4835*
 USA 1 800 833 9200

Japan toll-free number. If not accessible, call: +41 52 675 3777

Further information, Tektronix maintains a comprehensive, constantly expanding collection of application notes, technical briefs and other resources to help engineers working on the cutting edge of technology. Please visit www.tek.com.

© Tektronix, Inc. All rights reserved. Tektronix products are covered by U.S. and foreign patents, issued and pending. Information in this publication supersedes that in all previously published material. Specification and change privileges reserved. TEKTRONIX and TEK are registered trademarks of Tektronix, Inc. All other trade names referenced are the service marks, trademarks, or registered trademarks of their respective companies.



28 Jan 2016 56W-10262-13

J. M. Hagelaar
Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie
CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex 9
France
http://www.cea.fr/cea/cea.fr

ANEXO A.6

BOLSIG+

revised 03 March 2016

Contents

Introduction	3
Windows graphical user interface: bolsigplus.exe	3
Sample application: bolsigminus	4
Input: collision cross section data	9
Other input parameters	12
Reduced electric field E/N (Td)	12
Angular frequency ω/N (rad ns ⁻¹)	12
Cosine of E-B field angle	12
Gas temperature (K)	13
Excitation temperature (K)	13
Gas composition mole fractions	13
Ionization degree	13
Plasma density (1/m ³)	14
Ion charge number	14
Ion neutral mass ratio	14
Electron-electron momentum effect	14
Growth model	14
Energy sharing model	15
Number of grid points	15
Grid type	15
Reaction	15
Convergence	15
Output parameters	15
Mean energy (eV)	15
Mobility *N (1/m ² Vs)	16
Real or perpendicular mobility *N (1/m ² Vs)	16
Imaginary or Hall mobility *N (1/m ² Vs)	16
Bulk mobility *N (1/m ² Vs)	16
Diffusion coefficient *N (1/m ² s)	16
Longitudinal diffusion coefficient *N (1/m ² s)	16
Bulk T diffusion coefficient *N (1/m ² s)	17

Brief documentation of BOLSIG+ version 03/2016

G. J. M. Hagelaar

Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE), Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex 9

gerjan.hagelaar@laplace.univ-tlse.fr

Last revised 03 March 2016

Contents

Introduction	3
Windows graphical user interface: bolsigplus.exe	3
Console application: bolsigminus.....	4
Main input: collision cross section data	9
Further input parameters	12
Reduced electric field E/N (Td)	12
Angular frequency / N (rad.m ³ /s)	12
Cosine of E-B field angle	12
Gas temperature (K)	13
Excitation temperature (K).....	13
Gas composition mole fractions	13
Ionization degree	13
Plasma density (1/m ³).....	14
Ion charge parameter	14
Ion/neutral mass ratio	14
Electron-electron momentum effects	14
Growth model.....	14
Energy sharing model.....	15
# of grid points	15
Grid type.....	15
Precision	15
Convergence.....	15
Output parameters	15
1. Mean energy (eV).....	15
2. Mobility * N (1/m/V/s).....	16
3. Real or perpendicular mobility * N (1/m/V/s)	16
4. Imaginary or Hall mobility * N (1/m/V/s)	16
5. Bulk mobility * N (1/m/V/s)	16
6. Diffusion coefficient * N (1/m/s)	16
7. Longitudinal diffusion coefficient * N (1/m/s)	16
8. Bulk T diffusion coefficient * N (1/m/s).....	17

9. Bulk L diffusion coefficient *N (1/m/s).....	17
10. Energy mobility *N (1/m/V/s)	17
11. Energy diffusion coefficient *N (1/m/s).....	17
12. Total collision frequency /N (m ³ /s).....	17
13. Momentum frequency /N (m ³ /s).....	17
14. e-i momentum frequency /N (m ³ /s).....	18
15. Total ionization frequency /N (m ³ /s).....	18
16. Total attachment frequency /N (m ³ /s)	18
17. Townsend ionization coefficient /N (m ²)	18
18. Townsend attachment coefficient /N (m ²).....	18
19. Power /N (eV m ³ /s)	18
20. Elastic power loss /N (eV m ³ /s).....	18
21. Inelastic power loss /N (eV m ³ /s).....	19
22. Growth power /N (eV m ³ /s).....	19
23. e-i power loss /N (eV m ³ /s)	19
24. Rate coefficients (m ³ /s).....	19
25. Inverse rate coefficients (m ³ /s)	19
26. Energy loss coefficients (eV m ³ /s).....	19
27. Maximum energy (eV).....	19
28. # of iterations.....	20
29. # of grid trials	20
List of symbols	20

We do not provide the BOLSIG+ source code, under any conditions. For information regarding terms of use, copyright, and how to reference BOLSIG+ in scientific publications, we refer to the above BOLSIG+ website. Please carefully check all information on this website.

Windows graphical user interface: bolsigplus.exe

Launching 'bolsigplus.exe' under Windows opens the BOLSIG+ main panel. Two boxes on this panel summarize the data contained in BOLSIG+:

- 'Collisions' box: lists all collision processes loaded from data files and listed into account in the calculations. In this box, individual collisions or a subset of collisions can be selected with the mouse for output purposes (in a similar way as selecting files in the Windows explorer). This selection does not affect the Boltzmann calculations.
- 'Runs' box: lists all runs performed. A run corresponds to a single solution of the Boltzmann equation for a single set of conditions. In this box, one or more runs can be selected with the mouse for the purpose of plotting or saving the corresponding conditions or results. The box can be made larger by resizing the main panel with the mouse.

The right-hand side of the main panel features a series of buttons, launching different actions:

Introduction

This documentation gives a brief description of all BOLSIG+ options, inputs and outputs.

Before reading this documentation and using BOLSIG+, users should be familiar with the physical principles of BOLSIG+ described in the following paper:

G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, 'Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models', *Plasma Sources Sci. Technol.* **14**, 722-733 (2005)

The current version of BOLSIG+ contains several extensions which we shall describe in a follow-up paper to be published in the near future and which are available for the moment only on a provisional basis (i.e. no support or further explanation is provided):

- Advanced transport coefficients from density-gradient expansion method, such as anisotropic diffusion coefficients.
- Electric field crossed with magnetic field at arbitrary angle.
- Options for automatic inclusion of superelastic collisions, important at low reduced electric field and near thermal equilibrium, especially in molecular gases.

The current version of BOLSIG+ also incorporates an improved collision operator for electron-electron and electron-ion Coulomb collisions which is described in:

G. J. M. Hagelaar, 'Coulomb collisions in the Boltzmann equation for electrons in low-temperature gas discharge plasmas', *Plasma Sources Sci. Technol.* **25**, 015015 (2016).

BOLSIG+ can be downloaded from www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr in two executable forms:

- 1) Windows application with graphical user interface, named 'bolsigplus.exe'. Recommended for most users.
- 2) Console application for Windows or Linux without graphical interface, named 'bolsigminus'. For experienced users who prefer a console type environment.

We do not provide the BOLSIG+ source code, under any conditions. For information regarding terms of use, copyright, and how to reference BOLSIG+ in scientific publications, we refer to the above BOLSIG+ website. Please carefully check all information on this website.

Windows graphical user interface: bolsigplus.exe

Launching 'bolsigplus.exe' under Windows opens the BOLSIG+ main panel. Two boxes on this panel summarize the data contained in BOLSIG+:

- 'Collisions' box: lists all collision processes loaded from data files and taken into account in the calculations. In this box, individual collisions or a subset of collisions can be selected with the mouse for output purposes (in a similar way as selecting files in the Windows explorer). This selection does not affect the Boltzmann calculations.
- 'Runs' box: lists all runs performed. A run corresponds to a single solution of the Boltzmann equation for a single set of conditions. In this box, one or more runs can be selected with the mouse for the purpose of plotting or saving the corresponding conditions or results. The box can be made larger by resizing the main panel with the mouse.

The right-hand side of the main panel features a series of buttons, launching different actions:

- Read collisions: loads collision cross section data from an input file. This button can be used multiple times to load different collision sets from different files, e.g. to create a gas mixture. BOLSIG+ will show the collisions in the order they were loaded. Adding new collisions removes all previous runs.
- Plot cross sections: plots cross section data versus electron energy for collisions selected in the 'Collisions' box. It is recommended to do this before starting the calculations in order to check that the collision data are properly loaded. The data points shown in the plot are used directly in the calculations, assuming the cross sections to be linear functions between these points.
- Clear collisions: unloads all collision data and removes all previous runs based on this data.
- New run: performs a new run (Boltzmann calculation) or series of runs, asking first for input of physical and numerical conditions. The conditions are organized under three tabs: physical, advanced and numerical conditions. Certain conditions or options may be hidden or blocked depending on the settings for other options.
- Rerun: allows user to modify the conditions for a given run selected in the 'Runs' box, and run it again. This can be useful for example to fix or investigate convergence problems by readjusting numerical parameters such as maximum # of iterations or manual maximum energy (see below).
- Insert run: inserts a new run at a selected point in the 'Runs' box, linearly interpolating all conditions. If desired the conditions can be modified later with the 'Rerun' button.
- Delete runs: removes selected run(s).
- Clear runs: removes all runs.
- Show values: shows numerical values of conditions and results (transport coefficients, rate coefficients) of selected run(s).
- Plot trends: plots transport coefficients and rate coefficients for selected runs and selected collisions, as a function of reduced electric field, electron mean energy, or run number.
- Plot EEDF: plots the distribution function f_0 or the anisotropy defined as the ratio $|f_1|/f_0$, versus electron energy. See list of symbols at end of document for the exact definition of f_0 and f_1 .
- Save results: saves conditions and results in different text file formats. Some result types are available only in certain formats, e.g. distribution functions can be saved only in 'Run by run' format.
- Exit: saves settings and closes program.

Console application: bolsigminus

The console application 'bolsigminus' reads a sequence of BOLSIG+ instructions from a text file and executes them. This file is to be edited by the user with an external text editor and its name to be specified as a command line argument when launching 'bolsigminus'. The progression of execution and eventual error messages are written in a text file named 'bolsiglog.txt'.

Each instruction consists of a block of data in fixed format, starting with a keyword in CAPITALS, corresponding (more or less) to a button or dialog of the graphical interface (described above).

Available instructions:

- READCOLLISIONS: loads collision data, similar to 'Read collisions' button.
- CLEARCOLLISIONS: unloads all collision data and removes all runs, similar to 'Clear collisions' button.

- CONDITIONS: defines complete set of physical and numerical conditions, in fixed order, to be used in subsequent calculations. Individual conditions can be marked with the keyword VAR in order to be specified later during RUN or RUN2D instructions.
- RUN: performs new run (Boltzmann calculation), requiring explicit values for previously defined VAR conditions (if these have been defined).
- RUNSERIES: performs series of runs for increasing reduced electric field or mean energy.
- RÜNBACK: same as RUNSERIES except that runs are performed in reverse order; useful in order to check for bi-stable solutions.
- RUN2D: performs series of runs for combinations of two variable parameters and saves results in 2D output tables. Similar to RUNSERIES but with a second variable indicated with VAR in the conditions list.
- CLEARRUNS: removes all runs, similar to 'Clear runs' button.
- SAVERESULTS: saves conditions and results, similar to 'Save results' button.
- NOSCREEN: switches off all output to the screen terminal.
- END: terminates program.

Example of a bolsigminus script:

```
! Comment
/ Comment
/NOSCREEN

/READCOLLISIONS can be called multiple times to read from different files

READCOLLISIONS
LXCat-June2013.txt / File
Ar / Species
1 / Extrapolate: 0= No 1= Yes

READCOLLISIONS
LXCat-June2013.txt / File
N2 / Species
1 / Extrapolate: 0= No 1= Yes

CONDITIONS
10. / Electric field / N (Td)
0. / Angular field frequency / N (m3/s)
0. / Cosine of E-B field angle
300. / Gas temperature (K)
300. / Excitation temperature (K)
0. / Transition energy (eV)
0. / Ionization degree
1e18 / Plasma density (1/m3)
1. / Ion charge parameter
1. / Ion/neutral mass ratio
1 / e-e momentum effects: 0=No; 1=Yes*
1 / Energy sharing: 1=Equal*; 2=One takes all
1 / Growth: 1=Temporal*; 2=Spatial; 3=Not included; 4=Grad-n expansion
0. / Maxwellian mean energy (eV)
200 / # of grid points
0 / Manual grid: 0=No; 1=Linear; 2=Parabolic
200. / Manual maximum energy (eV)
1e-10 / Precision
1e-4 / Convergence
1000 / Maximum # of iterations
0.7 0.3 / Gas composition fractions
1 / Normalize composition to unity: 0=No; 1=Yes
```

RUN

CLEARRUNS

RUNSERIES

1 / Variable: 1=E/N; 2=Mean energy; 3=Maxwellian energy
0.1 100. / Min Max
31 / Number
3 / Type: 1=Linear; 2=Quadratic; 3=Exponential

RUNSERIES

1 / Variable: 1=E/N; 2=Mean energy; 3=Maxwellian energy
200. 1000. / Min Max
9 / Number
1 / Type: 1=Linear; 2=Quadratic; 3=Exponential

/SAVERESULTS can be called multiple times to write in different formats

SAVERESULTS

example1.dat / File
3 / Format: 1=Run by run; 2=Combined; 3=E/N; 4=Energy; 5=SIGLO; 6=PLASIMO
1 / Conditions: 0=No; 1=Yes
1 / Transport coefficients: 0=No; 1=Yes
1 / Rate coefficients: 0=No; 1=Yes
0 / Reverse rate coefficients: 0=No; 1=Yes
0 / Energy loss coefficients: 0=No; 1=Yes
1 / Distribution function: 0=No; 1=Yes
0 / Skip failed runs: 0=No; 1=Yes

!-----
! Second example: variable conditions
! In the CONDITIONS list, write VAR instead of value
! As many VARs as you like
! Specify values later, after RUN

CLEARRUNS

CONDITIONS

VAR / Electric field / N (Td)
VAR / Angular field frequency / N (m3/s)
0. / Cosine of E-B field angle
300. / Gas temperature (K)
300. / Excitation temperature (K)
0. / Transition energy (eV)
0. / Ionization degree
1e18 / Plasma density (1/m3)
1. / Ion charge parameter
1. / Ion/neutral mass ratio
1 / e-e momentum effects: 0=No; 1=Yes*
1 / Energy sharing: 1=Equal*; 2=One takes all
1 / Growth: 1=Temporal*; 2=Spatial; 3=Not included; 4=Grad-n expansion
0. / Maxwellian mean energy (eV)
200 / # of grid points
0 / Manual grid: 0=No; 1=Linear; 2=Parabolic
200. / Manual maximum energy (eV)
1e-10 / Precision
1e-4 / Convergence
1000 / Maximum # of iterations
0.99 0.01 / Gas composition fractions
1 / Normalize composition to unity: 0=No; 1=Yes

RUN

100. 0. / Second example, the second variable is the only fraction of the
100. 1e-16 / component of which is then varied from 0. to 1. in 3 steps
100. 1e-15
100. 1e-14

```

100. 1e-13
100. 1e-12
100. 1e-11
RUN
100. 1e-10
RUN
1000. 1e-10
10000. 1e-10

```

```

SAVERESULTS
example2.dat / File
2 / Format: 1=Run by run; 2=Combined; 3=E/N; 4=Energy; 5=SIGLO; 6=PLASIMO
1 / Conditions: 0=No; 1=Yes
1 / Transport coefficients: 0=No; 1=Yes
1 / Rate coefficients: 0=No; 1=Yes
0 / Reverse rate coefficients: 0=No; 1=Yes
0 / Energy loss coefficients: 0=No; 1=Yes
1 / Distribution function: 0=No; 1=Yes
0 / Skip failed runs: 0=No; 1=Yes

```

```

!-----
! Third example: generate 2D tables using RUN2D
! Similar to RUNSERIES but with a 2nd variable,
! indicated with VAR in the CONDITIONS list
! RUN2D also writes output file

```

CLEARRUNS

CONDITIONS

```

10. / Electric field / N (Td)
0. / Angular field frequency / N (m3/s)
0. / Cosine of E-B field angle
300. / Gas temperature (K)
300. / Excitation temperature (K)
0. / Transition energy (eV)
0. / Ionization degree
1e18 / Plasma density (1/m3)
1. / Ion charge parameter
1. / Ion/neutral mass ratio
1 / e-e momentum effects: 0=No; 1=Yes+
1 / Energy sharing: 1=Equal*; 2=One takes all
1 / Growth: 1=Temporal*; 2=Spatial; 3=Not included; 4=Grad-n expansion
0. / Maxwellian mean energy (eV)
100 / # of grid points
0 / Manual grid: 0=No; 1=Linear; 2=Parabolic
200. / Manual maximum energy (eV)
1e-10 / Precision
1e-4 / Convergence
1000 / Maximum # of iterations
1. VAR / Gas composition fractions
1 / Normalize composition to unity: 0=No; 1=Yes

```

RUN2D

```

1 / First variable: 1=E/N; 2=Mean energy; 3=Maxwellian energy
0.1 100. 0. 1. / Min1 Max1 Min2 Max2
20 5 / Num1 Num2
2 1 / Type1 Type2: 1=Linear; 2=Quadratic; 3=Exponential
example3.dat / Output file

```

```

! In the above example, the second variable is the mole fraction of the
! second gas component N2 which is then varied from 0. to 1. in 5 steps

```

```

!-----
! 4th example: gas mixture with many species
! Within one READCOLLISIONS block, multiple species can be read at once from the
same file
! In the CONDITIONS list, composition fractions can be specified on separate lines
! by using the '&' character

```

```
CLEARCOLLISIONS
```

```
READCOLLISIONS
```

```
LXCat-June2013.txt / File
Ar He N2 O2 / Species
1 / Extrapolate: 0= No 1= Yes
```

```
CONDITIONS
```

```

10. / Electric field / N (Td)
0. / Angular field frequency / N (m3/s)
0. / Cosine of E-B field angle
300. / Gas temperature (K)
300. / Excitation temperature (K)
0. / Transition energy (eV)
0. / Ionization degree
1e18 / Plasma density (1/m3)
1. / Ion charge parameter
1. / Ion/neutral mass ratio
1 / e-e momentum effects: 0=No; 1=Yes*
1 / Energy sharing: 1=Equal*; 2=One takes all
1 / Growth: 1=Temporal*; 2=Spatial; 3=Not included; 4=Grad-n expansion
0. / Maxwellian mean energy (eV)
200 / # of grid points
0 / Manual grid: 0=No; 1=Linear; 2=Parabolic
200. / Manual maximum energy (eV)
1e-10 / Precision
1e-4 / Convergence
1000 / Maximum # of iterations
0.7 & / Ar fraction
0.2 & / He fraction
0.08 0.02 / N2 and O2 fractions
1 / Normalize composition to unity: 0=No; 1=Yes

```

```
RUN
```

```
SAVERESULTS
```

```

example4.dat / File
1 / Format: 1=Run by run; 2=Combined; 3=E/N; 4=Energy; 5=SIGLO; 6=PLASIMO
1 / Conditions: 0=No; 1=Yes
1 / Transport coefficients: 0=No; 1=Yes
1 / Rate coefficients: 0=No; 1=Yes
0 / Reverse rate coefficients: 0=No; 1=Yes
0 / Energy loss coefficients: 0=No; 1=Yes
1 / Distribution function: 0=No; 1=Yes
0 / Skip failed runs: 0=No; 1=Yes

```

```
END
```

Main input: collision cross section data

BOLSIG+ requires input of collision cross sections forming a complete set, accounting in a consistent manner for the complete electron energy losses and momentum losses due to collisions. These input data are read from standard text files in a simple format described below, which can be edited by the user with an external text editor. Complete cross section sets for a large number of gases, compiled by different contributors and with varying levels of detail, are available directly in BOLSIG+ format from the website of the LXCat data exchange project at www.lxcat.net. With BOLSIG+ we distribute an input file with our own in-house selection of cross section sets for common gases.

Note that for the sake of traceability, publications involving BOLSIG+ calculations must always make explicit reference to the cross section data set(s) used. Instructions for this are written in the header of any BOLSIG+ output file.

The format of the cross section data file is as follows. Each collision process is defined by separate block of data, consisting of:

- (a) Line 1: keyword in CAPITALS indicating the type of the collision: ELASTIC, EFFECTIVE, IONIZATION, ATTACHMENT, EXCITATION or ROTATION.
- (b) Line 2: name of the target particle species, consisting of a single word without spaces, freely chosen by the user, used by BOLSIG+ to identify the target species when loading the data and defining the gas composition.
- (c) Line 3: one or more parameter values, depending on the collision type as described below, e.g. threshold energy for inelastic collisions.
- (d) Optionally: up to 100 lines of user comment such as reference information.
- (e) Finally: table of the cross section as a function of energy, starting and ending with a line of dashes ----- (at least 5) and otherwise containing two numerical values per line: the energy in units eV and the cross section in units m^2 , separated by space or tab characters.

Further explanation on the different collision types (keywords) is given below.

