



Caracterización de X-pinches de cobre y su aplicación como fuente de rayos X para deflectometría Talbot-Lau.

Autor: Milenko Vescovi

Profesor Guía: Dr. Felipe Veloso

Correctores:

Dr. Mario Favre

Dr. Julio Valenzuela

Abril 2020

Tesis para optar al grado de magíster en física

Agradecimientos

La realización de esta tesis hubiese sido imposible sin la ayuda de muchas personas. En primer lugar agradezco a quienes contribuyeron directamente a este trabajo: el equipo de Llampüdkeñ, actualmente repartido en distintas latitudes y rubros. Muchas gracias a Gonzalo y Vicente por ser colegas, mentores y amigos desde mi llegada al lab años atrás hasta ahora, a Wilmer por su ayuda y muy buena disposición y a la Fran por toda la ayuda, apoyo y sobre todo por su entusiasmo. Muchas gracias a mi profesor guía, Felipe Veloso, no solo por su ayuda y consejos relativos al trabajo en el laboratorio, sino también por su cercanía, disponibilidad y comprensión, características no siempre fáciles de encontrar en un profesor tutor. Agradezco enormemente a Julio, porque posiblemente sin su ayuda las curvas de corriente en este informe serían bastante más acotadas (o no serían), su ayuda fue esencial para varios aspectos de este trabajo. Gracias a Pía, por dar pie a esta colaboración, su apoyo, entusiasmo y las enormes oportunidades que me ha dado. Las conversaciones con los profesores Wyndham y Favre, además de sus clases, fueron de gran importancia para completar esta tesis. Este trabajo debe mucho también al equipo entero del laboratorio de plasma: David, Juan y Camilo (los CTM), la Sra Cecilia; siempre disponibles y atentos para ayudar, o tirar la talla, según fuese necesario. Gracias también a mis amigos dentro del laboratorio, Pavel y Pancho, su compañerismo hizo mucho más llevadero todo esto y contribuyeron también por medio de numerosas conversaciones y consejos.

Gracias a mis amigos de la universidad, Alejandro, Jara, Esteban, Cristian, Carlos, Pollo, Ari y un largo etc, por el constante apoyo y kilombo. Muchas gracias a mis amigos de siempre, los welis y a las polillas, por su incondicionalidad. Agradezco obviamente a mi familia por soportarme y apoyarme todo este tiempo.

Durante la realización de este proyecto no solo tuve que lidiar con los contratiempos típicos y esperables de la física experimental, sino que en el último periodo el país se vio envuelto en un proceso socio político sin precedentes, para posteriormente verse involucrado en una pandemia global sin precedentes. Estas condiciones obviamente alteraron la normalidad y el flujo de trabajo, lo que hace aún más valioso todo el apoyo de la gente mencionada.

Resumen

Se caracterizó espacial, temporal y espectralmente la emisión de rayos X proveniente de un X-pinch de 4 alambres de cobre de $25\mu\text{m}$ de diámetro en el generador Llampüdkeñ, con el fin de evaluar su uso como backlighter para deflectometría moiré-Talbot Lau. Se midió una fuente central de $50 - 150\mu\text{m}$, con emisión significativa en el rango $< 5\text{keV}$. Por medio de un espectrómetro especialmente diseñado y construido para este trabajo, se determinó que la radiación en esta región corresponde principalmente a emisión continua. La fuente central, asociada al hotspot, tiene una menor emisión en el rango cercano a 8keV , correspondiente a emisión satélite K de iones tipo Li. En este rango de energías y en rayos X duros, la emisión dominante proviene del plasma $\sim 300 - 400\mu\text{m}$ sobre la fuente central, hacia el ánodo. Desde esta región se detectaron fuentes de tamaño milimétrico, posteriores a la emisión central y asociadas a haces de electrones acelerados a través del gap formado tras la primera emisión. Se midió emisión cercana a $8 - 8.3\text{keV}$ proveniente de una región de tamaño extendido en el espectrómetro, además de un intenso continuo en energías $> 9\text{keV}$. Se usó un deflectómetro Talbot-Lau de orden 1, optimizado para 8keV a $5 - 6\text{cm}$ del plasma, con un objeto de fase de prueba (placa de Be). Usando el X-pinch como fuente se obtuvieron patrones de franjas que permitieron estimar la densidad de la placa con una diferencia porcentual menor al 13% . Se observa un contraste disminuido en los patrones moiré ($< 18\%$), posiblemente asociado a la emisión en un amplio espectro proveniente de las fuentes de mayor tamaño en el X-pinch. Se observó depósito de material, ruptura y curvatura en los filtros protectores del deflectómetro, lo que en general no afectó la toma de datos. No se observan efectos de campo magnético ni temperatura que afecten la formación del patrón final. Según los resultados, el X-pinch es una fuente útil para deflectometría Talbot-Lau en experimentos de potencia pulsada. Sin embargo es necesario optimizar el arreglo en cuanto a masa y material de los alambres, con el fin de asegurar resoluciones temporales y espaciales apropiadas para este tipo de experimentos.

Parte de los resultados de este trabajo se encuentra en proceso de publicación[1].

Índice

1. Introducción	1
1.1. X-pinch	1
1.2. Talbot-Lau	3
2. Montaje y diagnósticos	6
2.1. Generador Llampüdkeñ	6
2.2. Cámara MCP	7
2.3. Cámara Slit-Wire	9
2.4. Diodos con filtros Ross-Pair	12
2.5. Deflectómetro Talbot-Lau	14
3. Espectrómetro	20
3.1. Diseño de espectrómetro	20
3.2. Calibración	22
3.3. Montaje	25
4. Resultados y análisis	27
4.1. Diodos	27
4.2. Cámara slit wire y pinhole tiempo integrado	33
4.3. MCP	37
4.4. Espectrómetro	41
4.5. Talbot-Lau	47
5. Conclusiones y trabajo futuro	53
5.1. Conclusiones	53
5.2. Trabajo futuro	55
5.2.1. Talbot-Lau	55
5.2.2. Diagnósticos	60
Referencias	62

Índice de figuras

1.1.	Radiografías del proceso de colapso de un X-pinch de Mo, tomadas usando la emisión de rayos X proveniente de un segundo X-pinch. Los números sobre cada cuadro representan el tiempo de la imagen, siendo $t = 0$ el tiempo de colapso del arreglo radiografiado.[11]	1
1.2.	(a) Radiografía de un alambre ($25\mu\text{m}$ Ti) sometido a la corriente del generador de potencia pulsada GVP [14].La radiografía fue tomada usando como fuente un X-pinch de Mo en el generador BIN. (b) Radiografía de un abejorro chileno (<i>Bombus dahlbomii</i>) obtenida usando un X-pinch de $4 \times 25\mu\text{m}$ de Cu como fuente en el generador Llampüdkeñ.	2
1.3.	Imagen radiográfica de atenuación de un dedo humano (a). En (b), imagen del mismo objeto obtenida usando un interferómetro Talbot-Lau, basado en DPC [21]	4
2.1.	Diagrama de líneas de transmisión de Llampüdkeñ. Las líneas de transmisión se representan como TL . SW representa un spark gap, y Z_p es la carga (X-pinch en este caso)[34].	6
2.2.	Foto de arreglo X-pinch de 4 alambres de cobre, de $25\mu\text{m}$ de diámetro cada uno, entre los electrodos de Llampüdkeñ.	7
2.3.	A la izquierda de la figura, se muestra la placa soporte del sistema de 4 pares de aperturas. Cada par se proyecta en el detector MCP, formando una imagen, como se ve a la derecha. La cámara MCP usada tiene 4 cuadrantes independientes, gatillados a tiempos distintos (T_1, T_2, T_3 y T_4), en la figura separados por líneas discontinuas. La imagen en la figura corresponde a un X-pinch de aluminio.	8
2.4.	Esquema de principio de funcionamiento de slit-wire, en el caso en que el diámetro del alambre es mayor al tamaño de la fuente s . La penumbra δ observada en el perfil obtenido en el film (a la izquierda en la imagen), se relaciona con el tamaño de fuente a través de la ec.2.4.	10
2.5.	Filtros utilizados a través de rendija de cámara slit wire. Por medio de filtros de transmisión similar en la región cercana a 8keV se busca estudiar alguna diferencia notoria en la fuente que emite en este rango de energías. Adicionalmente el uso de titanio permite observar fuentes de menor energía (2keV - 5keV).	11
2.6.	Set de filtros usados en los diodos AXUV, en configuración Ross-Pair.	13
2.7.	Imagen de patrón moiré obtenido usando una esfera de PMMA como objeto de fase (a). En (b), se muestra el mapeo correspondiente al corrimiento de franjas. En (c) la imagen de atenuación del objeto obtenida a partir de (a). En (d) una imagen puramente radiográfica [27].	17
2.8.	Esquema de funcionamiento de deflectómetro Talbot-Lau [24].	18
2.9.	Curva de contraste del patrón moiré para el deflectómetro usado, en conjunto con líneas de emisión de Cu [30].	18

3.1.	Esquema del espectrometro diseñado y construido en esta tesis. (a) y (b) muestran el ensamblaje de las distintas partes, mostrando en color azul la curvatura que soporta el cristal de mica. (a). Tapa del espectrometro colocada junto a éste. (b) Vista esquematica. La flecha roja indica la apertura para entrada de fotones. (c) Medidas relevantes del equipo, con trazado de rayos para fotones de 0.76keV y 5 keV.	21
3.2.	Esquema del cálculo usado para obtener la relación entre la posición de las líneas en el film y la energía de la radiación asociada.	23
3.3.	Resultado de calibración del espectrómetro por medio de cálculo geométrico (azul) y ajuste polinomial de grado 5 (rojo). Sobre el gráfico, escalado de acuerdo al eje x, uno de los espectros obtenidos usando un x-pinch de cobre. Tanto en el gráfico como en la película, $x = 0$ corresponde al inicio del film desde el extremo de bajas energías (ver figura 3.1c). Las flechas rojas indican la energía de un grupo de líneas en el espectro superior. Estas corresponderían a líneas de la serie K de cobre altamente ionizado (Li, He like) cercanas a 8.3 – 8.4keV reflejadas en el tercer orden del cristal.	24
3.4.	Curva de posición en film en función de energía de fotones, obtenida por medio del cálculo geométrico, en conjunto con la transmisión de los filtros usados en el espectrómetro.	25
3.5.	Fotos del espectrómetro (sin parte superior) montado en la cámara de vacío. La flecha en (a) indica la posición del X-pinch (en estas fotos los electrodos del generador están desmontados). En (b) se distingue el cristal curvo dentro del espectrómetro. La base del espectrómetro tiene perforaciones coincidentes con las de la Rogowski principal, fija en la cámara, lo que permite fijar también el instrumento y así mantener invariante su posición y orientación con respecto al plasma en cada descarga.	26
4.1.	Corriente a la que se produce el primer pulso y energías medidas por set de diodos Ross Pair en cada descarga (considerando todos los pulsos). Las barras de error en el caso de la estimación de energía por diodos corresponden a la propagación del error en la calibración cruzada, junto con el error por considerar un promedio de la transmisión del filtro para cada par de diodos y el error asociado a usar un promedio en la sensibilidad del diodo.	27
4.2.	Corriente y emisión registrada por set de diodos con filtros Ross-Pair. El pulso inicial ocurre en este caso a 140kA. Los pulsos tienen anchos de 2 – 5ns FWHM. Las señales fueron corregidas de acuerdo a la calibración cruzada de este set de diodos (descarga 11 en fig.4.1).	28
4.3.	Derivada de corriente y señal de diodo AXUV con filtro de níquel. Se observa coincidencia en los primeros pulsos entre la emisión y caídas en dI/dt . Hay emisión tardía, a ~ 360 ns, menos intensa y que no parece coincidir con bajas en la tasa de corriente (descarga 13 en fig.4.1).	29