- ELASTIC: elastic momentum-transfer process. Line 3 specifies the ratio of the electron mass to the target particle mass. The cross section in the table is the elastic momentum-transfer cross section, rather than the total elastic cross section.
- EFFECTIVE or MOMENTUM: effective process accounting for total momentum transfer due to all collisions with the same target particle species, englobing both elastic and inelastic momentum transfer. This is used in some data sets for historical reasons, but we wish to phase it out in the future and recommend using ELASTIC data instead, because these are more clearly defined. Line 3 gives the ratio of electron mass to target particle mass.
- IONIZATION: ionization process, inelastic collision in which a new electron is created. Line 3 gives the threshold energy in units eV.
- ATTACHMENT: attachment process, collision in which the electron is lost. Line 3 omitted.
- EXCITATION: electronic, vibrational, or rotational excitation process. Optionally, on line 2, the name of the excited (upper) state can be included, separated from the target name by an arrow \rightarrow or a double arrow \leftrightarrow , e.g. Ar \leftrightarrow Ar*. BOLSIG+ ignores the arrow \rightarrow and everything after it. The double arrow \leftrightarrow on the other hand activates the superelastic inverse process with the indicated excited state as a target (to be loaded as a separate target species). Line 3 specifies the threshold energy in units eV, optionally followed by the statistical weight ratio of the upper state to the lower state, used by BOLSIG+ to account for the superelastic inverse process. If the statistical weight ratio is omitted, BOLSIG+ assumes it equal to 1.

- ROTATION: excitation process with additional parameters to facilitate handling large numbers of transitions between excited states, well adapted for rotational excitation of molecular targets. Line 3 gives the energy in eV (with respect to the ground state) and the statistical weight of the lower state of the process. An additional line 4 is required, giving the energy and statistical weight of the upper state. BOLSIG+ automatically constructs a list of all states occurring in the ensemble of ROTATION collisions with the same target species, computes the fractional populations of these states from Boltzmann factors, normalizing the ensemble to 1, and takes into account all super-elastic inverse processes. (Since each state is identified from the numerical values of its energy and statistical weight, it is important to specify these values consistently throughout the data file; numerical differences may cause BOLSIG+ to count the same state several times.) In the BOLSIG+ output, ROTATION collisions are by default grouped into a single output item per target species, e.g. a single net energy loss coefficient for rotational excitation. This grouping can be avoided by inserting the keyword SHOWROT in beginning the collision data file, telling BOLSIG+ to show each ROTATION collision separately.

Further remarks on the cross section data tables:

- Interpolation: BOLSIG+ assumes linear variation of the cross sections vs. energy between consecutive data points given in the table, i.e. the cross section is a piecewise linear function of energy. This piecewise linear function is taken into account exactly in the collision terms of the Boltzmann equation (see equations 47-48 of our PSST paper) and is completely independent of the energy grid used to discretize the Boltzmann equation.
- Extrapolation: below the first data point and beyond the last data point, BOLSIG+ assumes that the cross-section is constant at the values of these data points. When loading cross section data, an option is available to 'Extrapolate cross sections'. BOLSIG+ then adds data points beyond the last data point, at energies ε increasing each time by a factor 1.5 up to $\varepsilon > 10$ keV, assuming that the cross section decreases as $\ln(\varepsilon)/\varepsilon$.
- For IONIZATION, EXCITATION and ROTATION collisions, a data point with zero cross section is required at or beyond the threshold energy; if this is missing BOLSIG+ adds it automatically. BOLSIG+ also removes any data points with non-zero cross section below the threshold energy.

Examples:

```
ELASTIC
Ar
0.136E-04
COMMENT : EFFECTIVE MOMENTUM-
TRANSFER CROSS SECTION
UPDATED : 2010-03-02 16 :24 :15
-----
0      0.75E-19
0.01   0.75E-19
...
1E5    0.49E-22
-----
```

- (a) Keyword
- (b) Target gas name
- (c) Mass ratio
- (d) Optional comment
- (e) Cross section table

Excitation input parameters

EXCITATION

Ar
11.5 6.

11.5 0.
12.7 7.0E-22
... ..

- (a)
- (b)
- (c) Threshold energy and statistical weight ratio
- (e) Cross section table
- Data point at threshold energy with zero cross section

EXCITATION

Ar -> Ar*
11.5

... ..

- (a)
- (b) Last part -> Ar* is ignored
- (c) Threshold energy, stat weight ratio assumed 1
- (e)

EXCITATION

Ar <-> Ar*
11.5 6.

... ..

- (a)
- (b) Enable superelastic process for target Ar*
- (c) Threshold energy and statistical weight ratio
- (e)

ROTATION

N2
0. 1.
0.0015 5.
N2 (J=0) <-> N2 (J=2)
Gerjouw and Stein, Phys. Rev.
97, 1671 (1954)

... ..

- (a)
- (b)
- (c) Lower state energy and statistical weight
Upper state energy and statistical weight
- (d) Comment
- (e)

ROTATION

N2
0.0015 5.
0.0050 9.
N2 (J=2) <-> N2 (J=4)

... ..

- (a)
- (b)
- (c) Lower state energy and statistical weight
Upper state energy and statistical weight
- (d) Comment
- (e)

NOTE: Some advanced options, such as spatial growth (SNT) or anisotropic diffusion coefficients, are not available for AC or magnetic fields.

Cosine of E-B field angle

Cosine of the angle between the electric field and the magnetic field. Used only if a non-zero value has been specified for the angular frequency above. If this parameter is zero (90° angle) then the two-term Boltzmann equation for E-B fields has exactly the same form as that for an AC electric field, and BOLSIG+ does not make the distinction. Hence, in the concise version of BOLSIG+, an AC field is modeled by setting this parameter to zero.

Further input parameters

Reduced electric field E/N (Td)

This is the main control parameter for BOLSIG+ calculations, defined as the ratio of electric field strength to gas particle number density in units of $1\text{Td} = 1\text{ Townsend} = 10^{-21}\text{ Vm}^2$.

Different options are available to specify this:

- Single run for a single value of E/N .
- Series of runs for linearly increasing E/N , for given initial and final E/N values and given number of runs. A typical E/N range for standard conditions is from 1 Td to a few 1000 Td.
- Series of runs for quadratically increasing E/N .
- Series of runs for exponentially increasing E/N .
- Series of runs where E/N is automatically increased such that the mean electron energy increases linearly over a given energy range. This option can be very useful but it requires more computation time than the previous options and it sometimes fails for non-standard conditions such as AC electric field or electron-ion Coulomb collisions.
- Calculation of transport and rate coefficients assuming a Maxwellian electron energy distribution function for a series of linearly increasing energy mean energies, without solving the Boltzmann equation, where each mean energy value corresponds to $3/2$ times the Maxwellian electron temperature in eV.

NB: In case of an AC electric field, the E/N values correspond to the RMS field values, i.e. the AC field amplitude divided by $2^{1/2}$. Using this definition, the AC results tend exactly to the DC results for the same E/N as the AC frequency is decreased to zero. This does not hold for earlier BOLSIG+ versions (before 2014) and our 2005 PSST paper, which defined E/N as the AC field amplitude.

NB: Under certain conditions, the steady-state solution of the Boltzmann equation is not unique due to nonlinear mechanisms, e.g. bi-stable solutions may arise due to Coulomb collisions. The BOLSIG+ results then depend on the initial conditions for the iterative procedure used to handle nonlinearities. When executing a series of runs for increasing E/N , BOLSIG+ estimates these initial conditions from the previous run in the series, and bi-stable solutions may be found by repeating the E/N series in reverse order. BOLSIG+ includes a special 'Run backwards' option for this purpose.

Angular frequency / N (rad.m³/s)

This parameter corresponds to the reduced angular frequency of an AC electric field or to the angular cyclotron frequency of magnetized electrons, using

$$\omega / N = (e / m_e)(B / N)$$

i.e. (angular frequency ω/N in units m^3/s) = $1.7588 \times 10^{-16} \times$ (reduced magnetic field B/N in units of 1 Huxley = $1\text{ Hx} = 10^{-27}\text{ T m}^3$). Setting this parameter to zero imposes a DC electric field without magnetic field.

NB: Some advanced options, such as spatial growth (SST) or anisotropic diffusion coefficients, are not available for AC or magnetic fields.

Cosine of E-B field angle

Cosine of the angle between the electric field and the magnetic field. Used only if a non-zero value has been specified for the angular frequency above. If this parameter is zero (90° angle) then the two-term Boltzmann equation for $E \times B$ fields has exactly the same form as that for an AC electric field, and BOLSIG+ does not make the distinction. Hence, in the console version of BOLSIG+, an AC field is modeled by setting this parameter to zero.

Gas temperature (K)

Used for elastic collisions and for superelastic collisions (as explained below).

Excitation temperature (K) and Transition energy (eV)

These parameters are used to calculate the population of excited neutral states in order to account for superelastic collisions, the inverse processes of excitation collisions. BOLSIG+ calculates the fractional populations y of the upper and lower states from bi-Maxwellian Boltzmann factors, with a transition from the gas temperature T_g to an excitation temperature T_{exc} occurring around a transition energy U_{tr} :

$$y^{(n)} = Ag^{(n)} \exp(-U^{(n)}e / (k_B T_{exc})) \quad U_{tr} = 0 \text{ or } T_{exc} = T_g$$

$$y^{(n)} = Ag^{(n)} \left[\exp((U_{tr} - U^{(n)})e / (k_B T_g)) + \exp((U_{tr} - U^{(n)})e / (k_B T_{exc})) \right] \quad T_{exc} > T_g$$

$$y^{(n)} = \frac{Ag^{(n)}}{\exp((U^{(n)} - U_{tr})e / (k_B T_g)) + \exp((U^{(n)} - U_{tr})e / (k_B T_{exc}))} \quad T_{exc} < T_g$$

where the upper index n refers to a quantum state, $U^{(n)}$ is energy of the state in eV, $g^{(n)}$ is its statistical weight, and A is a normalization constant such that the sum of fractional populations equals unity:

$$\sum_n y^{(n)} = 1.$$

For EXCITATION collisions, the normalization condition is applied to each process separately, with only two states $U^{(1)} = 0$ and $U^{(2)} = U =$ threshold energy. For ROTATION collisions, normalization is done more rigorously over the ensemble of states within the same target species. The two temperatures can be used for example to model a typical ro-vibrational distribution, setting T_{exc} to the vibrational temperature and U_{tr} near the first vibrational threshold.

Given the population fractions y , the collision operator applied by BOLSIG+ for each excitation process k together with its superelastic inverse process is

$$\tilde{C}_{0,k=exc} = -\gamma x_k y_k^{low} \left[\varepsilon \sigma_k(\varepsilon) \left(f_0(\varepsilon) - \frac{y_k^{up} g_k^{low}}{y_k^{low} g_k^{up}} f_0(\varepsilon - U_k) \right) - (\varepsilon + U_k) \sigma(\varepsilon + U_k) \left(f_0(\varepsilon + U_k) - \frac{y_k^{up} g_k^{low}}{y_k^{low} g_k^{up}} f_0(\varepsilon) \right) \right] \quad U_k = U_k^{up} - U_k^{low}$$

where the superelastic cross section is assumed to obey the principle of detailed balancing:

$$\sigma^{inv}(\varepsilon) = \frac{g^{low}}{g^{up}} \frac{\varepsilon + U}{\varepsilon} \sigma(\varepsilon + U).$$

The statistical weights g have only a minor influence on this net collision operator, affecting it only indirectly through the lower state fractional population, so that it is often reasonable to assume $g = 1$. If the excitation temperature is set to zero, BOLSIG+ neglects all superelastic collisions. This was the default setting in earlier versions of BOLSIG+, but often it is not appropriate for low reduced electric fields ($E/N < \text{few Td}$), causing unphysical artifacts such as the electrons cooling down below the gas temperature.

Gas composition mole fractions

Fractions of the total neutral gas particle number density N carried by the different particle species composing a gas mixture, i.e. ratios of the species densities to the total gas density.

Ionization degree

Main control parameter for Coulomb collisions, defined as the ratio of the electron number density to the neutral particle number density. However, in case electron-electron collisions are switched off, this

parameter is rather the ratio of the ion number density to the neutral particle number density. Setting this parameter to zero suppresses all Coulomb collisions.

Plasma density (1/m3)

Plasma electron number density used to calculate the Coulomb logarithm in the binary Coulomb collision operator. Has only a weak effect on the results, so an order to magnitude estimate of the plasma density is sufficient.

Ion charge parameter

Parameter controlling the importance of electron-ion Coulomb collisions with respect to electron-electron collisions, defined as

$$Z = \frac{1}{n_e} \sum_i Z_i^2 n_i$$

where n_e is the electron density and the sum is over different ions species with charge numbers Z_i and densities n_i . For quasineutral electropositive low-temperature plasmas this parameter is usually close to 1, for electronegative plasmas it can be much larger. In the console version of BOLSIG+, this parameter can be used to switch off one Coulomb collision type but not the other: $Z = 0$ removes electron-ion collisions (while keeping electron-electron collisions); $Z = -1$ removes electron-electron collisions (while keeping electron-ion collisions).

Ion/neutral mass ratio

Parameter used to calculate the average ion mass from the average gas particle mass, in order to be able to account for electron energy losses in electron-ion Coulomb collisions. For mixtures defined as

$$\frac{\langle m_i \rangle}{\langle M \rangle} = \frac{\sum_i Z_i^2 n_i}{\sum_i Z_i^2 n_i / m_i} \sum_n x_n / M_n$$

where the sums are over different ion species i with charge numbers Z_i , densities n_i and masses m_i and over different neutral species n with mole fractions x_n and masses M_n . By default BOLSIG+ assumes this parameter equal to 1, i.e. ion mass = gas particle mass.

Electron-electron momentum effects

Advanced option to account for diffusion of momentum in energy space due to electron-electron Coulomb collisions through an anisotropic collision term (as in classical Spitzer resistivity); described in [Hagelaar, Plasma Sources Sci. Technol. **25**, 015015 (2016)].

Growth model

Method to account for the effects of production or loss of electrons in ionization or attachment, based on different assumptions for the evolution of the electron density in time and space. Different options are available:

- 1) Exponential temporal growth, as in Pulsed Townsend (PT) experiments. Default option.
- 2) Exponential spatial growth, as in Steady State Townsend (SST) experiments. This option is sensitive to numerical convergence issues, as yet unresolved.
- 3) Not included: IONIZATION is treated as EXCITATION and ATTACHMENT is ignored.
- 4) Density gradient expansion: classical method to obtain transport coefficients without a priori assumptions on the density evolution [Kumar et al, Aust. J. Phys. **33**, 343-448 (1980)]. This option gives access to advanced transport coefficients for the analysis of swarm data, such as anisotropic diffusion coefficients.

Options 2) and 4) are not available in combination with AC or magnetic fields or with the advanced option for momentum effects in e-e collisions.

Energy sharing model

Model for how the energy is shared between primary and secondary electrons in ionization collisions. Two options: 1) equal energy sharing or 2) primary takes all energy, secondary at rest.

of grid points

Number of points of the numerical energy grid used to discretize the electron distribution function and Boltzmann equation. Increasing this number increases the accuracy of the results but also very strongly the computation time. Usually 100 grid points is an appropriate choice, but sometimes more points (200, 400, 800) are needed to eliminate numerical discretization errors, depending also on the type of result being considered, e.g. the longitudinal diffusion coefficient is more sensitive to numerical errors than the ionization rate coefficient. This parameter is completely independent of the discretization of the cross sections in the input data tables.

Grid type and Maximum energy (eV)

Parameters determining the spacing of the energy grid points used to discretize the distribution function and Boltzmann equation. Available grid type options:

- 1) Automatic determination of maximum energy and grid stretching.
- 2) Manual maximum energy (fixed by user) and linear grid.
- 3) Manual maximum energy and quadratic grid.

Precision

Parameter controlling the truncation of the distribution function at the high energy end, defined as the ratio of the minimum to maximum f_0 values over the energy grid domain. This parameter should never be smaller than the machine precision.

Convergence and Maximum # of iterations

Parameters to terminate the iterative procedure used by BOLSIG+ to handle nonlinear terms due to the growth model or Coulomb collisions. The 'convergence' parameter is used in different convergence criteria on the relative change of f_0 between iterations and the fractional residue of the overall energy balance. If these criteria cannot be met within the specified maximum number of iterations, an error flag is set.

Output parameters

Below we give the mathematical expressions used to calculate the BOLSIG+ output parameters, as well as some brief further explanations. The mathematical symbols are defined in the list at the end of this document; most definitions (but not all) are the same as in our 2005 PSST paper. All units are SI units except that energies are in eV; following a common convention in low-temperature plasma literature (e.g. Lieberman's book) we use $1 \text{ eV} = 1 \text{ V}$ rather than $1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$ (i.e. the variable ϵ has the dimension of voltage rather than energy).

All transport coefficients in the BOLSIG+ output have been multiplied or divided by the total gas density N such as to obtain 'reduced' coefficients which are independent of N , indicated below in brackets (). The unreduced transport coefficients for a specific value of N are found by applying the inverse operation, dividing or multiplying the reduced coefficients by this specific N value, e.g. the mobility μ at $N = 3.2 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ (pressure of 1 Torr & room temperature) is $(\mu N) / (3.2 \times 10^{22} \text{ m}^{-3})$.

1. Mean energy (eV)

$$\langle \epsilon \rangle = \int_0^{\infty} \epsilon^{3/2} f_0 d\epsilon$$

2. Mobility *N (1/m/V/s)

$$(\mu N) = -\frac{\gamma}{3} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{Q} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon$$

Mobility corresponding to DC transport, even in case an AC electric field is set for the electron heating. In case of magnetic field: mobility along magnetic field lines.

3. Real or perpendicular mobility *N (1/m/V/s)

$$(\mu_{\text{Re}} N) = (\mu_{\perp} N) = -\frac{\gamma}{3} \int_0^{\infty} \frac{Q\varepsilon}{Q^2 + q^2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon$$

In case of AC electric field: real part of mobility, in phase with the field, determining power absorption. In case of magnetic field: mobility component for classical collisional transport across the magnetic field lines. Not calculated for DC electric field without magnetic field.

4. Imaginary or Hall mobility *N (1/m/V/s)

$$(\mu_{\text{Im}} N) = (\mu_{\times} N) = -\frac{\gamma}{3} \int_0^{\infty} \frac{q\varepsilon^{1/2}}{Q^2 + q^2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon$$

In case of AC electric field: absolute value of imaginary part of electron mobility, out of phase with the field, determining reactive power. In case of magnetic field: absolute value of electron mobility component for magnetic drift in $E \times B$ direction. Not calculated for DC electric field without magnetic field.

NB: From the above mobility components, the electron current density due to an AC electric field or due to DC crossed electric and magnetic fields is

$$\mathbf{j}_{\text{AC}} = en_e \mu_{\text{Re}} \mathbf{E} - en_e \frac{\mu_{\text{Im}}}{\omega} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

$$\mathbf{j}_{\text{E} \times \text{B}} = en_e \mu (\mathbf{E} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b} + en_e \mu_{\perp} (\mathbf{E} - (\mathbf{E} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b}) - en_e \mu_{\times} \mathbf{E} \times \mathbf{b} \quad \text{with } \mathbf{b} = \mathbf{B}/B$$

5. Bulk mobility *N (1/m/V/s)

$$(\mu' N) = (\mu N) + \frac{1}{(E/N)} \int_0^{\infty} \tilde{C}_0 [g_0] d\varepsilon$$

Apparent mobility which arises when deriving the drift-diffusion-continuity equation through the density gradient expansion method, useful for analysis of swarm data but not recommended for general plasma modeling (due to ambiguous description of ionization), e.g. see [Petrovic et al, J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 194002 (2009)].

6. Diffusion coefficient *N (1/m/s)

$$(DN) = (D_{\text{T}} N) = \frac{\gamma}{3} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{Q} f_0 d\varepsilon$$

Standard expression for diffusion coefficient, corresponding to transversal diffusion coefficient from density gradient expansion method with density gradient perpendicular to electric field. Used in swarm data analysis, but relevance for general plasma modeling is not clear.

7. Longitudinal diffusion coefficient *N (1/m/s)

$$(D_{\text{L}} N) = (D_{\text{T}} N) + (E/N) \frac{\gamma}{3} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{Q} \frac{\partial g_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon - (\mu' N) (E/N)^2 \frac{1}{3} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2}}{Q^2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon$$

Longitudinal diffusion coefficient from density gradient expansion method with density gradient parallel to electric field. Used in swarm data analysis, but relevance for general plasma modeling is not

clear. Available only for standard swarm conditions; not calculated in case of AC electric field, magnetic field, SST growth or Coulomb collisions.

8. Bulk T diffusion coefficient *N (1/m/s)

$$(D_T' N) = (D_T N) + \int_0^{\infty} \tilde{C}_0[h_0] d\varepsilon$$

Apparent transversal diffusion coefficient which arises when deriving the drift-diffusion-continuity equation through the density gradient expansion method [Petrovic, see 5 above]. Useful for analysis of swarm data but not recommended for general plasma modeling (due to ambiguous description of ionization).