4.4. Señal de diodos AXUV filtrado con Ni junto con señal de PCD para la misma descarga. Se observa una diferencia en las intensidades relativas entre los primeros pulsos y los siguientes entre ambos detectores (descarga 24 en fig.4.1).	30
4.5. Gráfico de sensibilidad normalizada a la sensibilidad plana característica de cada diodo [41, 44].	31
4.6. Resultados de cámara slit wire para dos descargas distintas. Los perfiles son los obtenidos comunmente en las distintas descargas, reflejando la presencia de una fuente reducida bajo una fuente de mayor tamaño. La imagen a corresponde a la misma descarga en que se obtuvieron los resultados en la figura 4.2, y es previo a la implementación del alambre de $125\mu\text{m}$ en slit wire. Subfiguras a y b corresponden a descargas 11 y 13 en figura 4.1. (c) muestra lineouts del alambre de $750\mu\text{m}$ tras los filtros de cobre y titanio en la imagen (a). En las tres imágenes el ánodo del generador se ubica hacia arriba.	33
4.7. Resultados de cámara pinhole (a) y slit wire (b y c) para una misma descarga. Estas imágenes corresponden a la descarga de la figura 4.4. En a se ve la imagen formada tras los 4 filtros de la cámara pinhole, mostrando las distintas fuentes presentes en el X-pinch: hotspot central y emisiones desde alambres, jet y ánodo del generador producto de la aceleración de electrones en el diode gap. En b es posible identificar estas mismas estructuras, teniendo resolución 1D a lo largo del eje del arreglo. En ambos diagnósticos se observan dos fuentes centrales similares, que en la figura son señaladas con flechas rojas. En c se muestra un zoom de las proyecciones de slit producto de estas dos fuentes, para los filtros de titanio y cobre usados en slit wire. Estos resultados correponden a la descarga 24 en 4.1.	34
4.8. Imagen obtenida con cámara pinhole. Se observa la emisión desde el centro, distinguible tras el filtro de Cu y Ti, y como una columna central en el caso del filtro de Al. En el filtro de molibdeno, con menor transmisión para rayos X blandos, no se distingue el hotspot central, siendo la emisión más intensa la correspondiente al ánodo del diode gap. Imagen de descarga 21 en 4.1.	35
4.9. Secuencia de implosión y formación de gap central de un x-pinch de cobre. Las imágenes corresponden al pinhole de $60\mu\text{m}$. Debido a problemas con la adquisición de datos en osciloscopios en esta descarga en particular, no se cuenta con el tiempo relativo a emisión de pulsos o corriente en este caso. 37	37
4.10. Secuencia de implosión de la columna central del X-pinch. En el gráfico inferior se muestra la corriente y la traza del PCD. Las líneas semicontinuas corresponden a cada tiempo de la cámara MCP, separado 15ns cada uno. Las imágenes corresponden a un pinhole de $60\mu\text{m}$, en la descarga 21 de la figura 4.1.	38

- 4.11. En (a) se muestra la emisión captada por los diodos Ross Pair de Ni y Fe en esta descarga. Las líneas semi continuas corresponden al primer y cuarto cuadro captado por la cámara MCP, estas son las imágenes en (b), donde se muestran ambos pinholes en cada tiempo ($150\mu\text{m}$ y $60\mu\text{m}$, de izquierda a derecha). La descarga corresponde al número 9 en la figura 4.1 39
- 4.12. Espectro tomado en una de las descargas (a). Se observa emisión principalmente de CuXVII acompañada de un intenso fondo continuo que domina en el rango $< 2\text{keV}$. En b se muestra el espectro luego de considerar el cálculo geométrico usado para calibrar (curva azul) en conjunto con una simulación de una fuente de $100\mu\text{m}$ con temperatura electrónica de 850eV y densidad iónica de 10^{22}cm^{-3} (curva naranja). La simulación en b tiene considerado el filtrado de la película ($5\mu\text{m}$ Al) y los distintos órdenes de la mica. En c se muestra el espectro simulado, sin considerar órdenes ni filtrado. El espectro corresponde a la descarga 25 en 4.1. 42
- 4.13. Uno de los espectros en los que se observa emisión probablemente proveniente de regiones alejadas del centro del arreglo, de mayor tamaño que el pinch, y energías cercanas a 8keV (señaladas en orden 3 y 5 de mica por flechas rojas). 45
- 4.14. Distintos patrones moirés obtenidos durante este trabajo. El primero es el único que corresponde a un deflectómetro distinto, obteniendo un periodo de franjas diferente al resto. Los patrones c, d y e corresponden a las descargas 8, 9 y 10 respectivamente, de la figura 4.1. 47
- 4.15. (a) Simulación de espectro de emisión que se ajusta a los espectros obtenidos (ver sección anterior), atenuada por los filtros usados en el deflectómetro Talbot-Lau, considerando además la atenuación tras atravesar el objeto de berilio (a través de 6mm , dados por la orientación de la placa). En verde, el contraste predicho para el espectrómetro usando fuentes de rayos X de distinta energía[29]. (b) muestra en mayor detalle el rango energético de mayor intensidad en el mismo espectro (considerando los mismos filtros que en (a)), principalmente emisión tipo K de Li-like Cu. 48
- 4.16. (a) Esquema de la refracción experimentada por los rayos X al atravesar el objeto de prueba y su efecto en el patrón de franjas moiré. En (b) y (c) se muestra un par de resultados obtenidos en distintas descargas, con líneas amarillas indicando el corrimiento de las franjas. Junto a cada patrón de franjas, se muestra un lineout de la imagen original [1], en (b) además se indica el corrimiento utilizado para medir la densidad. 50
- 4.17. Patrón moiré (figura 4.14.a) magnificado, en rojo se indican los distintos patrones presentes: moiré, proyección de red G2 e imperfecciones de G0. . 51
- 4.18. Filtros de aluminio tras ser usados entre G0 y el plasma. Se ve material depositado y curvatura (b, e) y destrucción ocasional (c y f) [1]. 52
- 5.1. Resultados de espectros resueltos espacialmente con un espectrómetro de mica curvada esféricamente. Se observa que el continuo domina la región central del arreglo, mientras que las líneas de emisión se presentan como fuentes de mayor tamaño. 57

-
- 5.2. Esquema (end on) de un posible montaje del deflectómetro Talbot-Lau dentro de la cámara de vacío de Llampudken (representada por el 1/4 de circunferencia), usando un plasma con la corriente del retorno del generador. En la figura se detallan las posiciones de las redes del deflectómetro G0, G1 y G2, con respecto al X-pinch central. 59

1. Introducción

1.1. X-pinch

El X-pinch es un tipo particular de Z-pinch, en el cual dos o más alambres se montan cruzados entre los electrodos de un generador de potencia pulsada, de forma tal que forman una X entrando en contacto en un único punto intermedio entre cátodo y ánodo. Al hacer circular corrientes con valores desde 0.1MA hasta decenas de MA, el calentamiento resistivo produce un plasma coronal alrededor de los alambres. Adicionalmente, la corriente genera un campo magnético que afecta la dinámica del plasma. Lejos del centro del arreglo, el campo magnético individual de cada alambre domina la dinámica, mientras que hacia el punto de cruce el campo global es el relevante [2–5]. Esto se traduce en confinamiento y compresión del plasma en el eje central del arreglo. En el punto de cruce, por donde pasa toda la corriente del generador, el campo es máximo y la compresión forma una columna central de plasma, un mini Z-pinch (Fig.1.1). Esta columna central alcanza altos valores de densidad y temperatura ($N_i \sim 10^{23}\text{cm}^{-3}$, $T_e > 1\text{keV}$) en muy poco tiempo gracias a la rápida compresión y, al colapsar radiativamente sobre su eje, emite pulsos de rayos X térmicos con duraciones de nanosegundos o menos y tamaños micrométricos.[2–11]

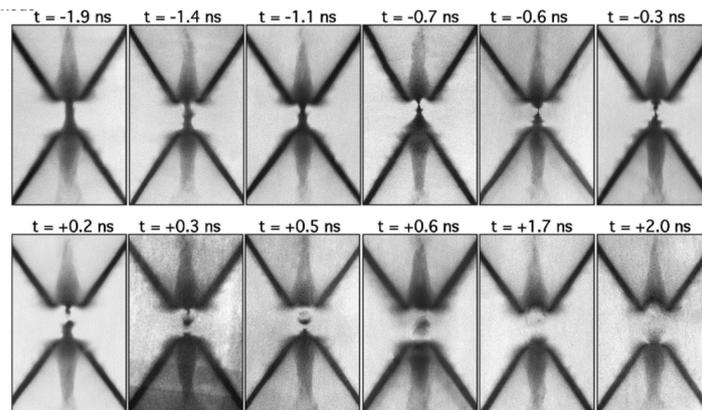


Figura 1.1: Radiografías del proceso de colapso de un X-pinch de Mo, tomadas usando la emisión de rayos X proveniente de un segundo X-pinch. Los números sobre cada cuadro representan el tiempo de la imagen, siendo $t = 0$ el tiempo de colapso del arreglo radiografiado.[11]

Esta configuración de arreglo de alambres en forma de X ha sido extensivamente

estudiada, no solo por los parámetros extremos alcanzados en el plasma central, sino también por la amplia gama de aplicaciones para los pulsos de rayos X emitidos desde el hotspot. El X-pinch y configuraciones basadas en él (X-pinch híbridos o usando foil en lugar de alambres) [12, 13] han sido utilizados como fuentes de rayos X para obtener imágenes radiográficas de objetos biológicos, estáticos, e incluso otros plasmas transcientes (como se muestra en la figura 1.1 y 1.2). El tamaño y duración reducidos de la fuente central, además de su amplio rango de emisión $\sim 1 - 10\text{keV}$, hacen de ella un backlighter que permite obtener imágenes con resoluciones espaciales micrométricas y resolución temporal de nanosegundos [14].