9. Bulk L diffusion coefficient *N (1/m/s)

$$(D_L' N) = (D_L N) + \int_0^{\infty} \tilde{C}_0[h_0] d\varepsilon$$

Apparent longitudinal diffusion coefficient which arises when deriving the drift-diffusion-continuity equation through the density gradient expansion method [Petrovic, see 5 above]. Useful for analysis of swarm data but not recommended for general plasma modeling (due to ambiguous description of ionization).

10. Energy mobility *N (1/m/V/s)

$$(\mu_\varepsilon N) = -\frac{\gamma}{3\langle\varepsilon\rangle} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^2}{Q} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon$$

Transport coefficient for DC convective electron energy flux used by some authors in the electron energy equation. This coefficient multiplied by the mean electron energy $\langle\varepsilon\rangle$ is sometimes called 'thermoelectric coefficient' [W. P. Allis, *Electrons Ions and Waves*, p. 173 (MIT Press, Cambridge, 1967)]. Its relevance of for general plasma modeling is not clear.

11. Energy diffusion coefficient *N (1/m/s)

$$(D_\varepsilon N) = \frac{\gamma}{3\langle\varepsilon\rangle} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^2}{Q} f_0 d\varepsilon$$

Transport coefficient for diffusive electron energy flux used by some authors in the electron energy equation. This coefficient multiplied by the mean electron energy $\langle\varepsilon\rangle$ is sometimes called "heat diffusivity" [Allis, see above]. Its relevance for general plasma modeling is not clear.

12. Total collision frequency /N (m³/s)

$$(v_{\text{tot}} / N) = \gamma \int_0^{\infty} \sum_{k=\text{all}} x_k \sigma_k \varepsilon f_0 d\varepsilon$$

Collision frequency summed over all electron-neutral collisions, without Coulomb collisions.

13. Momentum frequency /N (m³/s)

$$(v_m / N) = \frac{e}{m_e (\mu N)} - (v_{ei} / N)$$

Effective frequency for DC momentum transfer in electron-neutral collisions, without electron-ion Coulomb collisions.

14. e-i momentum frequency /N (m³/s)

$$(v_{ei} / N) = -\frac{2ex_i}{3m_e(\mu N)} \int_0^\infty \sigma_{ei} \frac{\varepsilon^{3/2}}{Q} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon$$

Effective frequency for momentum transfer in electron-ion Coulomb collisions.

15. Total ionization frequency /N (m³/s)

$$(v_{iz} / N) = \gamma \int_0^\infty \sum_{k=\text{ionization}} x_k \sigma_k \varepsilon f_0 d\varepsilon$$

Total ionization frequency, number of electrons created per unit time.

16. Total attachment frequency /N (m³/s)

$$(v_{at} / N) = \gamma \int_0^\infty \sum_{k=\text{attachment}} x_k \sigma_k \varepsilon f_0 d\varepsilon$$

Total attachment frequency, number of electron lost per unit time.

17. Townsend ionization coefficient /N (m²)

$$(\alpha / N) = \frac{(E / N)(v_{iz} / N)}{(P / N)}$$

First Townsend ionization coefficient, total number of electrons created per unit length.

18. Townsend attachment coefficient /N (m²)

$$(\eta / N) = \frac{(E / N)(v_{at} / N)}{(P / N)}$$

First Townsend attachment coefficient, total number of electrons lost per unit length.

19. Power /N (eV m³/s)

Energy per unit time absorbed by the electrons from the electric field, calculated from different expressions depending on the field configuration, as follows.

DC electric field with temporal growth (PT) or without growth:

$$(P / N) = (\mu N)(E / N)^2$$

DC electric field with spatial growth (SST):

$$(P / N) = (\mu N)(E / N)^2 \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{4(DN)((v_{iz} - v_{at}) / N)}{(\mu N)^2 (E / N)^2} \right)^{1/2} \right]$$

AC electric field:

$$(P / N) = (\mu_{Re} N)(E / N)^2$$

DC electric field crossed with magnetic field under angle β :

$$(P / N) = ((\mu_{Re} N) \sin \beta + (\mu N) \cos \beta)(E / N)^2$$

20. Elastic power loss /N (eV m³/s)

$$(P_{el} / N) = \sum_{k=\text{elastic}} \gamma x_k \frac{2m_e}{M_k} \int_0^\infty \left[\sigma_k \left(\varepsilon^2 f_0 + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \right] d\varepsilon$$

Total net energy loss rate due to elastic electron-neutral collisions, without electron-ion Coulomb collisions.

21. Inelastic power loss /N (eV m3/s)

$$(P_{\text{inel}} / N) = \sum_{k=\text{inel}} U_k x_k (y_k^{\text{low}} k_k - y_k^{\text{up}} k_k^{\text{inv}})$$

Total net energy loss rate due to inelastic collisions, including superelastic collisions.

22. Growth power /N (eV m3/s)

Apparent energy loss rate due to electrons appearing or disappearing in ionization or attachment.

In case of temporal (PT) growth model:

$$(P_{\text{growth}} / N) = ((v_{\text{iz}} - v_{\text{at}}) / N) \langle \varepsilon \rangle$$

In case of spatial (SST) growth model:

$$(P_{\text{growth}} / N) = ((\alpha - \eta) / N) \left[((\alpha - \eta) / N) (D_\varepsilon N) - (E / N) (\mu_\varepsilon N) \right] \langle \varepsilon \rangle - (E / N) (DN)$$

23. e-i power loss /N (eV m3/s)

$$(P_{\text{ei}} / N) = \gamma x_i \frac{2m_e}{\langle m_i \rangle} \int_0^\infty \left[\sigma_{\text{ei}} \left(\varepsilon^2 f_0 + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \right] d\varepsilon$$

Total net energy loss rate due to electron-ion Coulomb collisions.

NB: BOLSIG+ checks numerical convergence from the balance of the above five power outputs:

$$(P / N) = (P_{\text{el}} / N) + (P_{\text{inel}} / N) + (P_{\text{growth}} / N) + (P_{\text{ei}} / N) + \text{numerical errors}$$

24. Rate coefficients (m3/s)

$$k_k = \gamma \int_0^\infty \varepsilon \sigma_k f_0 d\varepsilon$$

Rate coefficient for each individual collision process k .

25. Inverse rate coefficients (m3/s)

$$k_k^{\text{inv}} = \gamma \int_0^\infty \varepsilon \sigma_k^{\text{inv}} f_0 d\varepsilon = \gamma (g^{\text{low}} / g^{\text{up}})_k \int_0^\infty (\varepsilon + U_k) \sigma(\varepsilon + U_k) f_0(\varepsilon) d\varepsilon$$

Rate coefficient for superelastic inverse process of each individual excitation process k .

26. Energy loss coefficients (eV m3/s)

Coefficient for net energy loss per unit time in each individual collision process k .

For elastic collisions:

$$K_k = \frac{2m_e}{M_k} \gamma \int_0^\infty \left[\sigma_k \left(\varepsilon^2 f_0 + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \right] d\varepsilon$$

For inelastic collisions without superelastics:

$$K_k = U_k k_k$$

For excitation collisions with superelastic inverse process: net energy loss rate including quantum state population fractions:

$$K_k = U_k (y_k^{\text{low}} k_k - y_k^{\text{up}} k_k^{\text{inv}})$$

27. Maximum energy (eV)

Upper boundary of numerical grid in energy space, automatically determined and/or readjusted during iterative solution procedure.

28. # of iterations

Total number of iterations performed during solution procedure.

29. # of grid trials

Number of different energy grid configurations used during solution procedure, 1 + number of grid adjustments needed.

List of symbols

Symbol	Unit	Description
\mathbf{B}, B	T	Magnetic field vector and strength
$\tilde{C}_0[\]$	$\text{eV}^{1/2}\text{m}^3\text{s}^{-1}$	Collision operator for isotropic part of distribution function.
e	C	Elementary charge
E	V/m	Electric field
ε	eV	Electron energy
f_0	$\text{eV}^{-3/2}$	Isotropic part of electron distribution function, corresponding to zeroth-order term of spherical harmonics expansion in velocity space, sometimes called "electron energy probability function" (EPPF) e.g. in [Lieberman and Lichtenberg, "Principles of plasma discharges and materials processing" (Wiley, New York, 2005)].
g_0	$\text{eV}^{-3/2}\text{m}^{-2}$	First-order component of density-gradient expansion of distribution function; perturbation of f_0 due to electron density gradient.
γ	$\text{C}^{1/2}\text{kg}^{-1/2}$	Constant coefficient: $\gamma = (2e / m_e)^{1/2}$
h_0	$\text{eV}^{-3/2}\text{m}^{-4}$	Second-order component of density-gradient expansion of distribution function; perturbation of f_0 due to curvature of electron density profile.
N	m^{-3}	Total gas particle number density
$n_{e,i}$	m^{-3}	Electron and ion number density
Q	m^2	Effective total momentum-transfer cross section, including superelastics and electron-ion Coulomb collisions, if activated. In case of PT growth model, including also effects of creation or loss. $Q = \sum_{k=\text{all}} x_k y_k^{\text{low}} \sigma_k + \sum_{k=\text{exc}} x_k y_k^{\text{up}} \sigma_k^{\text{inv}} + x_i \sigma_{ei} + ((v_{iz} - v_{at}) / N) / (\gamma \varepsilon^{1/2})$
q	m^2	Equivalent cross section for AC field oscillations or cyclotron motion of magnetized electrons. $q = (\omega / N) / (\gamma \varepsilon^{1/2}) = (e / m_e)(B / N) / (\gamma \varepsilon^{1/2})$
m_e	kg	Electron mass
$\langle m_i \rangle$	kg	Average ion mass: $\langle m_i \rangle = \sum_i (Z_i^2 n_i) / \sum_i (Z_i^2 n_i / m_i)$
M_k	kg	Particle mass of target particles of collision process k .
σ_k	m^2	Cross section of electron-neutral collision process k . For inelastic processes this is the total cross section, for elastic processes the momentum-transfer cross section.

σ_k^{inv}	m^2	Cross section of superelastic inverse process of excitation process k , calculated automatically from detailed balancing.
σ_{ei}	m^2	Momentum-transfer cross-section for electron-ion Coulomb collisions.
U_k	eV	Threshold energy of inelastic collision process k .
ω	rad/s	Angular frequency of AC field or cyclotron motion (angular gyrofrequency)
x_i	1	Ratio of ion density to gas particle density: $x_i = Zn_e / N = \sum_i Z_i^2 n_i / N$
x_k	1	Fractional particle number density of target gas species of collision process k .
y_k^{low}	1	Fractional population of lower quantum state of excitation process k , set to 1 for other collision types.
y_k^{up}	1	Fractional population of upper quantum state of excitation process k , set to 0 for other collision types
Z_i	1	Ion charge number = ratio of ion particle charge to elementary charge

Quantitative schlieren technique applied to the ambient air mixing and gas temperature measurements in a non-thermal oxygen plasma jet

ANEXO A.7

C. Chanomo¹, L. Prevorsek², E. Casas¹, G. Fischfeld¹, H. Kelly²

Publicaciones

¹Grupo de Descargas Eléctricas, Departamento Ing. Electromecánica, Facultad Regional Venado Tuerto (UTN), Loprado 651, Venado Tuerto (2600),

Santa Fe, Argentina

²Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura (UNE), Pabellón 330 (2000), Santa Fe, Argentina

A quantitative interpretation of the schlieren technique applied to a non-thermal atmospheric-pressure oxygen plasma jet driven at low-frequency (50 Hz) is reported. The jet was operated in the turbulent regime with a hole-diameter based Reynolds number of 1000. A parallel-beam mirror schlieren system was used in the research. The technique allowed measuring the temporally-averaged values of the gas temperature of the jet by processing the gray-level contrast values of digital schlieren images. The penetration of the ambient air into the jet due to turbulent diffusion was taken into account. The calibration of the optical system was obtained by fitting the sensitivity parameter so that the oxygen fraction at the nozzle exit was unity. The radial profiles of the contrast in the discharge off-axis were quite symmetric on the whole outflow, but with the discharge on, relatively strong departures from the symmetry were evident in the near field. The gas temperature of the jet was relatively high, with a maximum departure of about 55 K from the room temperature, as can be expected owing to the operating molecular gas. The uncertainty of the temperature measurements was within 6 K, primarily derived from errors associated to the Abel inversion procedure. The results showed an increase in the gas temperature of about 8 K in the region between 0 and 5 mm away from the nozzle exit, thus suggesting that some hot-gas heating (with a heating rate ~ 0.3 K/ μ s) still occurs in the near field of the outflow.

Quantitative schlieren technique applied to the ambient air mixing and gas temperature measurements in a 50 Hz non-thermal oxygen plasma jet

J. C. Chamorro¹, L. Prevosto^{1,*}, E. Cejas¹, G. Fischfeld², H. Kelly¹ and B. Mancinelli¹

¹*Grupo de Descargas Eléctricas, Departamento Ing. Electromecánica, Facultad Regional Venado Tuerto (UTN), Laprida 651, Venado Tuerto (2600), Santa Fe, Argentina*

²*Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura (UNR) Pellegrini 250 (2000), Santa Fe, Argentina*

A quantitative interpretation of the schlieren technique applied to a non-thermal atmospheric-pressure oxygen plasma jet driven at low-frequency (50 Hz) is reported. The jet was operated in the turbulent regime with a hole-diameter based Reynolds number of 13800. A parallel-beam mirror schlieren system was used in the research. The technique allowed measuring the temporally-averaged values of the gas temperature of the jet by processing the gray-level contrast values of digital schlieren images. The penetration of the ambient air into the jet due to turbulent diffusion was taken into account. The calibration of the optical system was obtained by fitting the sensitivity parameter so that the oxygen fraction at the nozzle exit was unity. The radial profiles of the contrast in the discharge off case were quite symmetric on the whole outflow, but with the discharge on, relatively strong departures from the symmetry were evident in the near field. The gas temperature of the jet was relatively high, with a maximum departure of about 55 K from the room temperature; as can be expected owing to the operating molecular gas. The uncertainty in the temperature measurements was within 6 K, primarily derived from errors associated to the Abel inversion procedure. The results showed an increase in the gas temperature of about 8 K in the region between 0 and 5 mm away from the nozzle exit; thus suggesting that some fast-gas heating (with a heating rate ~ 0.3 K/ μ s) still occurs in the near field of the outflow.

measuring its index of refraction (or its spatial derivatives). These refractive techniques can be divided into two groups: the interference methods, based on the difference in lengths of the light rays, and the methods based on the angular deflections of the light rays, such as shadowgraph and schlieren. The schlieren technique is based on the angular deflection undergone by a light ray when passing through a region characterized by refractive index non-homogeneities. In fluids, these non-homogeneities are generally caused by density or temperature variations; therefore the measured optical data can be processed in order to gain information on such variables. An extensive description of the schlieren technique can be found elsewhere.^{14,15}

A relative large number of papers have been devoted to qualitatively investigate the plasma flow and its interaction with the ambient air (mainly fluid dynamics characteristics) in a variety of non-thermal plasma jets by using schlieren images.¹⁶⁻²² For plasma sources operated at higher temperatures, as nanosecond repetitively pulsed discharges²³, filaments²⁴ and thermal arcs^{25,26}, also quantitative schlieren techniques have been used to determine the gas temperature and plasma composition. However, quantitative data from schlieren images are very scarce. Only recently, a quantitative schlieren

atmospheric-pressure argon plasma jet driven at high-

* Electronic mail: prevosto@waycom.com.ar

I INTRODUCTION

Nowadays a very active field in plasma physics is the development of non-thermal plasma sources.^{1,2} Typical sources for atmospheric-pressure non-thermal plasmas include corona discharges; dielectric barrier discharges, and glows (with or without a superimposed gas flow).³⁻⁵ The non-equilibrium state is characterized by the presence of energetic electrons, that produce in turn ions and highly active chemical reactive species, but without the generation of excessive heat which could damage substrates (typically the gas temperature in the effluent is less than 100 °C). Owing to these features, non-thermal plasmas have found widespread use in a variety of industrial applications such as pollution control applications, volatile organic compounds removal, car exhaust emission control and polymer surface treatment (to promote wettability, printability and adhesion);^{4,5} and more recently (for sub-60 °C plasmas); also in plasma biology and plasma medicine.^{1,6,7} For decades, non-thermal plasmas have been used to generate ozone for water purification.⁵

Among different kind of non-thermal atmospheric-pressure plasma sources, low-current (~ 0.1 A) plasma jets have rapidly gained importance in various plasma processing applications (including biomedical applications) because they can operate in open air providing plasmas without spatial confinement.^{5,8-11} An afterglow containing electrons, ions and relative long-lifetime radicals dragged from the confined discharge by a relatively large gas flow; is formed at the outflow of those sources. The gas temperature largely depends on the gas type. It increases with the number of internal energy modes (e.g., molecular gases), and decrease with increased thermal conductivity. A variety of plasma jets using quasi-stationary (low-frequency) or pulsed power sources operating at quite different voltages, frequencies, and pulse widths, and with different working gases have been reported in the literature (see for instance Ref. [1] and references therein).

Consequently, a proper knowledge on the gas temperature and mixing level with the ambient air due to diffusive particle fluxes into the afterglow becomes important not only for the plasma processing application, but also for understanding basic chemical mechanisms in non-thermal plasma jets. Optical methods represent a versatile tool for performing non-intrusive, quantitative measurements in transparent media.¹² In particular; refractive techniques allow the investigation of the gas density distribution in transparent flows by measuring its index of refraction (or its spatial derivatives). These refractive techniques can be divided into two groups: the interference methods, based on the difference in length of the light ray paths, and the methods based on the angular deflections of the light rays, such as shadowgraph and schlieren. The schlieren technique is based on the angular deflection undergone by a light ray when passing through a region characterized by refractive index non-homogeneities. In fluids, these non-homogeneities are generally caused by density or temperature variations; therefore the measured optical data can be processed in order to gain information on such variables. An extensive description of the schlieren technique can be found elsewhere.^{13,14}

A relative large number of papers have been devoted to qualitatively investigate the plasma flow and its interaction with the ambient air (mainly fluid dynamics characteristics) in a variety of non-thermal plasma jets by using schlieren images.¹⁵⁻²³ For plasma sources operated at higher temperatures, as nanosecond repetitively pulsed discharges²⁴, flames²⁵ and thermal arcs²⁶⁻²⁸; also quantitative schlieren techniques have been used to determine the gas temperature and plasma composition. However, quantitative data from schlieren images in non-thermal plasma jets are very scarce. Only recently, a quantitative schlieren diagnostic in a non-thermal atmospheric-pressure argon plasma jet driven at high-

frequency (~ 0.9 MHz) was reported.²⁹ It was found that the change of the index of refraction due to the mixing of argon and air is of the same order of magnitude as the change due to the gas temperature variations.

In this work, a quantitative interpretation of the schlieren technique applied to a non-thermal atmospheric-pressure oxygen plasma jet driven at low-frequency (50 Hz) is reported. The technique allowed measuring the temporally-averaged values of the gas temperature of the fully turbulent jet by processing the gray-level contrast values of a digital schlieren image recorded at the observation plane for a given position of a transverse knife-edge located at the exit focal plane of the optical system. To the best of the author's knowledge neither experimental nor numerical investigations on non-thermal atmospheric-pressure plasma jets operating with pure oxygen as the feed gas have yet been reported.

The organization of the paper is as follows. In Sec. II the experimental arrangement are presented. The procedure of the quantitative interpretation of the schlieren images and its results are presented and discussed in Sec. III. The conclusions are summarized in Sec. IV.

II EXPERIMENTAL ARRANGEMENT

A. Non-thermal plasma source

The experiments were carried out using a non-thermal atmospheric-pressure plasma jet. The device consisted in two coaxial electrodes through which the gas flows axially. The outer (grounded) electrode (i.e., the nozzle) was made of aluminum with a hole of 1 mm diameter; while the inner (rod-type) electrode was made of copper. The jet was driven at low-frequency (50 Hz). Dry oxygen (O_2 purity in excess of 99.5 %) was used as the feed gas at a (measured) gas flow rate of 10 Nl min^{-1} . A photograph of the plasma jet operated under the conditions described above is shown in Figure 1. When the discharge was turned on, the visible plasma jet had a typical length < 10 mm.

The ac power supply was a high-voltage transformer (25 kV, 100 mA, and 50 Hz) with a high-dispersion reactance (75 ± 0.5) $k\Omega$ connected to a variable autotransformer to control the discharge current. Because of the high-impedance of the transformer provides an intrinsic current limitation, the use of external ballasts was not necessary. The discharge current was inferred from the measurement of the voltage drop across a shunt resistor (100 Ω) connected in series with the discharge, while the discharge voltage was measured by using a high-impedance voltage probe (Tektronix P6015A, 1000X, 3pf, 100 $M\Omega$). Both electrical signals were simultaneously registered by using a 4-channel oscilloscope (Tektronix TDS 2004C with a sampling rate of 1 GS/s and an analogical bandwidth of 70 MHz).