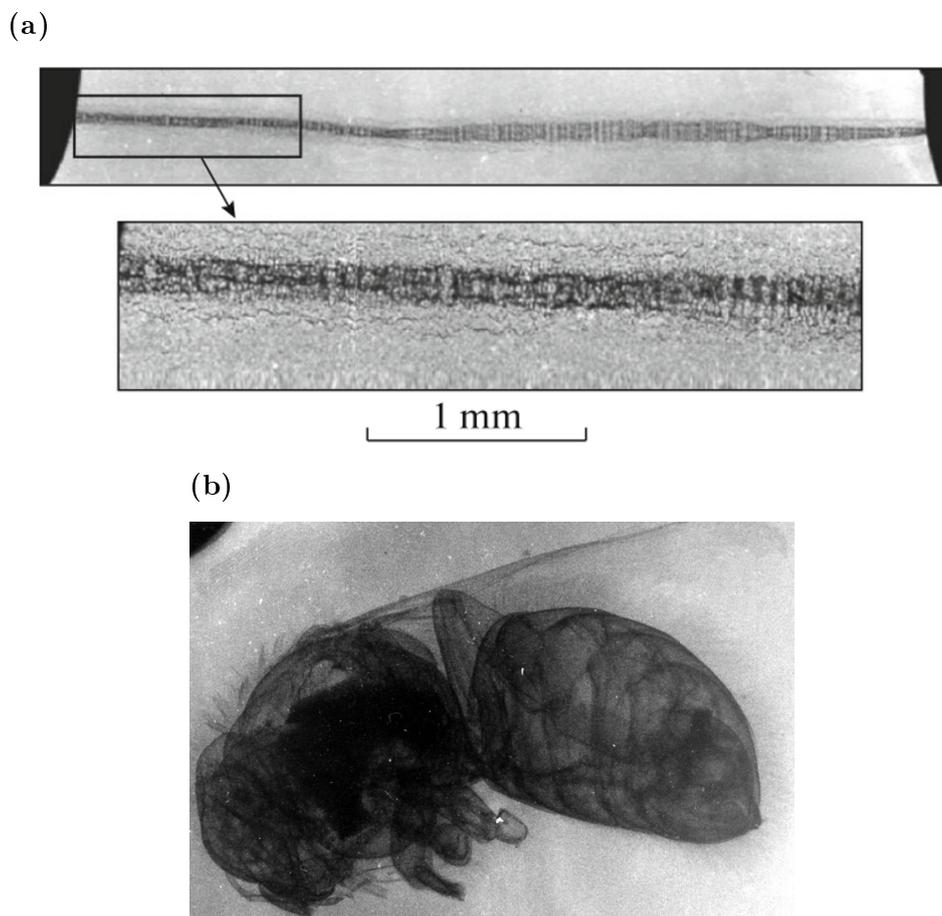


Figura 1.2: (a) Radiografía de un alambre ($25\mu\text{m}$ Ti) sometido a la corriente del generador de potencia pulsada GVP [14]. La radiografía fue tomada usando como fuente un X-pinch de Mo en el generador BIN. (b) Radiografía de un abejorro chileno (*Bombus dahlbomii*) obtenida usando un X-pinch de $4 \times 25\mu\text{m}$ de Cu como fuente en el generador Llampüdkeñ.

1.2. Talbot-Lau

En el campo de física de alta densidad de energía (HEDP por sus siglas en inglés), los rayos X son una buena alternativa para obtener información sobre plasmas de gran densidad. Los diagnósticos ópticos con radiación visible solo logran acceder a regiones del plasma con densidades por debajo de la densidad crítica n_c :

$$n_c = m_e \epsilon_0 \left(\frac{2\pi c}{\lambda e} \right)^2 \quad (1.1)$$

donde m_e es la masa del electrón, e es su carga y λ es la longitud de onda de la radiación. En el caso de un diagnóstico con laser visible de $\lambda = 532\text{nm}$, la densidad crítica es del orden de 10^{21}cm^{-3} . Por lo tanto, para obtener imágenes de plasmas más densos es necesario recurrir al uso de rayos X, con menor λ y por tanto mayor n_c . En experimentos de HEDP los rayos X son típicamente usados para obtener imágenes radiográficas basadas en la atenuación de los plasmas estudiados [14–16]. Muchos de estos experimentos se llevan a cabo usando elementos de bajo número atómico, siendo los plasmas de fusión el ejemplo más claro. En estos materiales, la atenuación de rayos X es baja, lo que implica un bajo contraste en diagnósticos radiográficos. En comparación, para estos elementos la refracción de rayos X es más significativa. La implementación de diagnósticos de imágenes por diferencias de fase (DPC por sus siglas en inglés) cobra importancia en estos casos. Este tipo de diagnósticos se basa en la medición de desviaciones angulares, o cambio en la fase, de rayos X al atravesar una muestra con gradientes en el índice de refracción [17–19]. En el caso de los plasmas, el índice de refracción puede relacionarse con la densidad electrónica [20], por lo que estos diagnósticos son útiles para obtener información sobre la estructura de plasmas densos de bajo número atómico.

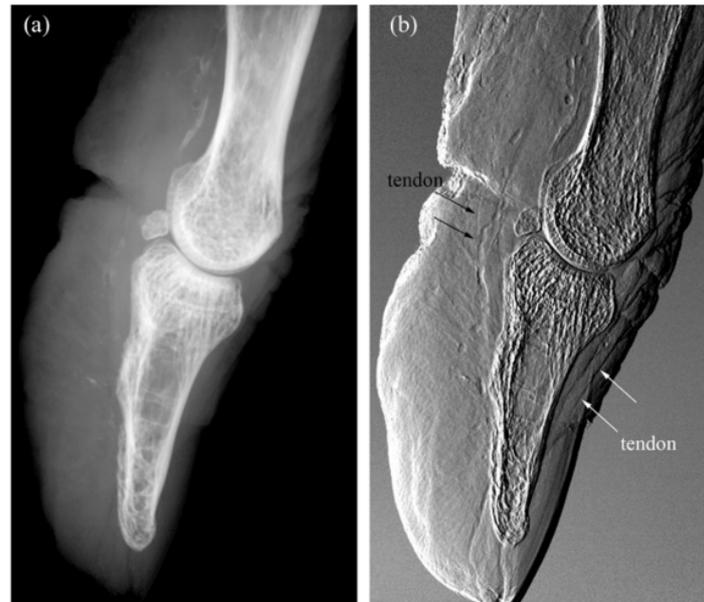


Figura 1.3: Imagen radiográfica de atenuación de un dedo humano (a). En (b), imagen del mismo objeto obtenida usando un interferómetro Talbot-Lau, basado en DPC [21]

El interferómetro Talbot-Lau es un instrumento basado en DPC originalmente diseñado para su uso en medicina [21–24](figura 1.3), que ha sido estudiado recientemente con el fin de adaptarlo para su uso en el campo de HEDP [25–30]. En medicina, las fuentes usadas para la implementación de este diagnóstico con tubos de rayos X convencionales. En el caso de su implementación en experimentos de HEDP, la opción más práctica es aprovechar el uso de fuentes generadas en los mismos experimentos. Para obtener datos con buena resolución espacial y temporal, se necesita fuentes de tamaño reducido y corta duración. En el caso de experimentos de plasmas producidos por láser, estas fuentes pueden ser provistas por medio de la irradiación de láminas metálicas, produciendo emisión de rayos X en un amplio rango de energías [31, 32]. En el caso de experimentos de potencia pulsada, el X-pinch es una opción atractiva dados los parámetros espaciales y temporales de la fuente central.

El objetivo de este trabajo es caracterizar la emisión de un X-pinch de cobre en el generador de potencia pulsada Llampudken [33], para evaluar su implementación como fuente de rayos X en interferometría Talbot-Lau (en configuración de deflectometría moiré). Además, es necesario estudiar las consideraciones necesarias en cuanto a la supervivencia de los componentes del delfectómetro al ser usado en conjunto con este tipo de plasmas, en presencia de corriente y campo magnético elevado, alta temperatura

y expulsión de material desde el plasma.