The discharge voltage $U(t)$, together with the discharge current $i(t)$ are shown in Figure 2. The discharge current exhibits multiple sharp spikes (because of development of ionization instabilities in the plasma) of relative large amplitude superimposed on a sinusoidal profile (with a frequency of 50 Hz); almost independent of the discharge characteristics; since the current amplitude is controlled by the transformer impedance. The voltage signal also has a frequency of 50 Hz and decreases when the current increases; thus leading to a negative slope in the voltage-current characteristic of the discharge. All these features suggest that this discharge regime may be considered to be a high-pressure glow-type discharge operating in constricted (filamentary) mode.^{30,31} The jet operating power was calculated as

$$P = \frac{1}{\tau} \int i(t)U(t)dt, \quad (1)$$

where τ is the discharge period. The resulting power was about 22 W.

B. Optical system

A parallel-beam mirror schlieren system was used in this research. As the parabolic mirrors ($\lambda/8$, 152 mm in diameter) were not identical, a typical (coma free) Z-system^{13,14} could not be employed. Figure 3 shows a schematic of the chosen experimental setup. In order to minimize the coma aberration of the system (the coma aberration grows in proportion to the offset angle and to the inverse square of the mirror f/no —for a given offset angle—);¹³ the offset angle of the second parabolic mirror ($f/2$) was reduced to zero by mounting the light sensor (camera) on the optical axis of the second branch of the system. In spite of the fact that this configuration blocked a considerable part of the center of the test region, the effluent of the plasma jet was successfully investigated with the peripheral zone of the field. Also to reduce both astigmatism and coma, the offset angle of the first parabolic mirror ($f/8$) was restricted to its minimum practical value. With all of these precautions, a uniform darkening of the schlieren image at the exit focal plane of the optical system was obtained as the knife-edge was advanced.

The point light source was constructed by focusing the light from a green LED (dominant wavelength 530 nm) through a best-form lens (focal length 200 mm) on a pinhole with 1.0 mm diameter. Between the focusing lens and the pinhole, a diffusion disc was placed in order to achieve a homogeneous lighting in the test region. The pinhole was placed in the focal point of the first parabolic mirror ($f_1 = 1200$ mm), which creates the collimated light test region of the schlieren system. After passing through the test region in which the plasma jet was placed, the collimated light was again focused by the second parabolic mirror ($f_2 = 300$ mm) onto the knife-edge plane. The knife-edge (positioned parallel to the z direction) was adjusted so that the detected intensity signal was approximately $\sim 48\%$ of the signal without the knife edge. A band-pass filter centered in a wavelength of 530 nm with a full width at half maximum FWHM of 40 nm (placed between the second parabolic mirror and the knife edge) was used to block the light emitted from the plasma jet. The schlieren images (with a size of 640×480 pixels) were acquired with a charge-coupled device Lumenera digital camera with an exposure time of 80 ms. These images were stored in BMP format and digitized by an 8-bit gray-level frame grabber. According to the magnification of this optical system, the spatial resolution in the schlieren image was about ~ 0.036 mm (36 pixels corresponded to 1 mm).

In addition to the quantitative schlieren diagnostics, the average gas temperature was also measured using a k-type thermocouple located inside the plasma jet.

III EXPERIMENTAL RESULT AND DISCUSSION

A. Data processing

Schlieren visualization of plasma jet is based on the fact that the plasma represents a transparent medium for the LED light (i.e., the light frequency \gg plasma frequency). As for every optical medium, the refractivity ($n - 1$, being n the refraction index of the medium) is the characteristic parameter. Since for a given wavelength of illumination n depends on the plasma composition and its density or pressure, the measurement of the

plasma jet refractivity leads to conclusions on those plasma parameters. The plasma refraction index (at a given wavelength) can be described for the Lorenz-Lorentz equation¹⁴

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} N \sum_i x_i \alpha_i, \quad (2)$$

where N is the gas particle density, and α_i and x_i represents the mean polarizability and the molar fraction of species i ; respectively. The plasma polarization depends both on the bound and the free electrons.¹⁴ However, the influence of the free electrons becomes important only at ionization degrees of a few percent. Because the electron densities in the effluent of atmospheric-pressure non-thermal plasma jets are of the order of 10^{15} – 10^{17} m⁻³ (depending on the experimental conditions and the specific point in the jet);¹ the contribution of the free electrons was neglected. Furthermore, the contribution of the ionized species was also neglected (the ion refractivity can in general be neglected as compared with the electron refractivity since both densities are the same).¹² With regard to the contribution of the excited states to the plasma refractive index, their influence can also be ignored in the visible region of the spectrum because in the studied gas (and also in air²⁴, argon²⁹ and other gases); the resonance spectral lines are situated in the vacuum ultraviolet region of the spectrum.¹² The contribution of other reactive particles as O and O₃ was also neglected based on the following estimations.

In the effluent, almost all O atoms produced in the glow discharge region are rapidly converted into ozone,^{1,2} since the O association with O₂ through the three-body reaction $O + O_2 + O_2 \rightarrow O_2 + O_3$ (with a rate coefficient of $6.9 \times 10^{-46} (300/T)^{1.25}$ m⁶/s)³² at room temperature is much faster than the reactions $O + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$ and $O + O + O_2 \rightarrow O_2 + O_2$ (with rate coefficients of $2.0 \times 10^{-17} \exp(-2300/T)$ m³/s and $2.45 \times 10^{-43} T^{-0.63}$ m⁶/s; respectively)³²; being T the gas temperature. Under the present conditions, more than 99 % of the atomic oxygen is converted into O₃ during a time of $\Delta t \approx 10$ μ s (i.e., at a distance $z = u \Delta t \approx 2$ mm from the nozzle exit, being u the mean gas flow velocity in the jet outflow). Note that the length-scale for diffusive losses $(D \Delta t)^{1/2}$ (being $D = 0.27 \times 10^{-4}$ m²/s the diffusion coefficient of the ground state atom O(³P) at room temperature)³³ is much shorter than 1 mm; so that diffusion phenomena are not relevant in this conditions. Therefore, except in the near field of the outflow ($z < 2$ mm), the density of the atomic oxygen can be neglected; instead, the presence of the ozone should be considered there. It should be noted that the atomic oxygen can be also created in the far field by collisions between O₂(a) and O₃ through the reaction^{1,2} $O_3 + O_2(a) \rightarrow O_2 + O_2 + O$, however, the reaction rate is low, since its rate coefficient ($9.7 \times 10^{-19} \exp(-1564/T)$ m³/s)³² is quite low at room temperature (thus explaining why O₂(a) and O₃ are long living species as compared with the typical time-scale (10^{-4} – 10^{-1} s) of the gas movement along the jet). The O density at the nozzle exit was estimated as $(2 \times k [O_2] N_e \tau)$, where k is the rate coefficient of the reaction $e + O_2 \rightarrow e + O_2^* \rightarrow e + O(^3P) + O(^3P)$ (being O₂* the pre-dissociative excited state of O₂ with an energy threshold of 6 eV),^{34,35} evaluated as a function of the electron mean energy by solving the electron Boltzmann equation with the help of the BOLSIG+ code.³⁶ The thermal dissociation³⁷ of O₂ does not play a relevant role because the gas temperature in the glow discharge region is not high-enough (~ 1000 – 2000 K, on the basis of measured values).^{38,39} Being $N_e \sim 10^{18}$ – 10^{19} m⁻³ and $T_e \sim 0.8$ – 1 eV (which are typical values for atmospheric-pressure glow-type discharges in molecular gases at current levels of 10–200 mA)^{30,40,41} and $\tau \sim 10^{-4}$ s (the characteristic length scale of the discharge is 1 mm, while the

gas flow velocity in the inter-electrode gap is around 10 m/s); the O density at the nozzle exit results $\sim 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (corresponding to a relatively low dissociation degree of about 2×10^{-6}). T_e is the electron temperature. The estimated atomic oxygen density can be compared with the numerical results in a non-thermal atmospheric-pressure glow discharge (200 mA) in an preheated (2200 K) air flow.⁴⁰ For a transit time of the gas through the discharge of 100 μs , an atomic oxygen density of about $4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (corresponding to a dissociation degree of about 6×10^{-5}) was found. (The difference being attributed to the enhancement of the high-energy threshold processes involving electrons owing to superelastic collisions with vibrationally-excited nitrogen molecules; and also due to the dissociation of excited electronic states of oxygen molecules that are produced during the quenching of the electronic excited states of N_2 molecules).^{34,35,40} $\text{O}(^3\text{P})$ density measurements in an atmospheric-pressure plasma jet operating at room temperature (with a rf power level of $\sim 10\text{--}25 \text{ W}$) with noble gases containing small admixtures of O_2 were reported.⁴² The results shown that the O atom density in the near field of the effluent increases with a steep slope with an increasing amount of O_2 in the plasma up to a maximum of $2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ at about 0.6 % O_2 admixture (i.e., an oxygen dissociation degree of about 7×10^{-4}). Beyond this value, the O density decreases with the increase of the O_2 admixture. The reason of that is related to the fact that large concentration of molecules significantly changes the energy distribution function of the electrons (due to rotational and vibrational molecular excitations); thus reducing the amount of the electron energy which can be used for the oxygen dissociation.^{1,42}

Calculations performed on the basis of the estimated value of dissociation at the nozzle exit yield a negligible error (much less than 1 K) in the derivation of the gas temperature in the whole field of the outflow. (An atomic oxygen polarizability⁴³ $\alpha(\text{O}) = 0.77 \text{ \AA}^3$ for a wavelength of 480 nm and an ozone polarizability¹⁴ $\alpha(\text{O}_3) = 3.06 \text{ \AA}^3$ for a wavelength 589 nm, was used). Furthermore, estimations shown that the gas temperature measurement is not seriously affected by the atomic oxygen density up to dissociation degrees of at least 10^{-3} (a dissociation degree of 5×10^{-3} would result in a maximum error of about $\pm 2\text{--}3 \text{ K}$); being in this case the error in the temperature nearly equal to that derived from 10 % change in the average oxygen molar fraction when the penetration of the ambient air into the effluent (due to turbulent diffusion) was taken into account.

For gases the refraction index $n \approx 1$, therefore (2) becomes the so called Gladstone-Dale relation^{13,14}

$$n - 1 = \frac{N}{N_r} \sum_i x_i (n - 1)_{i,r} = \frac{p T_r}{p_r T} \sum_i x_i (n - 1)_{i,r}, \quad (3)$$

being $(n - 1)_{i,r}$ the reference refractivity for species i at density N_r . Note that in the second equality in (3) the density was replaced by the pressure p and the gas temperature T by using the ideal gas law. Apart from the wavelength, the refractive index of air depends on the temperature. The room temperature was measured to be $T_r \approx 293 \text{ K}$. For the calculation of the air refractive index the web application provided by National Institute for Standards and Technology NIST⁴⁴ was used and yields $(n - 1)_{\text{air},r} = 2.713 \times 10^{-4}$. For oxygen a refractivity $(n - 1)_{\text{o},r} = 2.567 \times 10^{-4}$ for a wavelength 546 nm was used.⁴⁵

It is well known that when a light ray passes through a non-homogeneous medium, it suffers a deviation in its trajectory by a certain angle ε that depends both, on the refractive index gradient and on the thickness of the medium under test. Such ray path deviations through a non-homogeneous medium is expressed as¹³

$$\varepsilon_\xi = \int \frac{1}{n} \frac{dn}{d\xi} dy, \quad (4)$$

where y is the optical axis direction (see Figure 3) and ξ can be either x or z coordinate, depending on the direction in which the knife blocks out the light. Since in this work the knife-edge was positioned parallel to the z direction, the analysis was done for the x direction (i.e., visualizing only the x -component of the refractive index gradient of the jet). When the measuring range of the schlieren system has not been exceeded,^{13,14} the contrast C of the light pattern on the schlieren image (defined as the ratio of the differential illuminance at a given image pixel to the value of its background level illuminance) is the output of the schlieren system. As the parallel light beam passes the test region in y -direction, the signal is integrated in y -direction. By assuming circular symmetry in the plasma jet, the contrast is given by^{13,14}

$$C \equiv \frac{I - I_k}{I_k} \approx 2S \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty n(r) dy, \quad (5)$$

where the last approximation in (5) follows from the fact that n is quite close to unity. I is the intensity measured on the schlieren image with the reference schlieren object in the test region, I_k is the reference intensity (without any schlieren object); but with the knife edge inserted, r is the radial coordinate (measured from the jet axis) and S ($\equiv \partial C / \partial \varepsilon$)¹³ the sensitivity of the schlieren system.

A calibration was performed without the schlieren object to find the relation between the contrast C and the deflection angle ε_x . The procedure consisted in measuring I_0 without the knife-edge mounted and then measuring I_k as a function of the knife-edge position (x) and normalizing I_k by I_0 . The result is shown in Figure 4. As expected, the use of a circular aperture leads to a non-linear behavior, but only for I_k/I_0 near 0 and 1. As in the present experiment the intensity ratio was measured to be $I_k/I_0 = 0.48$, and the contrast in all experiments $C \leq 0.4$ (see Figures 6 (a) and (b)) was small enough; the background illumination level was linear with respect to the degree of the knife-edge cutoff (the measuring range is indicated by dashed lines in Figure 4). Recalling the definition of contrast given by (5) and expanding I_k/I_0 to first order in x , the sensitivity of the schlieren system can be determined from the slope of the linear part of the calibration curve (indicated with a red line in Figure 4); as

$$S \approx f_2 \frac{d(I_k(x)/I_0)/dx}{I_k(x)/I_0}, \quad (6)$$

where the approximation for small angles ($\Delta x \approx f_2 \varepsilon_x$) was used. For the present conditions the sensitivity of the experiment was calculated to be $S = 3000 \pm 300$. The relative large error value in the sensitivity of the system is due to the strong dependence of the sensitivity on the knife-edge position x , thus small errors significantly affect the obtained densities and temperatures results. However, as the molar fraction of oxygen at the nozzle exit is known to be $x_O = 1$, the sensitivity of the schlieren system was fitted so that $x_O = 1$ close to the nozzle exit. This calibration method proved to be more accurate than the direct calculation of the sensitivity according to (6).

Using the experimental C data and the Abel inversion technique,¹² (5) can be inverted to obtain the radial profile (for a given z value) of the effluent refraction index

$$n(r) - n(\infty) = -\frac{1}{S} \int_r^{\infty} \frac{C(x)}{\pi(x^2 - r^2)^{1/2}} dx, \quad (7)$$

being $n(\infty)$ the refraction index of the surrounding medium (air). Note that (7) does not require any differentiation of the experimental data $C(x)$. This turns out to be one of the major advantages of schlieren techniques over interferometry.²⁶ Finally replacing the Eq. (3) in (7), the time-averaged gas temperature of the plasma jet can be calculated from

$$T(r) = T_r \frac{\sum_i x_i (n-1)_{i,r}}{n(\infty) - 1 - \frac{1}{S} \int_r^{\infty} \frac{C(x)}{\pi(x^2 - r^2)^{1/2}} dx}. \quad (8)$$

The precise determination of the gas temperature of the plasma jet through (8) requires the previous knowledge of the time-averaged molar fraction of the oxygen in the jet. If the flow regime does not change from laminar to turbulent when the discharge is turned on (i.e., if the diffusion phenomena does not significantly changes), this can be achieved by measuring the contrast when only the gas flow is turned on (but the plasma is not ignited); by assuming some hypothesis about the thermodynamic state of the gas. The simplest assumption of an isothermal flow was assumed.²⁹ Gas temperature measurements inside the jet (when the discharge is off) by using a thermocouple supported such an assumption. Therefore, the time-averaged molar fraction of the oxygen was calculated from the gas contrast by assuming $T = T_r$. Then, the discharge was turned on and the plasma contrast was measured to calculate the gas temperature.

Under the present experimental conditions the Reynolds number (based on the scale length given by the nozzle-hole diameter) was about 13800. As this number is greater than 3000,⁴⁶ the jet has a fully turbulent structure (regardless the presence of the discharge). The constancy of the cone angle of the jet between the discharge off (Figures 5 (a)) and the discharge on (Figures 5 (b)) cases also reinforces this assumption. In this situation, the effective diffusion coefficient is obtained by adding to the molecular diffusion coefficient, a turbulent one⁴⁷

$$D_t \approx 0.009 du, \quad (9)$$

being d the nozzle-hole diameter and u the mean-velocity of the gas flow at the nozzle exit. Since $D_t \approx 1.9 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ is two orders of magnitude greater than the oxygen molecular diffusion coefficient⁴⁸ ($= 0.187 \times 10^{-4} (T/300)^{3/2} \text{ m}^2/\text{s}$) for $T \approx 300\text{--}400 \text{ K}$; the diffusion phenomena in the jet only depends on the gas flow velocity. As the gas pressure at the inlet of the jet device was kept constant during the experiments, the momentum of the jet ($\sim N u^2$) does not vary during the discharge ignition. Therefore, an absolute difference of 20 % in the gas density (or in the temperature, as shown Figures 8 and 9) produced only a 10 % of change in the gas flow velocity; yielding a similar change in the average oxygen molar fraction of the jet. Such a difference of 10% would result in a maximum error less than 2 K according to equation (8).

In order to determine the contrast of a schlieren image, the intensity I for each pixel was measured for the discharge on and discharge off cases and then its difference with the background light intensity I_k , normalized by I_k . The relative time-averaged intensities were obtained by averaging 10 images, each captured with an exposure time of 80 ms. Figure 5

shows both (time-averaged) contrasts for the gas flow (a) when the discharge is turned off and (b) when the discharge is turned on (plasma jet).

In Figure 6 the contrast radial profiles along the lines indicated in Figure 5 obtained for an oxygen gas flow of 10 NI/min (a) with the discharge off and (b) when the discharge is turned on are shown. The profiles shown in Figure 6 (a) demonstrates that the signal in the plasma off case is quite symmetric, both in the near and in the far field of the outflow. However in the plasma on case, showed in Figure 6 (b), relative strong departures from the symmetry are evident in the near field. As expected, in the far field (at distances larger than 5 mm from the nozzle exit) the asymmetry vanishes. These results suggest that the asymmetry in the plasma contrast profiles is caused by the presence of the discharge itself inside the jet device. For the plasma jet operating conditions a filamentary glow-type discharge in a gas flow with relatively high-gas temperature ($\sim 1000\text{--}2000\text{ K}$)^{38,39,40,49} likely exists in the inter-electrode gap. It can be expected, therefore, that the cold-gas streamlines entering the high-temperature zone become tilted as they undergo refraction in the layer where the temperature abruptly increases (because of the expansion of the gas upon heating); thus causing local asymmetries in the plasma flow (which rapidly vanish in the far field due to diffusive processes).

B. Results

Previous to applied the Abel inversion procedure (to find the radial profiles of the oxygen molar fraction and gas temperature), the contrast data were smoothed (by taken an arithmetic average of subsequences of ~ 10 terms) and then interpolated with a high-order polynomial function to keep the errors to a minimum. The results of the inversion are shown in Figure 7 to 9. Figure 7 shows the time-averaged radial profiles (along the lines indicated in Figure 5) of the oxygen molar fraction obtained by the schlieren measurement. As quoted before, the experimental sensitivity S was fitted so that the oxygen molar fraction was 1 at the nozzle exit. The sensitivity obtained in this way gave a value $S \approx 3049$ (which coincides within the experimental error with the S value obtained from the calibration curve). As expected, the inferred profiles of the oxygen molar fraction drop more gently in the far field since they are governed by diffusion phenomena. As it can be seen, the air rapidly penetrates the plasma jet reaching a molar fraction of 25 % 12 mm away from the nozzle exit. This is also showed in Figure 9. The uncertainty in the molar fraction measurements (within 10 %) was primarily from errors associated to the Abel inversion procedure through some asymmetry of the gas contrast field.

Figure 8 shows the time-averaged radial profiles (along the lines indicated in Figure 5) of the plasma jet gas temperature obtained by the schlieren measurement; while the corresponding axial profile is shown in Figure 9. As expected, the gas temperature of the jet was near to the room value with a maximum departure of about 55 K. The uncertainty in the temperature measurements was within 6 K. (mainly from errors associated to the Abel inversion procedure through the asymmetry of the plasma contrast in the near field and the above uncertainty in the molar fraction radial profiles). It is worth to noting that in the Abel inversion of the contrast, values obtained for a specific radial position depend on all the data obtained for radii larger than such a specific position; therefore, small deviations may therefore add up towards the axis.

The point that for low-gas temperatures the change of the index of refraction due to the mixing of the working gas and the air is in the same order of magnitude as the change

due to the gas temperature is not problematic provided that the flow regime does not change from laminar to turbulent when the plasma is turned on. On the contrary, the gas flux (with plasma turned off) can be used to precisely calibrate the system in the sensitivity region of interest.²⁹

Also thermocouple measurements with a low-spatial resolution (~ 1 mm) at ~ 3 mm from the nozzle exit were performed. While a deviation between both techniques was expected as the probe was probably perturbing the plasma (owing to its finite size), the thermocouple measurements showed good agreement with the schlieren measurements (within 5 K).