2. Montaje y diagnósticos

2.1. Generador Llampüdkeñ

Para generar la corriente, se usó el generador de potencia pulsada Llampüdkeñ [33]. El generador consiste en dos bancos de condensadores Marx, que se cargan a $\sim 20\text{kV}$, entregando una salida de $\sim 240\text{kV}$. El pulso pasa a un primer par de líneas principales en paralelo. Por medio de spark-gaps gatillados externamente, el pulso es transmitido a un segundo par de líneas, que lo transfieren luego a la carga (en este caso, el X-pinch) (Figura 2.1).

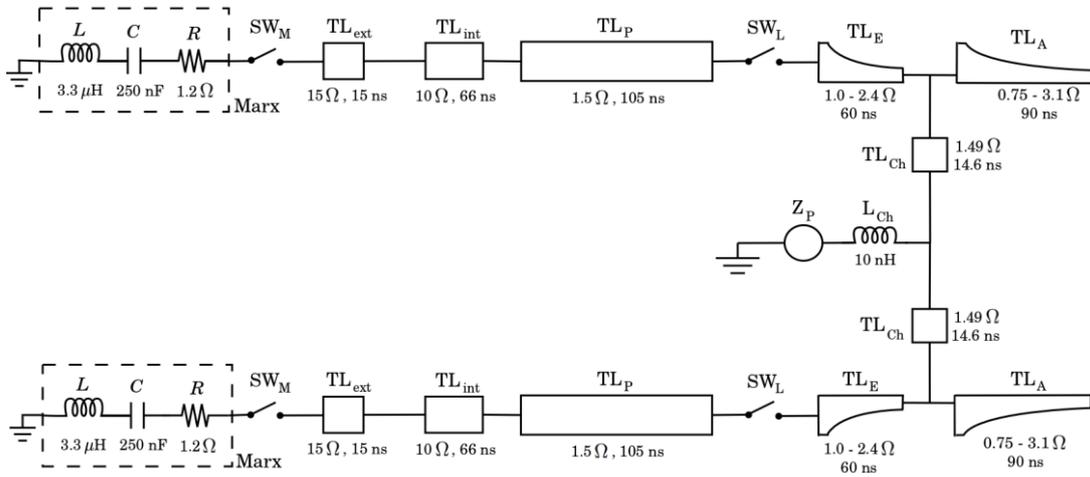


Figura 2.1: Diagrama de líneas de transmisión de Llampüdkeñ. Las líneas de transmisión se representan como TL . SW representa un spark gap, y Z_p es la carga (X-pinch en este caso)[34].

Durante la duración de esta tesis, la corriente del generador varió entre $\sim 110\text{kA}$ - 360kA , en tiempos de 350ns - 370ns . La variación en la corriente entregada por el generador se debe a la falta de sincronización entre los gatillos de cada línea de transmisión (ya sea en el banco Marx o line switches). Por lo tanto, en los capítulos siguientes, cada vez que se muestre un resultado del experimento (X-pinch) se adjuntará la respectiva traza de corriente en caso de ser necesario.

La corriente fue monitoreada en cada disparo con una *Rogowski groove* [35] alrededor del cátodo del generador (base del arreglo de alambres). Paralelamente, en la mayoría de las descargas se usaron tres *Rogowski grooves* una en cada poste de retorno. Estos instrumentos se calibraron con una línea de transmisión externa y usando como referencia

un monitor de corriente fabricado por la empresa Pearson Electronics Inc, modelo 5046; la que cuenta con certificado de calibración [36].

El arreglo de alambres usado consistió en un set de 4 alambres de cobre, de $25\mu\text{m}$ de diámetro, montados en forma de una X doble entre los electodos del generador. La altura del arreglo es 17.5mm y el ancho 15mm (fig. 2.2). La presión dentro de la cámara de vacío previo a cada descarga es de 10^{-5}Torr - 10^{-4}Torr .

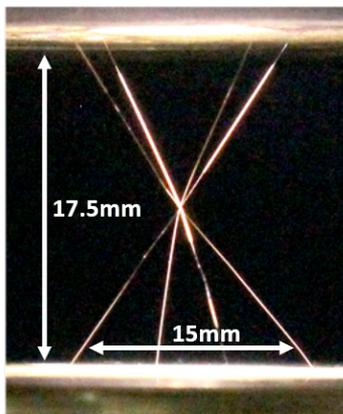


Figura 2.2: Foto de arreglo X-pinch de 4 alambres de cobre, de $25\mu\text{m}$ de diámetro cada uno, entre los electodos de Llampüdkeñ.

2.2. Cámara MCP

Con el fin de obtener información sobre la dinámica del plasma, se utilizó una cámara pinhole y un detector *microchannel plate* (MCP). La cámara pinhole consiste en un set de aperturas en una placa de material opaco a la longitud de onda estudiada. Cada apertura produce una imagen de la fuente de radiación. Si el objeto emisor está situado a una distancia p de la apertura y el detector a una distancia q , en el caso ideal, la magnificación $M = -D_i/D_o = q/p$ (donde D_i y D_o son los tamaños de la imagen y del objeto, respectivamente). El caso ideal consiste en aquel en que la apertura es infinitesimalmente pequeña. En la práctica, sin embargo, las aperturas (o pinholes) tienen diámetros finitos. Esto introduce un límite en la resolución que puede alcanzar la cámara. El límite geométrico para una apertura de diámetro d está dado por la ecuación

$$\Delta x = d(1 + M^{-1}) \quad (2.1)$$

que corresponde a la proyección del pinhole desde una fuente puntual a distancia p de este, hasta el detector a distancia q . Es claro de la ecuación 2.1 que mientras menor sea la apertura, mejor será la resolución en la imagen. Sin embargo, reducir el diámetro del pinhole disminuye la cantidad de fotones que alcanzan al detector e introduce efectos de difracción que también limitan la resolución en la imagen. Un estimado del límite dado por difracción es [14]:

$$\Delta x = \sqrt{\frac{qp}{q+p}} \lambda \quad (2.2)$$

donde λ es la longitud de onda de la radiación que pasa a través de la apertura.