The results showed an increase in the gas temperature of about 8 K in the region between 0 and 5 mm away from the nozzle exit. The same behavior was previously reported but for a non-thermal atmospheric-pressure argon plasma jet.²⁹ These results suggest that in the near field some gas heating still occurs. Because the high-gas heating rate value ($\partial T/\partial t \approx u \partial T/\partial z \approx 0.3$ K/ μ s) associated with this phenomenon, it would be a consequence of the energy release during the quenching of the electronically excited states (i.e., the so-called fast gas heating)^{50,51} of the relative long-lifetime particles dragged by the gas flow from the enclosed discharge. Both experimental and numerical work would be needed to clarify such a point.

IV CONCLUSIONS

A quantitative interpretation of the schlieren technique applied to a non-thermal atmospheric-pressure oxygen plasma jet driven at low-frequency (50 Hz) was reported. The jet was operated in the turbulent regime, with a hole-diameter based Reynolds number of 13800. The calibration of the optical system was obtained by fitting the sensitivity parameter so that the oxygen fraction at the nozzle exit was unity. The results have shown that:

1. The radial profiles of the contrast in the discharge off case were quite symmetric in the whole outflow, but in the discharge on case, relative strong departures from the symmetry were evident in the near field. These results suggest that the (high-gas temperature) filamentary glow-type discharge inside the jet device cause local asymmetries in the plasma flow which rapidly vanish in the far field due to diffusive processes.
2. The gas temperature of the jet was near to the room value, with a maximum departure of about 55 K. The penetration of the ambient air into the jet due to turbulent diffusion was taken into account. The uncertainty in the temperature measurements was within 6 K, primarily derived from errors associated to the Abel inversion procedure.
3. The results showed an increase in the gas temperature of about 8 K in the region between 0 and 5 mm away from the nozzle exit. The same behavior was previously reported but for a non-thermal atmospheric-pressure argon plasma jet. These results suggest that some gas heating still occurs in the near field of the outflow. Both experimental and numerical work would be needed to clarify such a point.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was supported by grants from the CONICET (PIP 11220120100453) and Universidad Tecnológica Nacional (PID 2264). L. P. is a member of the CONICET. J. C. C. thanks the CONICET for his doctoral fellowship.

REFERENCES

1. X. Lua, G. V. Naidis, M. Laroussi, S. Reuter, D. B. Graves and K. Ostrikov, *Physics Reports* **630**, 1 (2016).
2. D. B. Graves, *Phys. Plasmas* **21**, 080901 (2014).
3. D. Staack, B. Farouk, A. Gutsol and A. Fridman, *Plasma Sources Sci. Technol.* **17**, 025013 (2007).
4. E. E. Kunhardt, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28**, 189 (2000).
5. A. Fridman, A. Chirokov and A. Gutsol, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, R1 (2005).
6. G. Y. Park, S. J. Park, M. Y. Choi, I. G. Koo, J. H. Byun, J. W. Hong, J. Y. Sim, G. J. Collins and J. K. Lee, *Plasma Sources Sci. Technol.* **21**, 043001 (2012).
7. M. Laroussi, *Plasma Medicine*, edited by M. Laroussi, M. G. Kong, G. Morfill, and W. Stolz (Cambridge University Press, 2012), Ch. 1.
8. J. L. Walsh and M. G. Kong, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 081501 (2011).
9. X. Pei, X. Lu, J. Liu, D. Liu, Y. Yang, K. Ostrikov, P. K. Chu and Y. Pan, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45**, 165205 (2012).
10. W. Yan, Z. J. Han, W. Z. Liu, X. P. Lu, B. T. Phung and K. Ostrikov, *Plasma Chem. Plasma Process* **33**, 479 (2013).
11. F. Minotti, L. Giuliani, M. Xaubet, and D. Grondona, *Phys. Plasmas* **22**, 113512 (2015).
12. A. A. Ovsyannikov and M.F. Zhukov, *Plasma Diagnostics*, edited by A. A. Ovsyannikov and M.F. Zhukov (Cambridge International Science Publishing, 2005).
13. G. S. Settles, *Schlieren and Shadowgraph Techniques*, (Springer, 2001).
14. L. A. Vasilev, *Schlieren Methods*, (Israel Program, distributed by Keter Inc., New York, 1971).
15. N. Jiang, J. Yang, F. He and Z. Cao Z, *J. Appl. Phys.* **109**, 093305 (2011).
16. J-S Oh, O. T. Olabanji, C. Hale, R. Mariani, K. Kontis and J. W. Bradley, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 155206 (2011).
17. J. W. Bradley, J-S Oh, O. T. Olabanji, C. Hale, R. Mariani and K. Kontis, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39**, 2312 (2011).
18. M. Ghasemi, P. Olszewski, J. W. Bradley and J. L. Walsh, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46**, 052001 (2013).
19. E. Robert, V. Sarron, T. Darny, D. Riès, S. Dozias, J. Fontane, L. Joly and J-M Pouvesle, *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 012003 (2014).
20. M. Boselli, V. Colombo, E. Ghedini, M. Gherardi, R. Laurita, A. Liguori, P. Sanibondi and A. Stancampiano, *Plasma Chem. Plasma Proc.* **34**, 853 (2014).
21. S. Kelly, J. Golda, M. M. Turner and V. Schulz-von der Gathen, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 444002 (2015)
22. Y. Zheng, L. Wang, W. Ning, and S. Jia, *J. Appl. Phys.* **119**, 123301 (2016).
23. M. H. Qaisrani, Y. Xian, C. Li, X. Pei, M. Ghasemi, and X. Lu, *Phys. Plasmas* **23**, 063523 (2016).
24. D. A. Xu, M. N. Shneider, D. A. Lacoste and C. O. Laux, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 235202 (2014).
25. C. Alvarez-Herrera, D. Moreno-Hernández and B. Barrientos-García, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **10** 104014 (2008).
26. U. Kogelschatz and W. R. Schneider, *Applied Optics* **11**, 1822 (1972).
27. L. Prevosto, G. Artana, B. Mancinelli and H. Kelly, *J. Appl. Phys.* **107**, 023304 (2010).

28. L. Prevosto, G. Artana, H. Kelly and B. Mancinelli, *J. Appl. Phys.* **109**, 063302 (2011)
29. A. Schmidt-Bleker, S. Reuter and K-D Weltmann, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 175202 (2015).
30. Yu. Akishev, M. Grushin, V. Karalnik, A. Petryakov and N. Trushkin, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 075202 (2010).
31. L. Prevosto, H. Kelly, B. Mancinelli, J. C. Chamorro and E. Cejas, *Phys. Plasmas* **22**, 023504 (2015).
32. I. A. Kossyi, A. Yu. Kostinsky, A. A. Matveyev and V. P. Silakov, *Plasma Sources Sci. Technol.* **1**, 207 (1992).
33. R. S. Yolles and H. Wise, *J. Chem. Phys.* **48**, 5109 (1968).
34. N. L. Aleksandrov, S. V. Kindysheva, M. M. Nudnoval and A. Yu Starikovskiy, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 255201 (2010).
35. N. A. Popov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 285201 (2011).
36. G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, *Plasma Sources Sci. Technol.* **14**, 722 (2005); freeware code BOLSIG+ version 07/2015 available from www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr (2015).
37. N. L. Aleksandrov, E. M. Bazelyan, I. V. Kochetov and N. A. Dyatko, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30**, 1616 (1997).
38. D. Xiao, C. Cheng, J. Shen, Y. Lan, H. Xie, X. Shu, Y. Meng, J. Li, and P. K. Chu, *Phys. Plasmas* **21**, 053510 (2014).
39. D. Xiao, C. Cheng, J. Shen, Y. Lan, H. Xie, X. Shu, Y. Meng, J. Li, and P. K. Chu, *J. Appl. Phys.* **115**, 033303 (2014).
40. N. A. Popov, *Plasma Phys. Rep.* **32**, 237 (2006).
41. L. Prevosto, H. Kelly and B. Mancinelli, *Plasma Chem. Plasma Proc.* **36**, 973 (2016).
42. N. Knake, S. Reuter, K. Niemi, V. Schulz-von der Gathen and J. Winter, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 194006 (2008).
43. R. A. Alpher and D. R. White, *Phys. Fluids* **2**, 153 (1959).
44. National Institute of Standards and Technology. Engineering metrology toolbox <http://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Ciddor.asp> (Last updated November 2004).
45. Weber M J 2002, *Handbook of Optical Materials* (Boca Raton, FL: CRC press).
46. C. D. Ungate, D. R. Harleman and G. H. Jirka, MIT Energy Lab. Rep. (1975).
47. Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics* (Berlin, Germany: Springer, 1991).
48. S. Weissman and E. A. Mason, *J. Chem. Phys.* **37**, 1289 (1962).
49. L. Yu, C. O. Laux, D. M. Packan and C. H. Kruger, *J. Plasma Phys.* **91**, 2678 (2002).
50. J. P. Boeuf, E. E. Kunhardt *J. Appl. Phys.* **60**, 915 (1986).
51. E. I. Mintousov, S. J. Pendleton, F. G. Gerbault, N. A. Popov and S. M. Starikovskaia, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 285202 (2011).

Figure captions:

Figure 1: Image of the non-thermal oxygen plasma jet.

Figure 2: Discharge voltage and current waveforms under the jet operating conditions.

Figure 3: Optical system.

Figure 4: Image illumination as a function of the knife-edge position.

Figure 5: Schlieren image contrast obtained for an oxygen gas flow of 10 NI/min (a) with the discharge off and (b) when the discharge is turned on.

Figure 6: Contrast radial profiles along the lines shown in Figure 5 obtained (a) without the discharge and (b) when the discharge is turned on.

Figure 7: Radial profiles of the oxygen molar fraction along the lines shown in Figure 5.

Figure 8: Radial profiles of the gas temperature of the plasma jet along the lines shown in Figure 5.

Figure 9: Axial profiles of the gas temperature of the plasma jet and oxygen molar fraction.

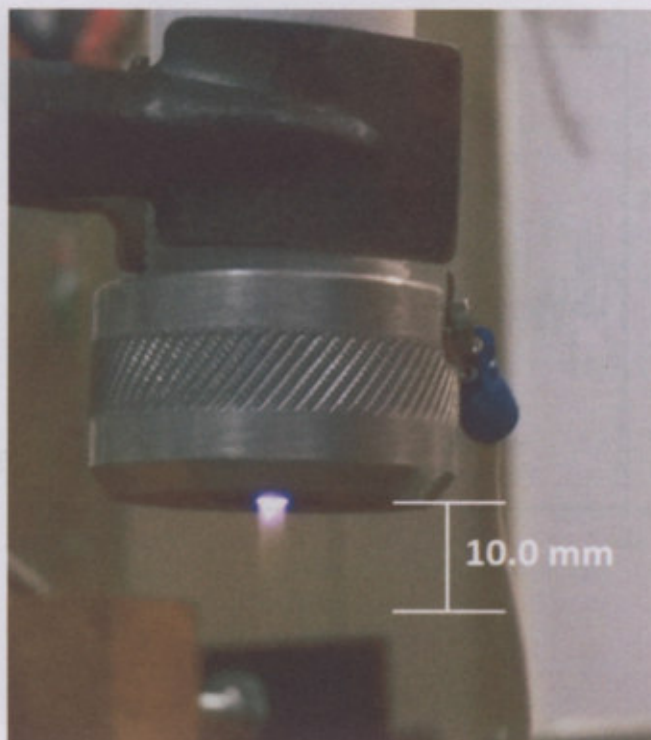


Figure 1

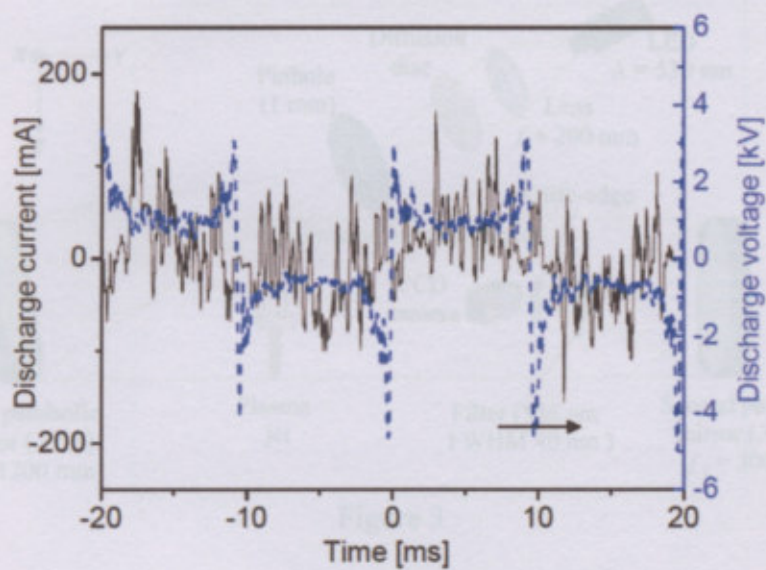


Figure 2

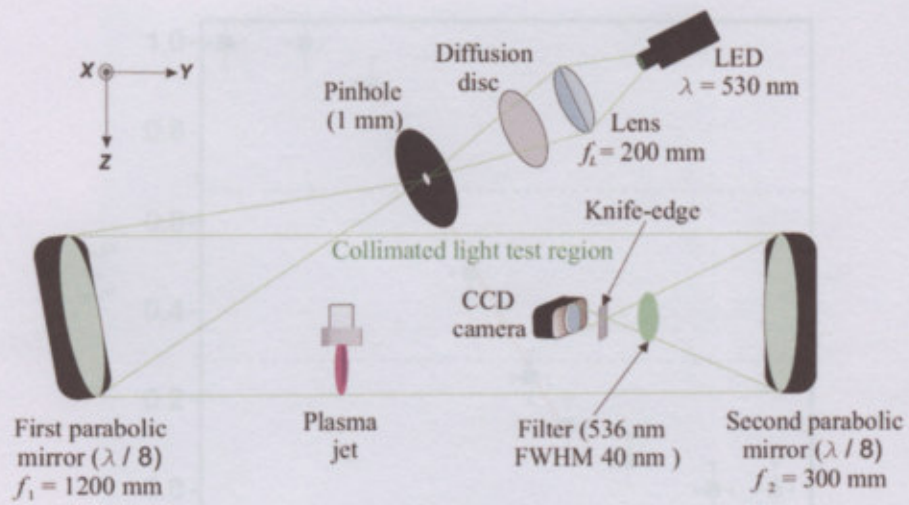


Figure 3

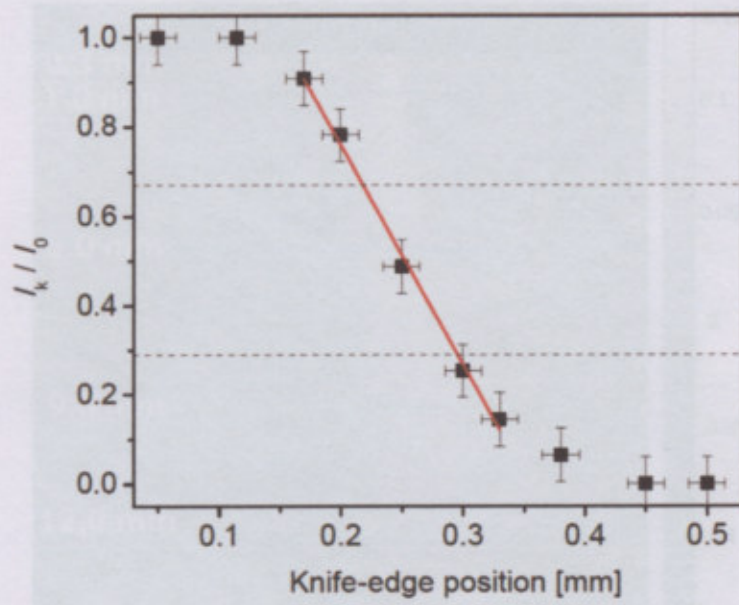


Figure 4

Figure 5 (a)

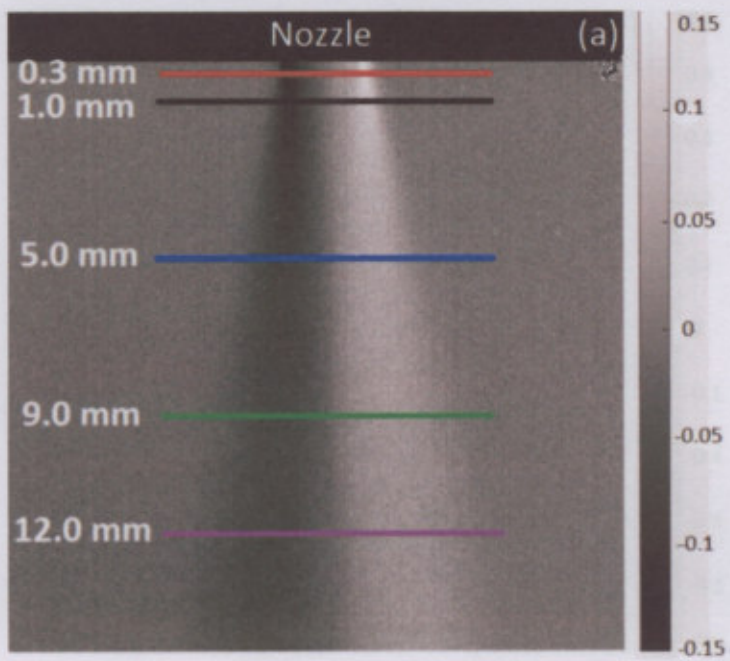


Figure 5 (a)

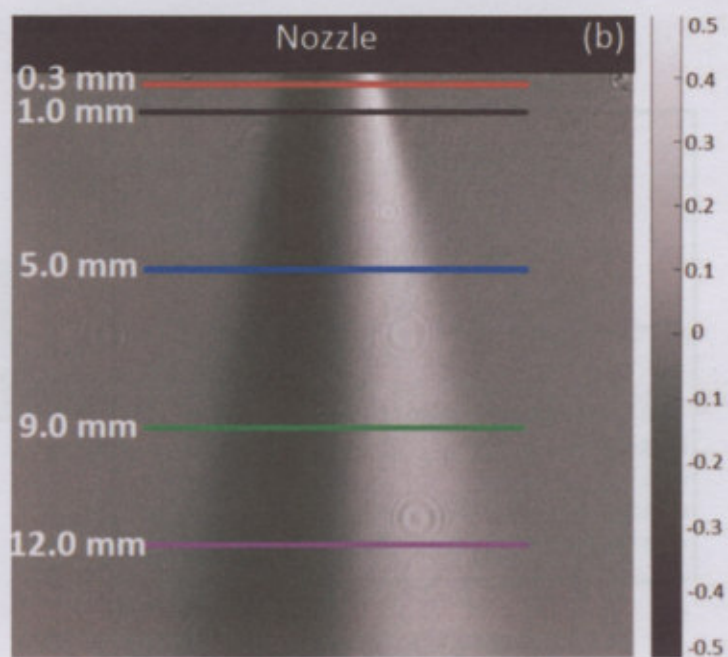


Figure 5 (b)

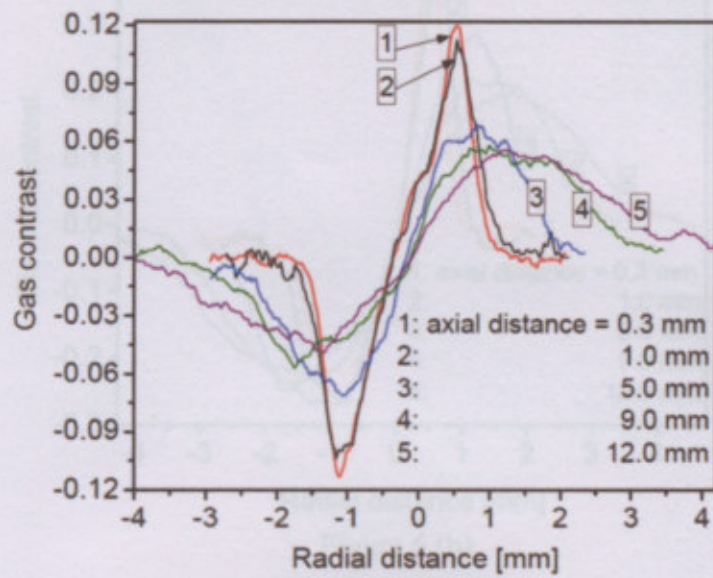


Figure 6 (a)