Para registrar las imágenes de la cámara pinhole se usó un detector MCP. En este tipo de detectores los fotones producen fotoelectrones al irradiar un material en la entrada del dispositivo. Estos electrones son acelerados por un campo eléctrico a través de microcanales, liberando electrones secundarios al impactar sus paredes. Esto produce un efecto avalancha que termina con la producción de una imagen visible cuando los electrones alcanzan una pantalla fosforescente. El detector requiere altos valores de campo eléctrico para producir una imagen. Modular temporalmente el pulso eléctrico con el que se alimenta la cámara permite obtener imágenes con un tiempo de exposición conocido, de hasta algunos ns.

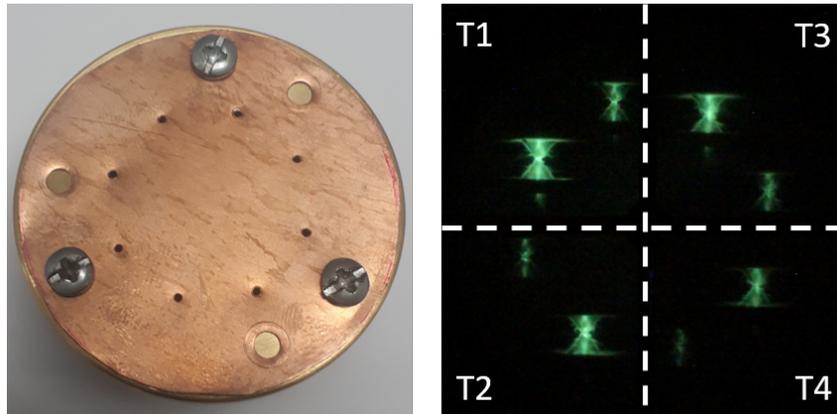


Figura 2.3: A la izquierda de la figura, se muestra la placa soporte del sistema de 4 pares de aperturas. Cada par se proyecta en el detector MCP, formando una imagen, como se ve a la derecha. La cámara MCP usada tiene 4 cuadrantes independientes, gatillados a tiempos distintos (T1,T2,T3 y T4), en la figura separados por líneas discontinuas. La imagen en la figura corresponde a un X-pinch de aluminio.

La cámara pinhole utilizada consta de 4 pares de aperturas de platino-iridio montados sobre una placa de 3mm de bronce cubierta con 0.5mm de cobre (ver figura 2.3). La

proyección de cada uno de estos pares coincide con los cuadrantes de la cámara MCP utilizada. Cada cuadrante puede ser gatillado independientemente del resto, por lo que esta configuración hace posible obtener dos imágenes del plasma en cada instante, en cuatro tiempos distintos.

Cada cuadrante produce imágenes correspondientes a dos pinholes de distinto diámetro: $60\mu\text{m}$ y $150\mu\text{m}$. Se usaron magnificaciones de $M = 0.48 - 0.75$, dependiendo de la descarga. El pulso usado para gatillar el detector MCP permite una imagen integrada en 5ns . Para obtener distintos tiempos en los distintos cuadrantes se usaron cables de diferente largo para enviar el pulso de alto voltaje. Así, se usaron tiempos de t_1 , $t_2=t_1+15\text{ns}$, $t_3=t_1+30\text{ns}$, $t_4=t_1+45\text{ns}$. En cuanto a las longitudes de onda detectadas, en la gran mayoría de las descargas no se utilizaron filtros en las aperturas, por lo que la energía de los fotones que forman las imágenes registradas depende únicamente de la sensibilidad espectral de la cámara MCP, y su resolución de los límites dados por la ecuación 2.2 (y la resolución del detector mismo).

Se utilizó una segunda cámara pinhole, usando film como detector (tiempo integrado). En este caso se usaron 4 aperturas de $100\mu\text{m}$ con filtros de Al $2\mu\text{m}$, Cu $21\mu\text{m}$, Ti $25\mu\text{m}$ y Mo $25\mu\text{m}$. Las distancias fueron de $p = 13\text{cm}$, $q = 5\text{cm}$ obteniendo así una magnificación de $M = 0.385$ y límite de resolución geométrica de $\sim 360\mu\text{m}$. La película utilizada como detector fue Carestream D-speed, sin filtrar.

2.3. Cámara Slit-Wire

Para obtener los parámetros espaciales de la emisión de rayos X desde el plasma, se utilizó una cámara slit-wire [37]. Este diagnóstico consiste en una o múltiples perforaciones en forma de rendija (slit) en una placa de material opaco al rango de energías a estudiar. En dirección perpendicular a la rendija se fija un arreglo de alambres de distintos diámetros, también de material y grosor opaco a los fotones estudiados. La rendija con el arreglo de alambres se posiciona entre la fuente de rayos X y un detector, a una distancia p de la primera y q del segundo. Estas distancias determinan la magnificación con la que se proyectarían las sombras de los alambres en el detector, en el caso ideal en que la fuente fuese puntual. En el caso en que la fuente tiene un tamaño finito, la proyección en el detector será diferente dependiendo de si este tamaño es mayor o menor que el alambre.

Así, analizando los perfiles de alambres en el detector y conociendo las distancias p y q es posible estimar el tamaño de la fuente que produjo las sombras.

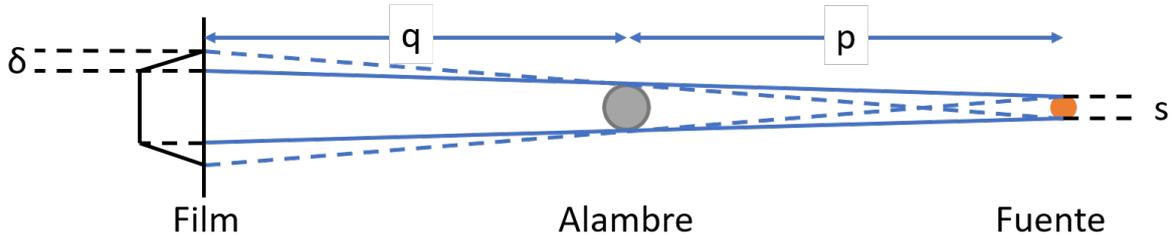


Figura 2.4: Esquema de principio de funcionamiento de slit-wire, en el caso en que el diámetro del alambre es mayor al tamaño de la fuente s . La penumbra δ observada en el perfil obtenido en el film (a la izquierda en la imagen), se relaciona con el tamaño de fuente a través de la ec.2.4.