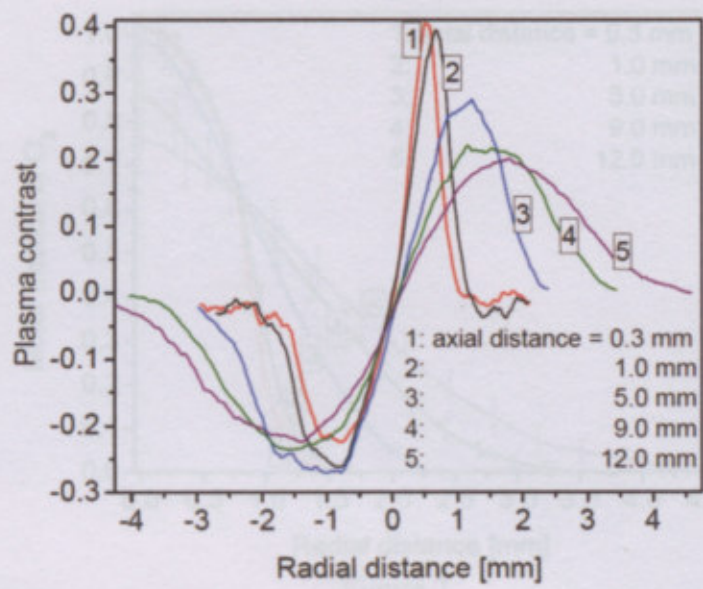


Figure 6 (b)

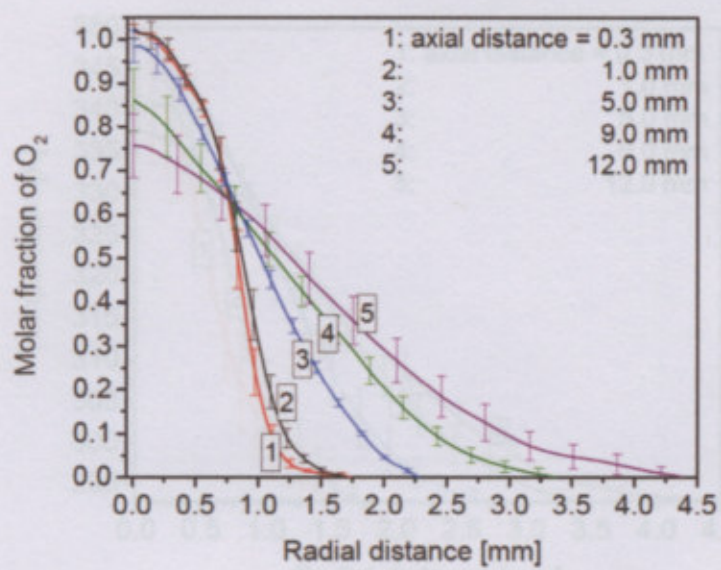


Figure 7

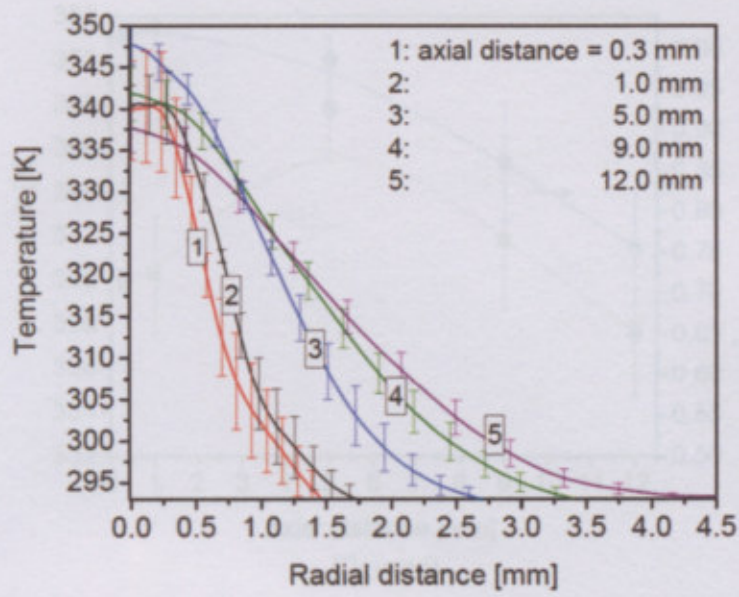


Figure 8

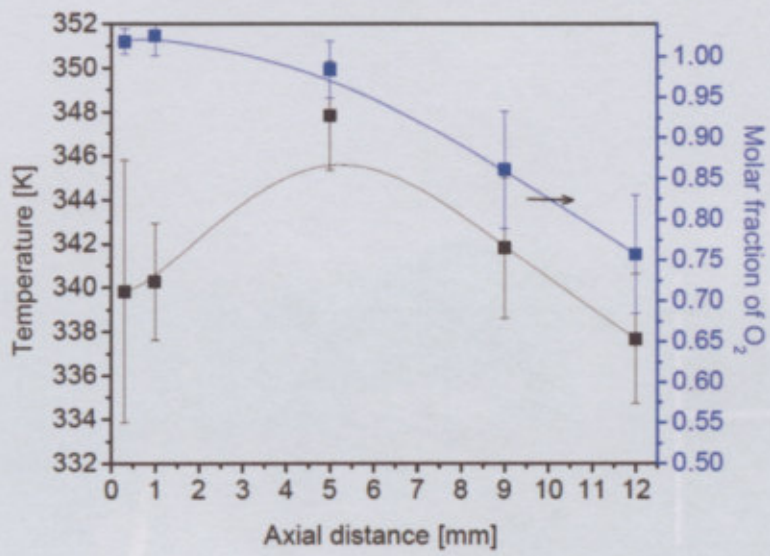
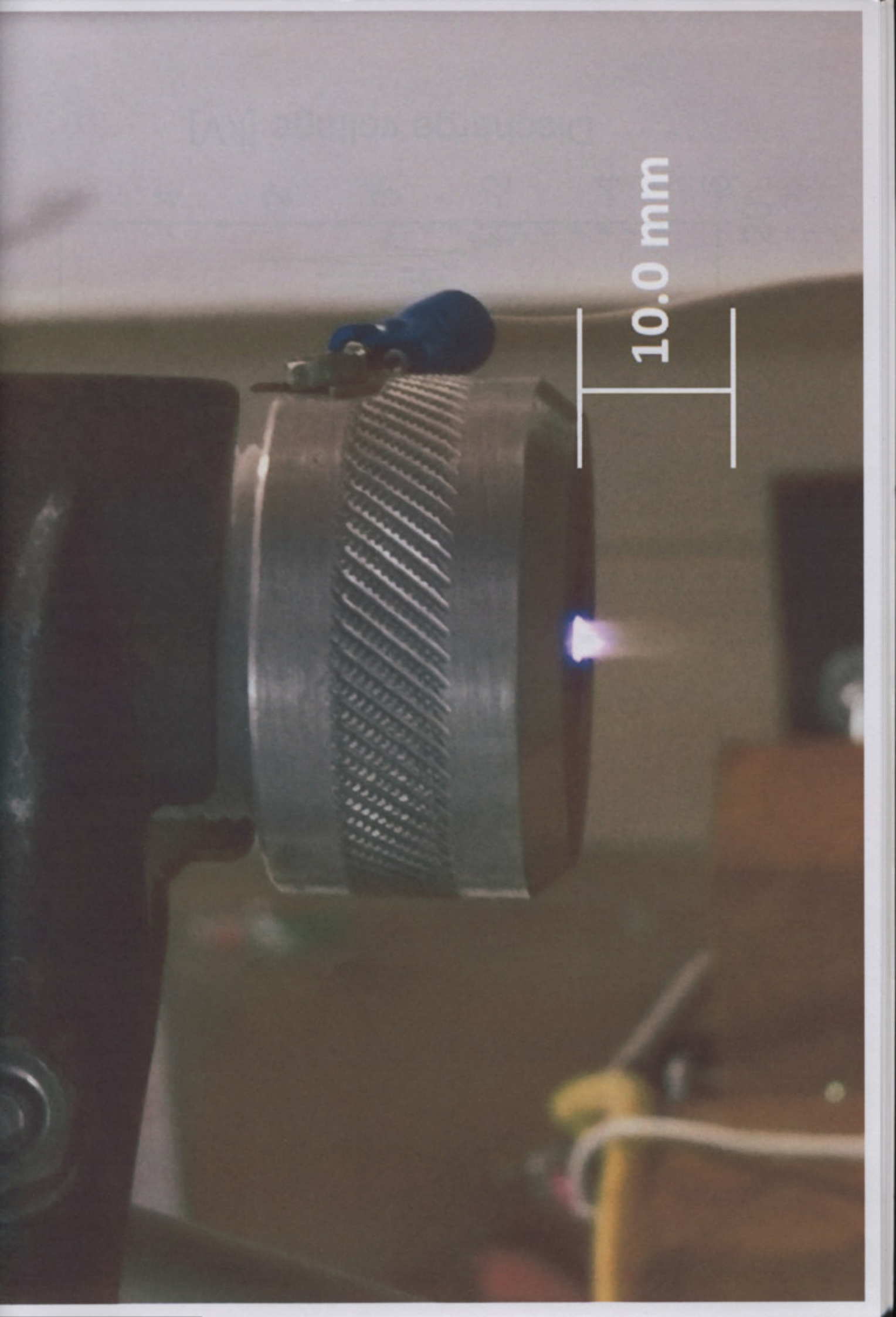
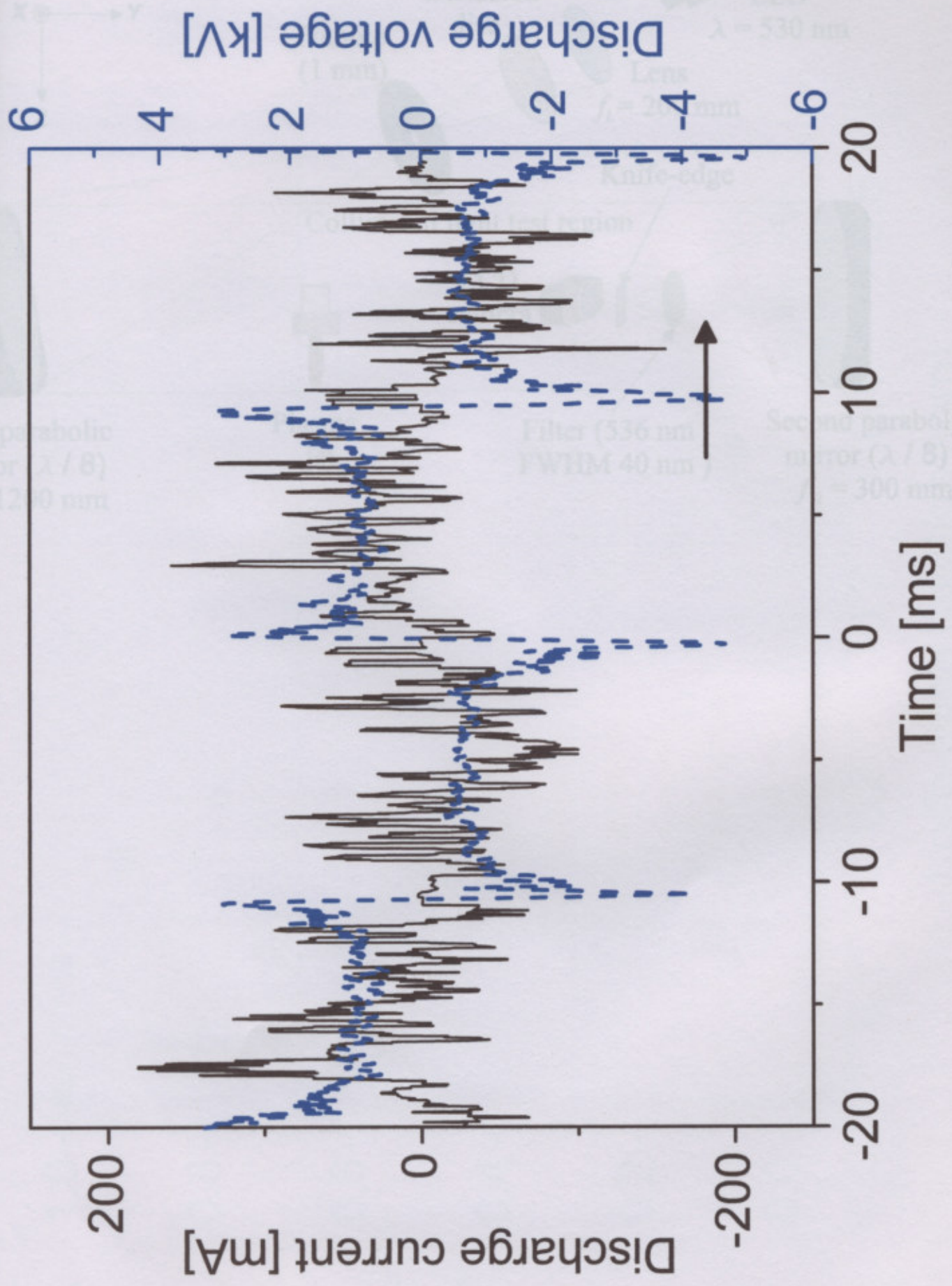
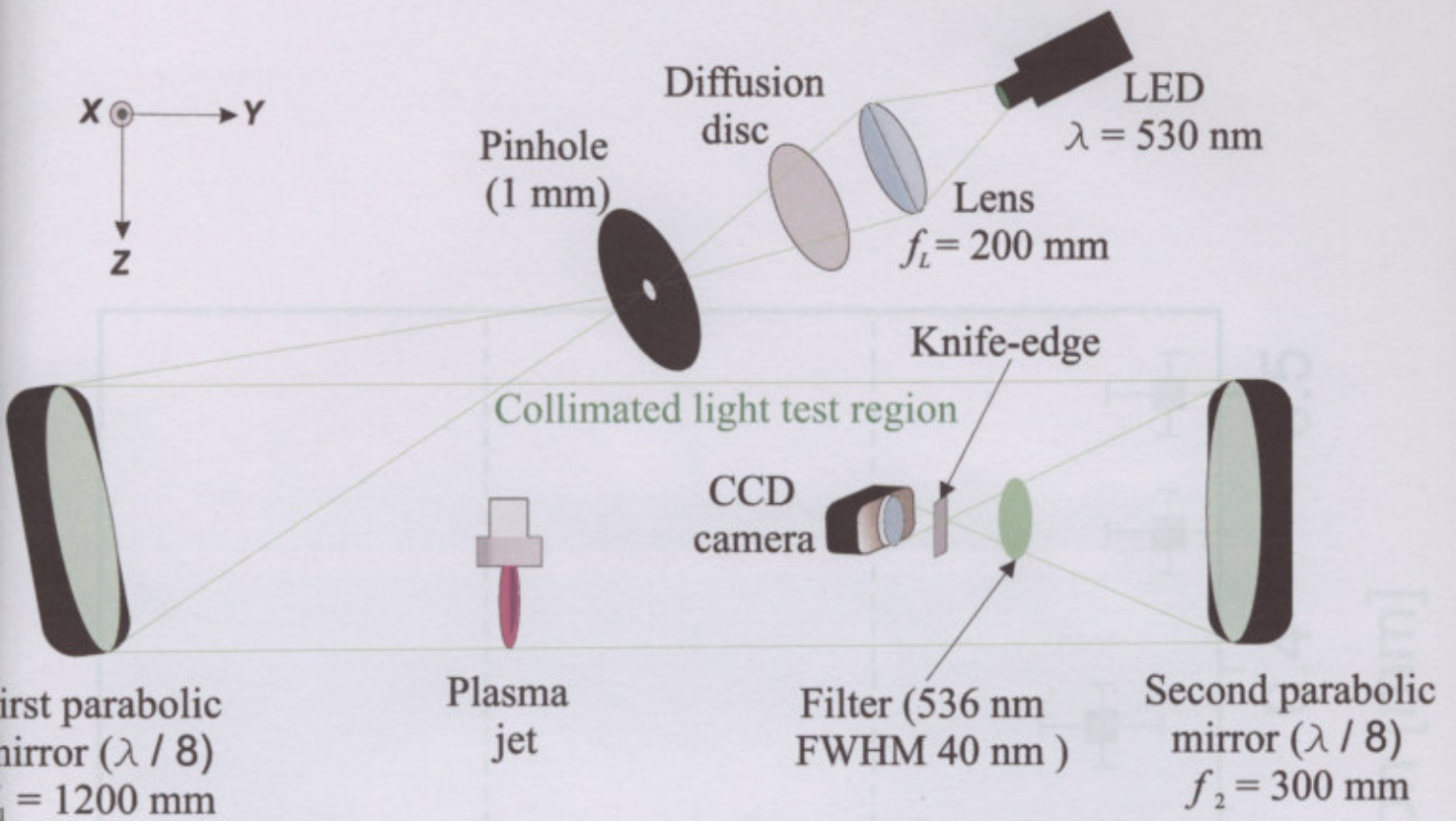


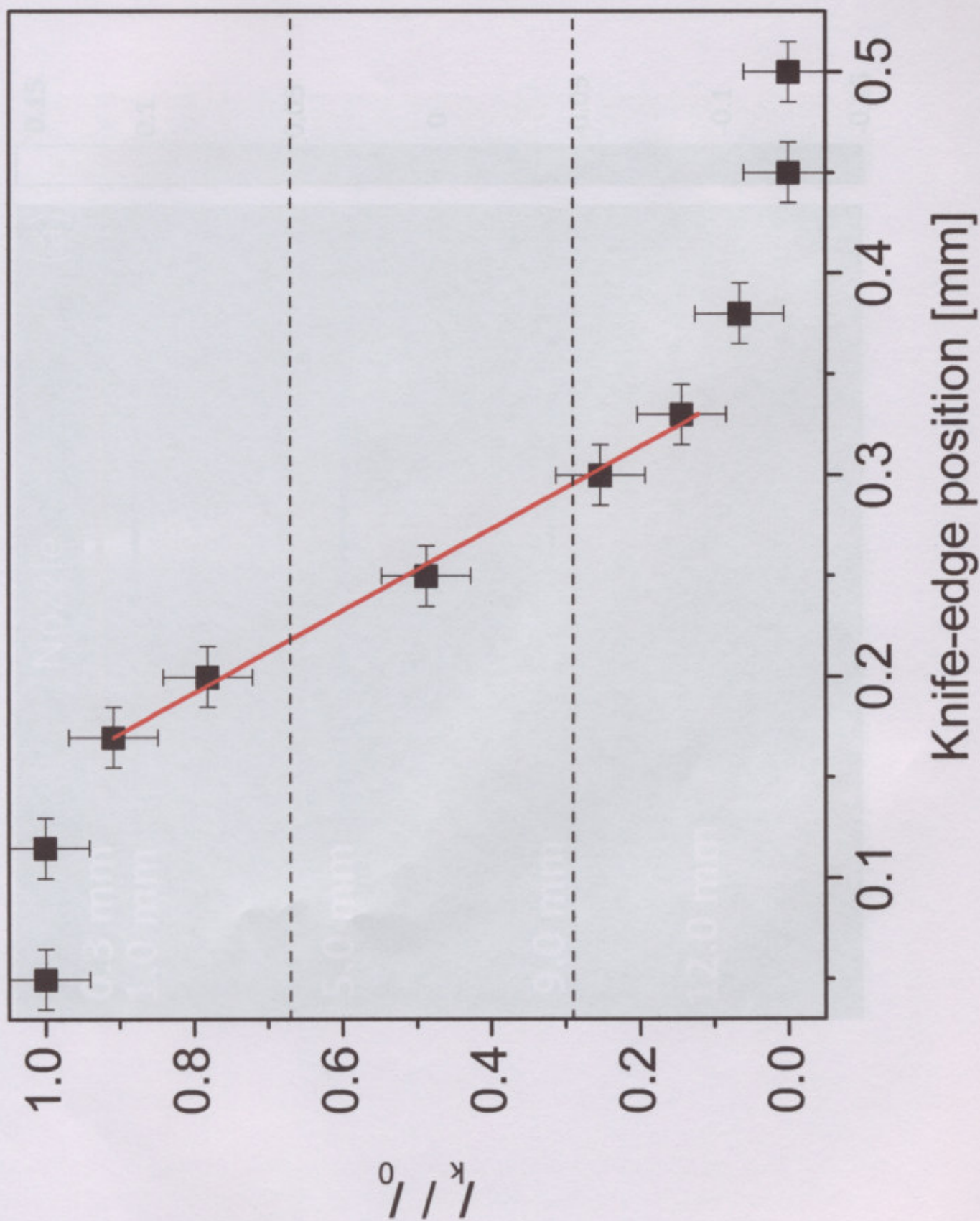
Figure 9



10.0 mm







Nozzle (a)

0.3 mm

1.0 mm

5.0 mm

9.0 mm

12.0 mm



Nozzle

(a)

0.3 mm

1.0 mm

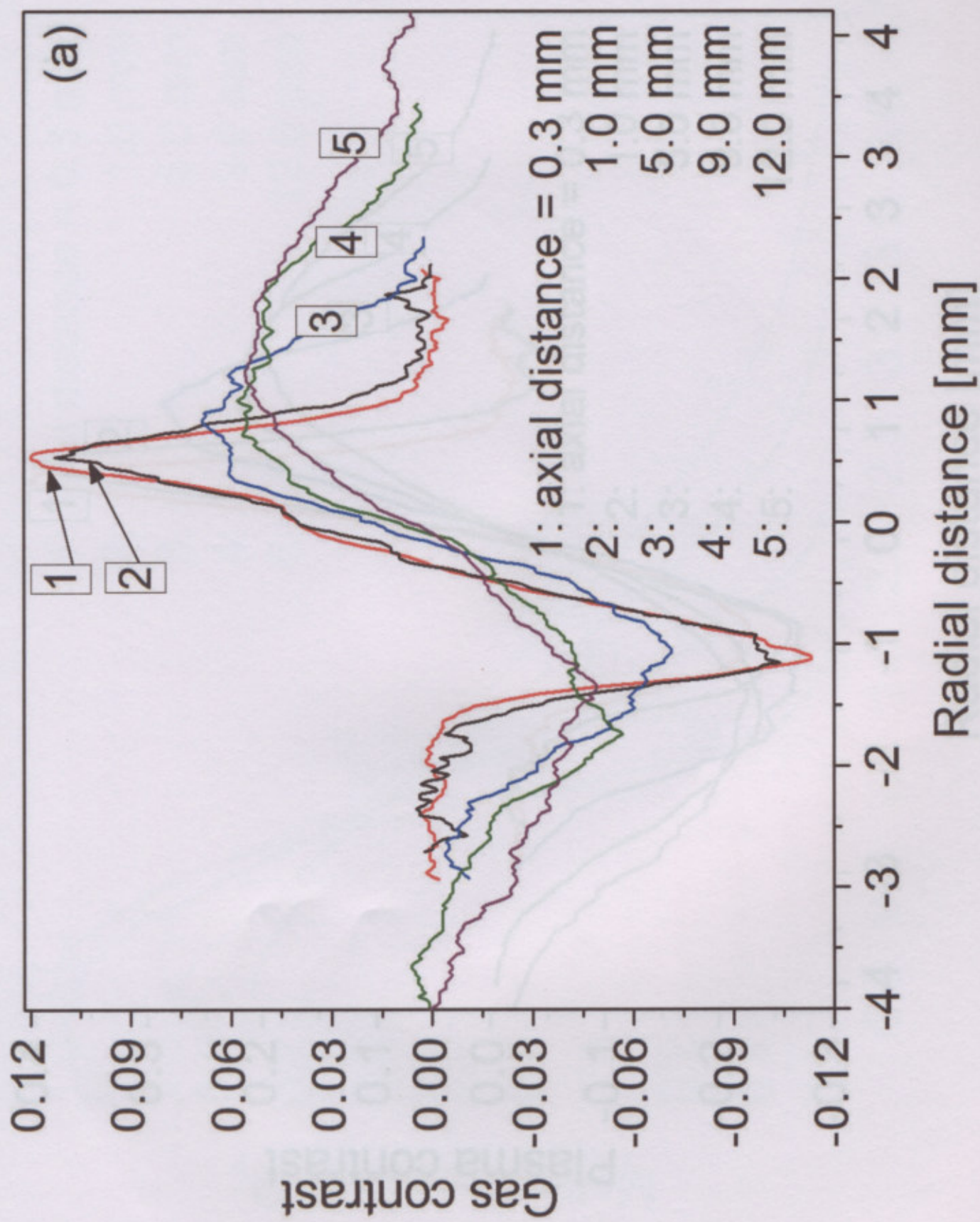
5.0 mm

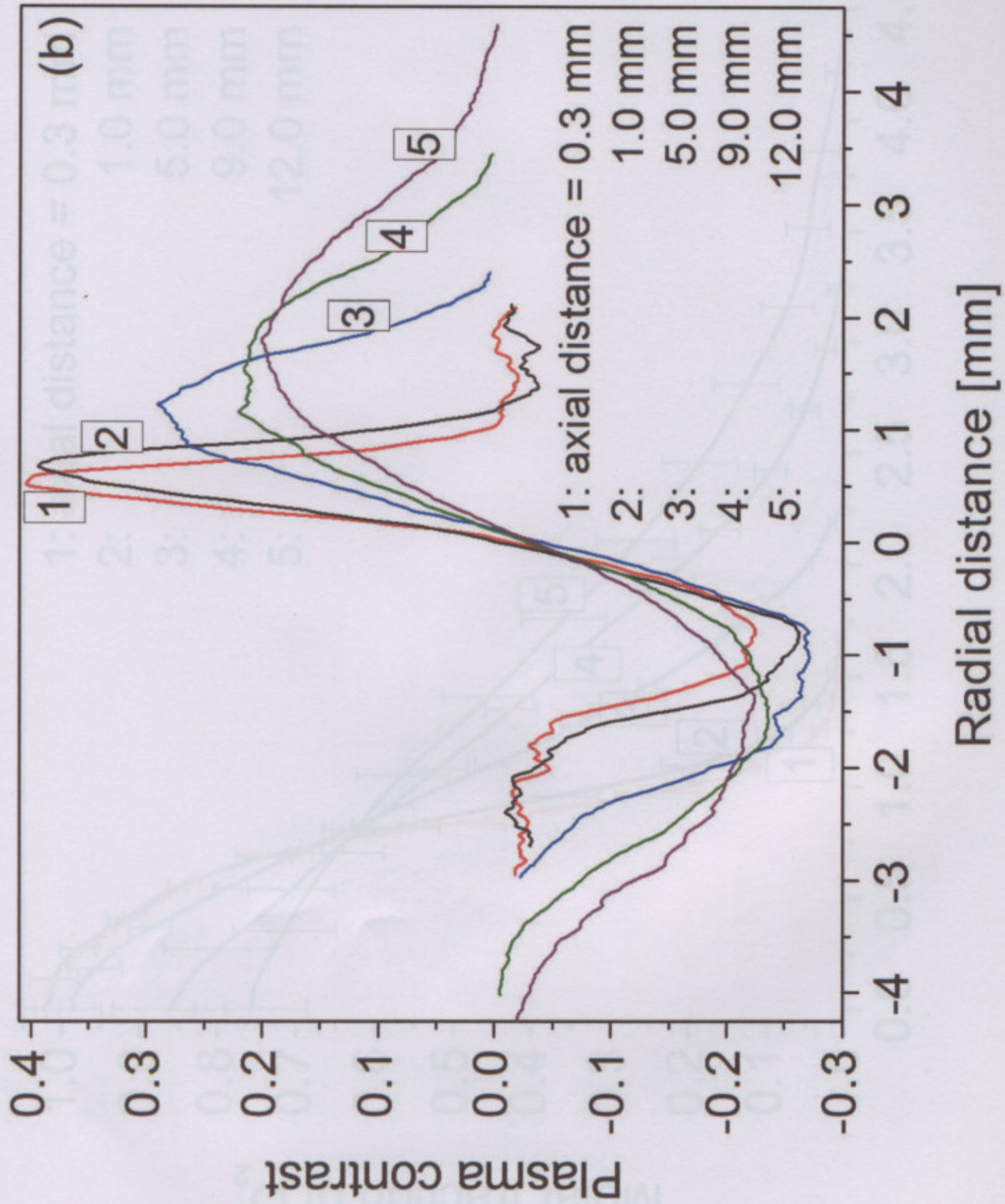
9.0 mm

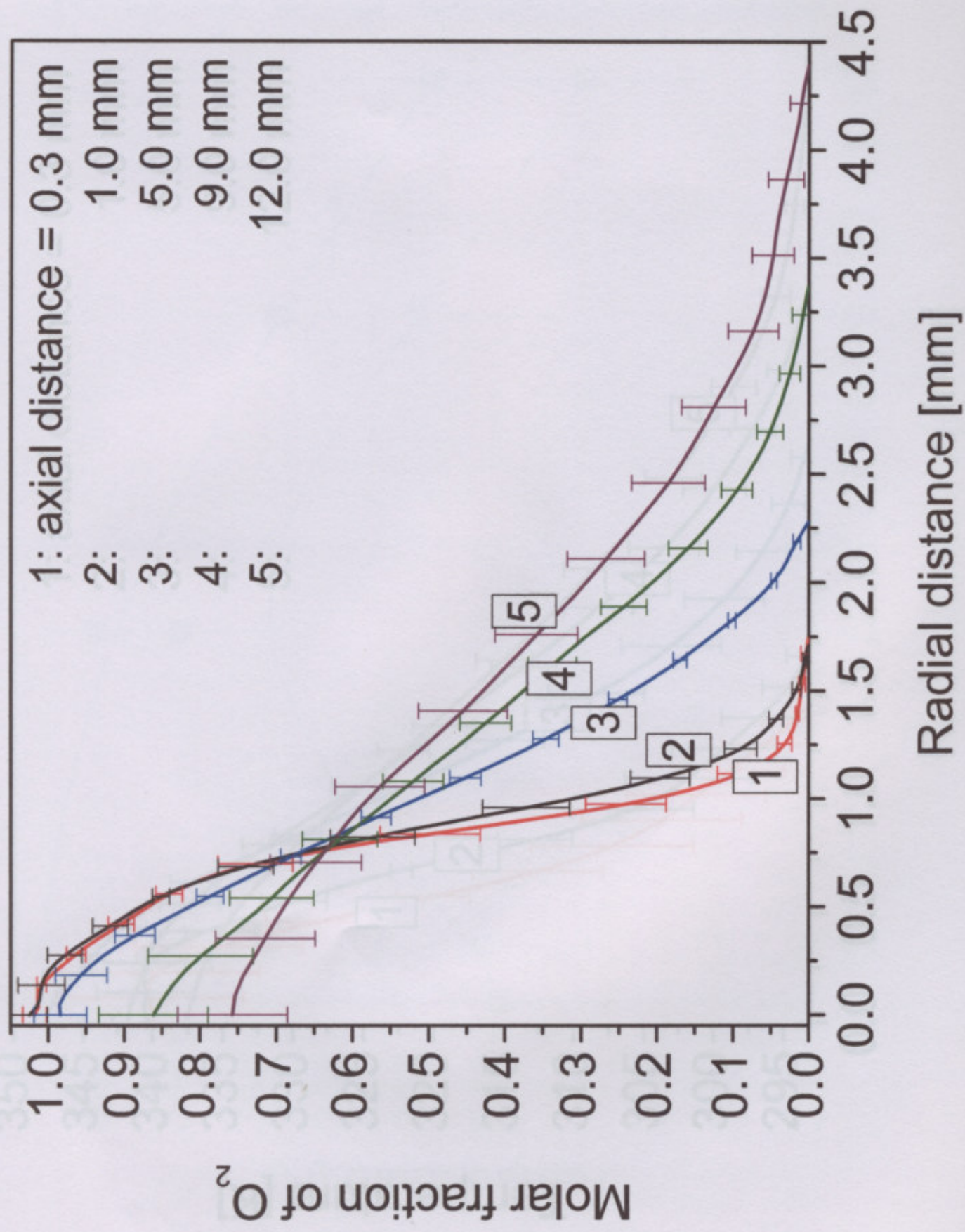
12.0 mm

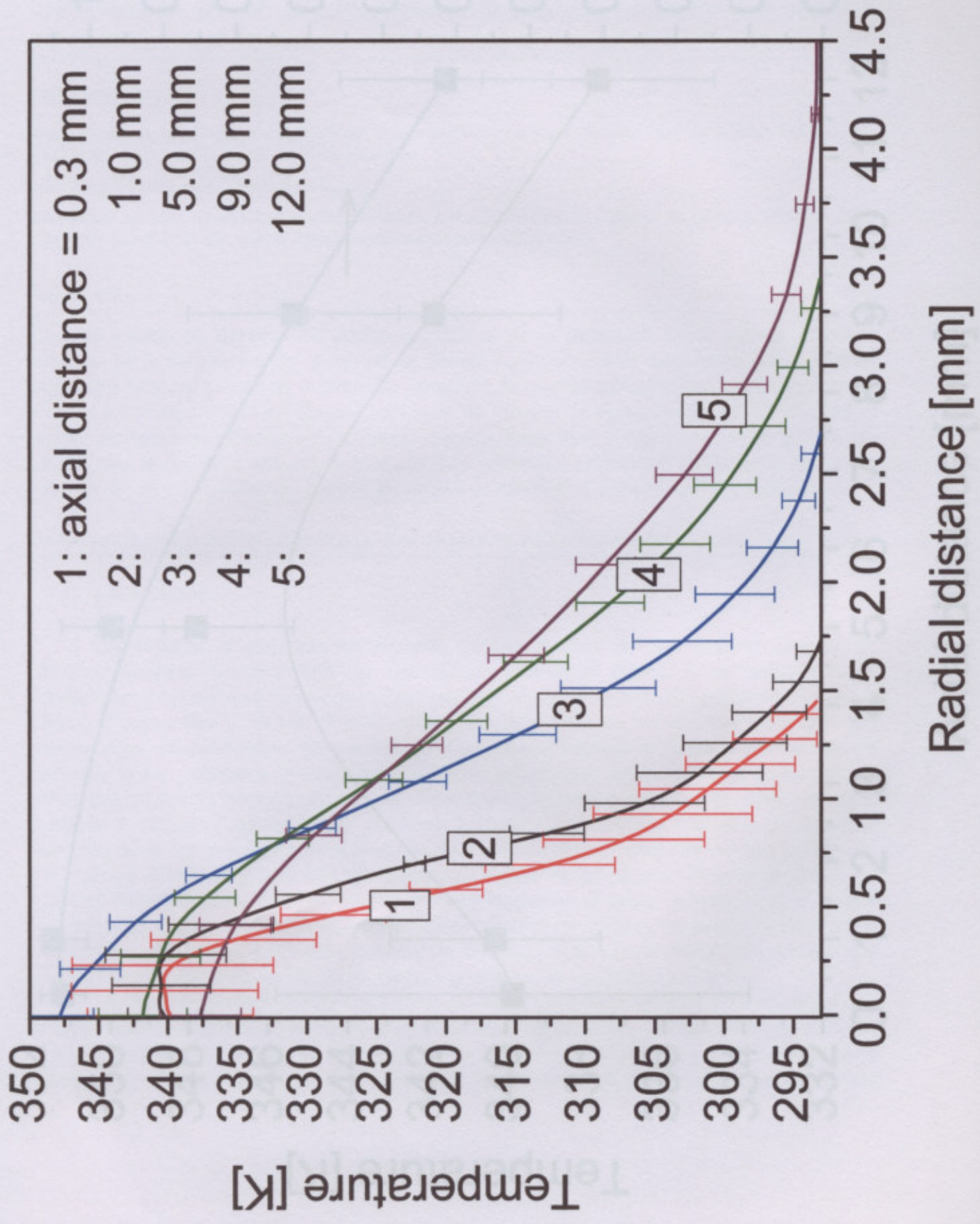
0.5
-0.4
-0.3
-0.2
-0.1
0
-0.1
-0.2
-0.3
-0.4
-0.5

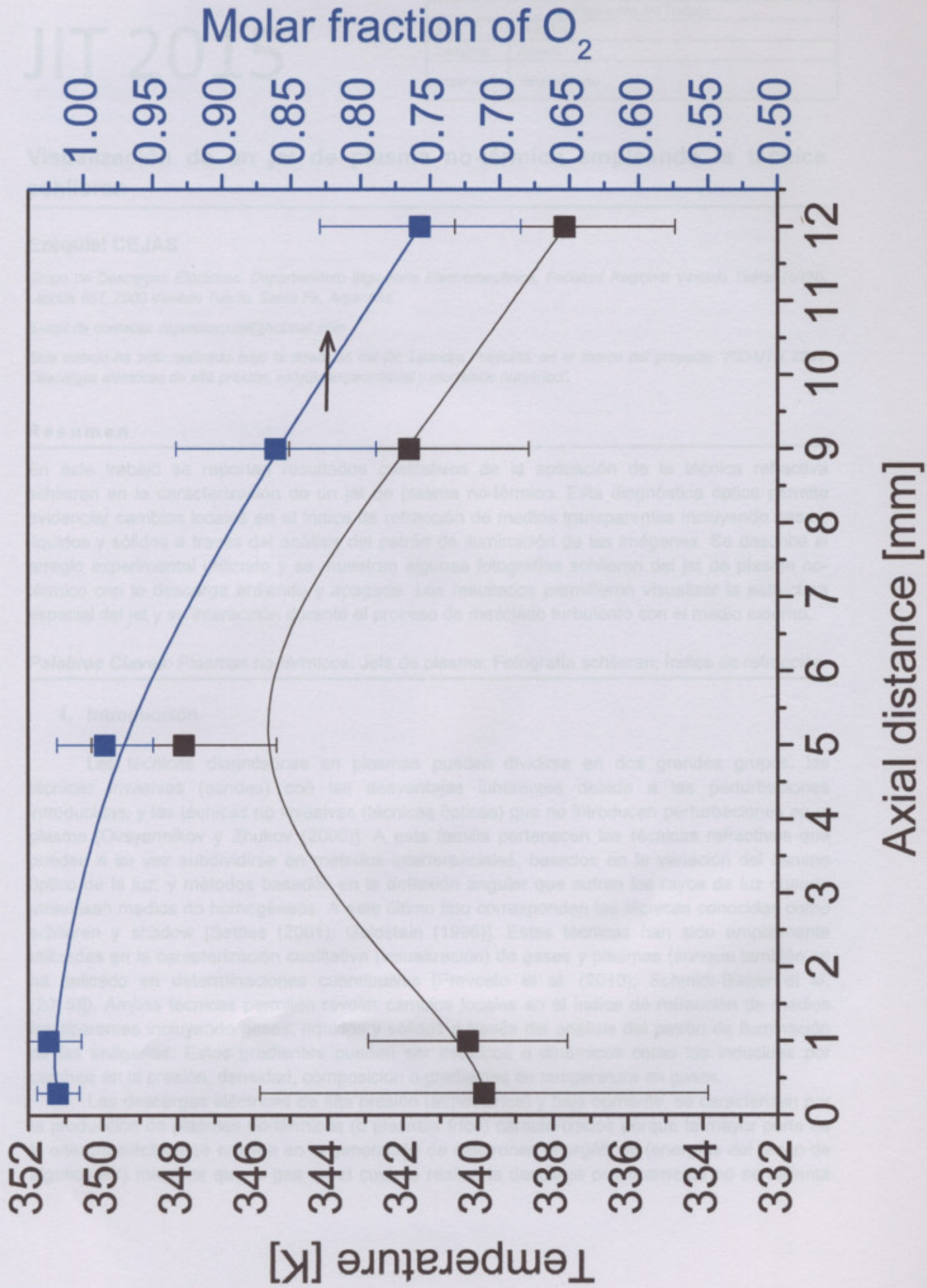
Radial distance [mm]











Identificación del Trabajo	
Área:	Materiales
Categoría:	Alumno
Regional:	Venado Tuerto

Visualización de un jet de plasma no-térmico empleando la técnica schlieren

Ezequiel CEJAS

Grupo de Descargas Eléctricas, Departamento Ingeniería Electromecánica, Facultad Regional Venado Tuerto (UTN), Laprida 651, 2600 Venado Tuerto, Santa Fe, Argentina

E-mail de contacto: cejasezequiel@hotmail.com

Este trabajo ha sido realizado bajo la dirección del Dr. Leandro Prevosto, en el marco del proyecto "PID-UTN 2264: Descargas eléctricas de alta presión: estudio experimental y modelado numérico".

Resumen

En este trabajo se reportan resultados cualitativos de la aplicación de la técnica refractiva schlieren en la caracterización de un jet de plasma no-térmico. Esta diagnóstica óptica permite evidenciar cambios locales en el índice de refracción de medios transparentes incluyendo gases, líquidos y sólidos a través del análisis del patrón de iluminación de las imágenes. Se describe el arreglo experimental utilizado y se muestran algunas fotografías schlieren del jet de plasma no-térmico con la descarga ardiendo y apagada. Los resultados permitieron visualizar la estructura espacial del jet y su interacción durante el proceso de mezclado turbulento con el medio externo.

Palabras Claves: Plasmas no-térmicos; Jets de plasma; Fotografía schlieren; Índice de refracción

1. Introducción.

Las técnicas diagnósticas en plasmas pueden dividirse en dos grandes grupos: las técnicas invasivas (sondas) con las desventajas inherentes debido a las perturbaciones introducidas; y las técnicas no invasivas (técnicas ópticas) que no introducen perturbaciones en el plasma [Ovsyannikov y Zhukov (2000)]. A esta familia pertenecen las técnicas refractivas que pueden a su vez subdividirse en métodos interferenciales, basados en la variación del camino óptico de la luz; y métodos basados en la deflexión angular que sufren los rayos de luz cuando atraviesan medios no homogéneos. A este último tipo corresponden las técnicas conocidas como schlieren y shadow [Settles (2001); Goldstein (1996)]. Estas técnicas han sido ampliamente utilizadas en la caracterización cualitativa (visualización) de gases y plasmas (aunque también se ha aplicado en determinaciones cuantitativas [Prevosto et al. (2010); Schmidt-Bleker et al. (2015)]). Ambas técnicas permiten revelar cambios locales en el índice de refracción de medios transparentes incluyendo gases, líquidos y sólidos a través del análisis del patrón de iluminación de las imágenes. Estos gradientes pueden ser estáticos o dinámicos como los inducidos por cambios en la presión, densidad, composición o gradientes de temperatura en gases.

Las descargas eléctricas de alta presión (atmosférica) y baja corriente, se caracterizan por la producción de plasmas no-térmicos (o plasmas fríos) caracterizados porque la mayor parte de la energía eléctrica se emplea en la generación de electrones energéticos (energías del orden de algunos eV) mientras que el gas en el cual se realiza la descarga prácticamente no se calienta

debido a que el grado de ionización es muy bajo [Fridman et al. (2005)] Un interesante tipo de descarga de baja potencia es la llamada jet de plasma no-térmico. Esta descarga se produce entre dos electrodos enfrentados (aplicando tensión cuasi-estacionaria, o tensión de radiofrecuencia) pero limitando la corriente de descarga hasta valores inferiores a 1 A. A su vez, se aplica transversalmente a la dirección de la descarga un elevado flujo de gas neutro que arrastra los productos de la descarga fuera de la región entre los electrodos, en la misma forma que se hace en los sopletes (o antorchas) de plasma de alta corriente. Esta geometría permite generar un chorro de plasma fuertemente direccional, y cuya temperatura decrece muy rápidamente al alejarse de los electrodos [Graves (2014)].

En este trabajo se reportan resultados cualitativos de la aplicación de la técnica refractiva schlieren en la visualización de un jet de plasma no-térmico. El arreglo experimental empleado se describe en la sección 2. Los resultados y una discusión cualitativa de los mismos se presentan en la sección 3. La sección 4 resume los resultados de este trabajo.

2. Diagnóstica schlieren

2.1 Teoría

Consideremos el eje z de una terna diestra x, y, z en la dirección de un rayo de luz aproximándose a través de una zona homogénea a la región perturbada con simetría plano-paralela en función de x, y . Puede ser demostrado que las inhomogeneidades en el plano x, y refractan o curvan los rayos en proporción a los gradientes del índice de refracción (n). La curvatura resultante está dada por [Settles (2001)]

$$\frac{\partial \varepsilon_x}{\partial z} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x}, \quad \frac{\partial \varepsilon_y}{\partial z} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y}, \quad (1)$$

donde $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ son las componentes angulares de la deflexión del rayo en las direcciones x e y , respectivamente. Una vez integradas las expresiones (1) se tiene

$$\varepsilon_x = \int \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz, \quad \varepsilon_y = \int \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz, \quad (2)$$

que indican que los rayos de luz se desvían hacia las regiones de mayor índice de refracción. En el caso 2-D tratado, aproximando n por n_∞ en el denominador de (2) (el índice de refracción del medio que rodea a la región perturbada no es muy distinto del correspondiente a la región perturbada) y siendo L la longitud en z de esta región, las expresiones (2) se escriben como

$$\varepsilon_x \approx \frac{L}{n_\infty} \frac{\partial n}{\partial x}, \quad \varepsilon_y \approx \frac{L}{n_\infty} \frac{\partial n}{\partial y}. \quad (3)$$

Las expresiones (3) proveen la base matemática de la técnica óptica schlieren. En la figura 1 se muestra un esquema de un montaje schlieren con lentes, mostrando dos rayos desviados del eje óptico por las variaciones locales del índice de refracción del objeto transparente de estudio. El rayo desviado hacia arriba aumenta la luminosidad por sobre el nivel original del punto donde incide, mientras que el rayo desviado hacia abajo es bloqueado por una lámina delgada y opaca (usualmente el borde afilado de una hoja de afeitar) ubicada en el plano focal de la lente que colecta el haz colimado proveniente de la región de estudio. Esto causa un punto oscuro donde antes había luz. De esta manera el gradiente vertical del índice de refracción del objeto en la región de estudio es convertido en una diferencia de intensidad luminosa en la pantalla (ubicada en un plano conjugado del plano objeto). Un objeto puede refractar rayos de luz en muchas direcciones, solamente una dirección será bloqueada por la hoja (en función de su orientación) causando un patrón sensible al gradiente de n en dicha dirección. Esto significa que si la dirección del filo de la hoja es horizontal (como en la figura 1) únicamente podrán detectarse gradientes verticales. Los gradientes horizontales desvían a los rayos paralelamente al borde de la hoja y no transversalmente, no variando el patrón de iluminación en la pantalla. Un objeto con gradientes puramente horizontales permanece invisible en la configuración de la figura 1. En resumen, la técnica schlieren es sensible a las derivadas espaciales primeras (gradientes) del índice de refracción en medios transparentes.

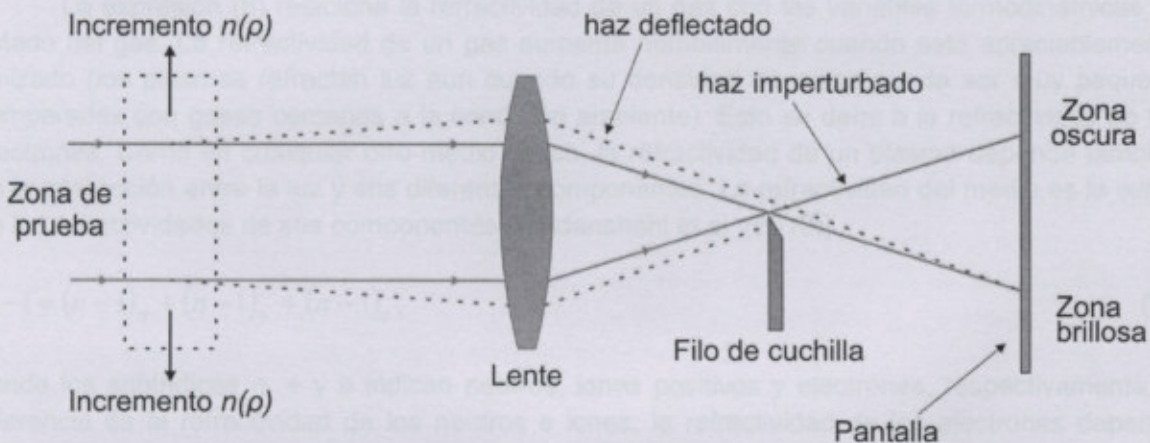


Figura 1: Esquema de la deflexión de los rayos de luz en la técnica schlieren con lentes.

En gases no ionizados existe una relación lineal entre la refractividad ($n - 1$) del gas y la densidad del medio ρ [Settles, (2001)]

$$n - 1 = k \rho, \quad (4)$$

donde k es el coeficiente de Gladstone-Dale ($\approx 2.3 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$ para aire bajo condiciones standard y luz visible [Settles, (2001); Goldstein (1996)]). Para otros gases este coeficiente varía entre 1 a $15 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$ y por lo tanto el índice de refracción de los gases comunes varía únicamente de la unidad (por definición el índice de refracción del vacío) en el tercero o cuarto decimal. Además, de (4) se ve fácilmente que n depende suavemente de la densidad. Una variación de dos órdenes de magnitud en la densidad produce cambios únicamente del orden del

1 % en n . Esto impone condiciones en cuanto a la sensibilidad del sistema óptico requerido para evaluar pequeñas variaciones de densidad en un gas. La refractividad de un gas, además de depender de la composición del gas, de su temperatura y densidad, depende a través del coeficiente de Gladstone-Dale de la longitud de onda de la luz (λ). Este comportamiento se debe a que la polarización de los neutros del gas en respuesta al campo electromagnético de la onda depende de λ (aunque tal dependencia es muy suave [Settles, (2001)]).

En muchos casos la temperatura, presión y densidad de un gas pueden relacionarse a través de la ecuación de estado de un gas ideal [Schmidt-Bleker et al. (2015)]

$$\frac{P}{\rho} = R_g T, \tag{5}$$

donde p es la presión y R_g es la constante particular del gas. Luego reemplazando (5) en (4) se tiene

$$n - 1 = \frac{k}{R_g} \frac{p}{T}. \tag{6}$$

La expresión (6) relaciona la refractividad de un gas con las variables termodinámicas de estado del gas. La refractividad de un gas aumenta notablemente cuando está apreciablemente ionizado (los plasmas refractan luz aun cuando su densidad de masa pueda ser muy pequeña comparadas con gases cercanos a la condición ambiente). Esto se debe a la refractividad de los electrones. Como en cualquier otro medio óptico, la refractividad de un plasma depende también de la interacción entre la luz y sus diferentes componentes. La refractividad del medio es la suma de las refractividades de sus componentes [Meidanshahi et al. (2013)]

$$n - 1 = (n - 1)_n + (n - 1)_+ + (n - 1)_e, \tag{7}$$

donde los subíndices n , $+$ y e indican neutros, iones positivos y electrones, respectivamente. A diferencia de la refractividad de los neutros e iones, la refractividad de los electrones depende fuertemente de la longitud de onda de la luz ($\propto \lambda^{-2}$ [Meidanshahi et al. (2013)]). En plasmas no-térmicos debido al bajo grado de ionización la contribución de las partículas cargadas puede despreciarse comparada con la de los neutros y la expresión (6) resulta válida [Schmidt-Bleker et al. (2015)].

3. Arreglo experimental.

3.1. Jet de plasma no-térmico

La figura 2 muestra una fotografía del jet de plasma no-térmico. Puede observarse el dedo del autor en contacto con el plasma que demuestra que el jet puede ser tocado sin recibir daños. La tobera a través de la cual emerge el jet de plasma posee 1 mm de diámetro. Se utilizó N_2 como gas formador de plasma con un caudal de 20 NI/min. La descarga se inicia y sostiene con un transformador de alto voltaje (15000 V, 50 Hz) y alta impedancia de dispersión (del orden de 100

k Ω) que puede ser regulada a través de un shunt magnético. El transformador fue alimentado con un auto-transformador variable de modo de regular la corriente de la descarga entre 70–200 mA. La longitud visible del jet fue de 10–20 mm dependiendo de las condiciones de operación.

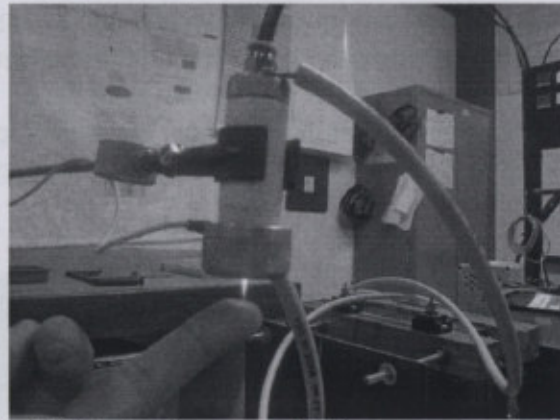


Figura 2. Fotografía del jet de plasma no-térmico en contacto con el dedo del autor.

3.2 Sistema óptico

La figura 3 muestra el montaje óptico empleado en la técnica schlieren. Como fuente puntual de luz se empleó un LED blanco (con una longitud de onda dominante $\lambda \sim 480$ nm) de 7 W ubicado detrás de un iris de 1 mm de diámetro. El plano del iris se encontraba en el punto focal de la lente 1 (longitud focal $f_1 = 500$ mm) para crear un haz paralelo en la región de prueba. El haz paralelo fue enfocado por una segunda lente (lente 2, con una longitud focal $f_2 = 1333$ mm). En el foco de esta segunda lente se ubicó una hoja de afeitar montada sobre un sistema micrométrico que permitía regular su posición con precisión. La hoja de afeitar fue ubicada con su filo cortando verticalmente para visualizar la componente en la dirección x del gradiente de refracción del jet. En todos los casos el porcentaje de corte fue de un 50 % [Settles (2001)]. La imagen del jet fue proyectada sobre una pantalla y las imágenes registradas con un sensor CCD (Charge-Coupled Device) de 640 x 480 pixeles empleando un tiempo de exposición de 400 ms.

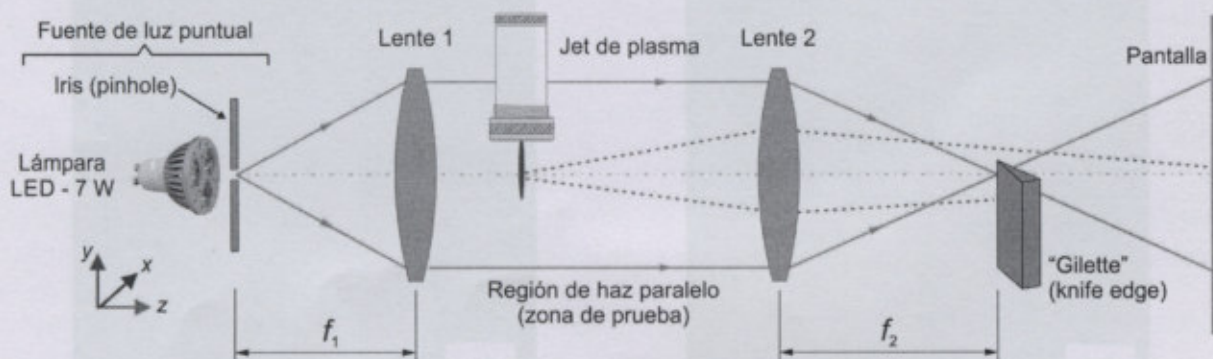


Figura 3. Esquema del sistema óptico empleado en el montaje de la diagnóstica schlieren.

4. Resultados y discusión.

La figura 4 muestra dos imágenes schlieren del jet con la descarga eléctrica apagada. En la figura 4 a) el jet se orientó verticalmente mientras que en la figura 4 b) fue girado 90 grados para orientarlo horizontalmente. En ambas imágenes se observa la estructura típica de un jet supersónico sub-expandido. Se usó una relación $p_0/p_a = 4$ (donde p_0 es la presión en la entrada de la tobera y p_a es la presión atmosférica) que resulta superior a la relación crítica de presiones para una tobera operando con gases moleculares ($= 1.8929$). En particular la fotografía 4 a) evidencia la componente radial del gradiente del índice de refracción mientras que la fotografía 4 b) indica la componente axial. Las regiones oscuras indican zonas de baja presión mientras que las brillantes zonas de compresión.

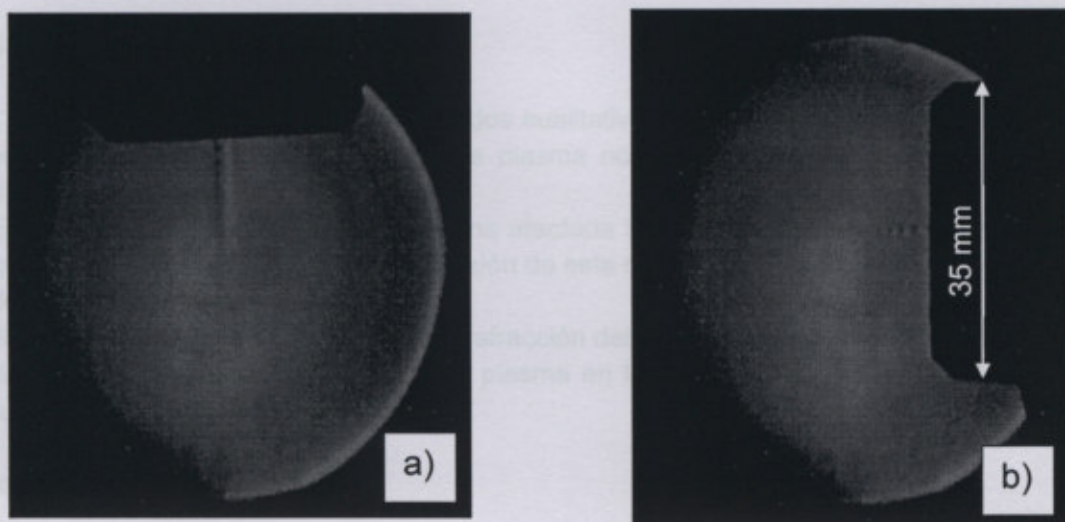


Figura 4. Fotografías schlieren del jet con la descarga apagada donde se visualizan la componente radial a) y axial b) del índice de refracción del gas.

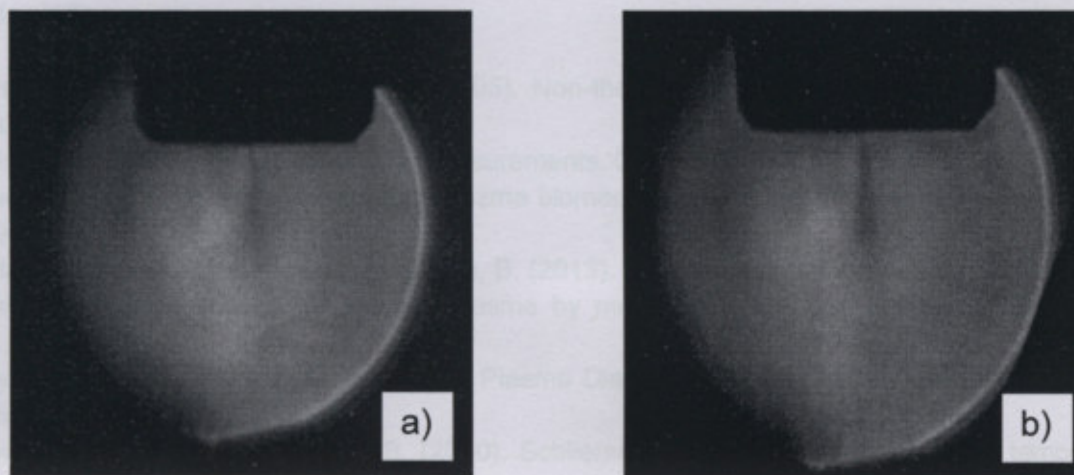


Figura 5. Fotografías schlieren del jet de plasma para una corriente de 90 mA a) y 130 mA, b).

La figura 5 muestra fotografías schlieren del jet de plasma. En la figura 5 a) la corriente de la descarga fue de 90 mA mientras que en la figura 5 b) fue de 130 mA. La relación de presiones usada fue $p_0/p_a = 1.3$. Las dos imágenes permiten visualizar la componente radial del índice de refracción del plasma (dirección x en la figura 3). El patrón de iluminación indica una zona afectada térmicamente sensiblemente más extensa que la región luminosa del jet. Resulta evidente un gradiente del índice de refracción del plasma apuntando hacia radios crecientes debido al proceso de enfriamiento del plasma en los bordes del jet por difusión y mezclado turbulento con el aire ambiente. Se observa además que el patrón mencionado resulta más extenso en la figura 5 b) indicando naturalmente que la temperatura del gas aumenta con el crecimiento de la corriente de la descarga.

5. Conclusiones.

En este trabajo se reportan resultados cualitativos de la aplicación de la técnica refractiva schlieren en la visualización de un jet de plasma no-térmico. El análisis de las imágenes ha mostrado que:

- (1) El patrón de iluminación indica una zona afectada térmicamente, sensiblemente más extensa que la región luminosa de jet. La extensión de esta región crece con el aumento de la corriente de la descarga.
- (2) Se observa un gradiente del índice de refracción del plasma apuntando hacia radios crecientes debido al proceso de enfriamiento del plasma en los bordes del jet por difusión y mezclado turbulento con el aire ambiente.

Reconocimientos.

Este trabajo fue realizado gracias al apoyo de la Universidad Tecnológica Nacional a través del PID-UTN 2264, del CONICET a través del PIP 11220120100453 y del CIN por medio de las becas EVC.

Bibliografía.

- Fridman, A., Chirokov, A., Gutsol, A. (2005). Non-thermal atmospheric pressure discharges. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 38, R1-R24.
- Goldstein, R. (1996). *Fluid Mechanics Measurements*. CRC Press
- Graves, D. B. (2014). Low temperatura plasma biomedicine: A tutorial review. *Phys. Plasmas*, 21, 080901.
- Meidanshahi, F. S., Madanipour, K., Shokri, B. (2013). Measurement of temperature and electrons density distribution of atmospheric arc plasma by moire' deflectometry technique. *Opt. Lasers Eng.*, 51, 382-387.
- Ovsyannikov, A. A., Zhukov M. F. (2000). *Plasma Diagnostics*. Cambridge: International Science Publishing.
- Prevosto, L., Kelly, H., Mancinelli, B. (2010). Schlieren technique applied to the arc temperature measurement in a high energy density cutting torch. *J. Appl. Phys.*, 107, 023304.

Schmidt-Bleker, A., Reuter, S., Weltmann K. D. (2015). Quantitative schlieren diagnostics for the determination of ambient species density, gas temperature and calorimetric power of cold atmospheric plasma jets. *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, 48, 175202.

Settles, G. (2001). *Schlieren and Shadowgraph Techniques*. New York: Springer.