La rendija proporciona resolución espacial en la dirección paralela a los alambres. Los alambres entregan información sobre la extensión de la fuente de rayos X en la dimensión paralela a la rendija. En caso de haber más de una fuente es posible obtener mediciones independientes del tamaño de cada una de ellas alineando la rendija en la orientación correcta, siempre que la separación de las fuentes no sobrepase la resolución espacial entregada por la rendija (ver ec.2.1, con d apertura de la rendija). En caso de tener dos fuentes a una distancia menor que Δx , la proyecciones correspondientes a cada fuente se superponen, complicando el análisis.

Además de la información entregada por los alambres, la slit (de apertura d) también permite obtener mediciones de tamaño de fuente (en la dirección paralela a los alambres). Un cálculo geométrico, independiente de la relación entre los tamaños de fuente y slit, resulta en la relación:

$$s = \frac{s'}{M} - d(1 + M^{-1}) \quad (2.3)$$

donde s' corresponde al tamaño de la proyección de la slit en el detector y M , al igual que en el caso de la cámara pinhole, representa la magnificación q/p .

Con el fin de obtener mayor información, usualmente se utilizan múltiples filtros metálicos en las rendijas. Esto permite seleccionar la energía de la radiación que produce la proyección de los alambres, haciendo posible así la medición simultánea del tamaño de una fuente en distintas longitudes de onda.

En este caso se utilizó una cámara slit-wire consistente en una placa de aluminio con una rendija única de 20mm de largo y una apertura aproximada de $30\mu\text{m}$. A lo largo de

la rendija se antepusieron distintos filtros: Fe $20\mu\text{m}$, Ni $15\mu\text{m}$, Al $50\mu\text{m}$, Ti $25\mu\text{m}$ y Cu $14\mu\text{m}$. Estos filtros fueron escogidos de acuerdo a su transmisión (ver figura 2.5) para estudiar variaciones en las fuentes emisoras de radiación cercana a 8keV (Cu, Ni, Fe, Al) y en energías menores (Ti).

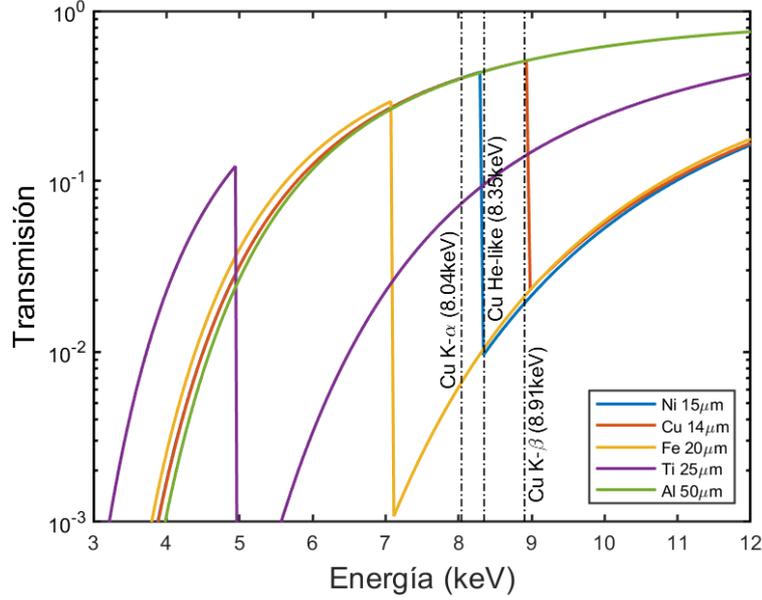


Figura 2.5: Filtros utilizados a través de rendija de cámara slit wire. Por medio de filtros de transmisión similar en la región cercana a 8keV se busca estudiar alguna diferencia notoria en la fuente que emite en este rango de energías. Adicionalmente el uso de titanio permite observar fuentes de menor energía (2keV-5keV).

Perpendiculares a la rendija, se fijaron alambres de tungsteno de $750\mu\text{m}$, $500\mu\text{m}$ y $175\mu\text{m}$. El diámetro de estos alambres se escogió de tal manera que fuese mayor que el tamaño esperado de la fuente de rayos X. En este caso el análisis se simplifica (ver figura 2.4) y la medición del ancho de la penumbra δ en la proyección de cada alambre permite estimar el tamaño de la fuente, según la ecuación:

$$s = \frac{\delta}{M} \quad (2.4)$$

La cámara slit-wire se colocó a una distancia $p = 5.44\text{cm}$ del X-pinch, con el detector (película dental, filtrada con $11\mu\text{m}$ Al) a $q = 5.33\text{cm}$, equivalente a una magnificación de $M = 0.98$. La rendija se orientó perpendicular al eje del X-pinch, logrando así una resolución geométrica de aproximadamente $60\mu\text{m}$ en esta dirección.

2.4. Diodos con filtros Ross-Pair

Con el objetivo de estudiar los parámetros temporales de la emisión de rayos X, se usó un set de diodos filtrados. Los filtros usados funcionan como Ross-Pair, o filtros balanceados[38–40]: el uso de materiales adyacentes en la tabla periódica como filtros, con espesores correspondientemente ajustados, permite obtener curvas de transmisión coincidentes en todo el rango de longitudes de onda, excepto en la región entre *K-edges* de ambos elementos. Así, cualquier diferencia entre las señales detectadas tras cada filtro, entrega información sobre la radiación emitida en este rango en que las transmisiones difieren.

En el caso del uso de diodos como detectores, conociendo la sensibilidad espectral de estos, es posible estimar la energía emitida en el rango estudiado.

Dada la señal de un fotodiodo, es posible estimar la energía total radiada desde el X-pinch. Considerando que la corriente producida en el diodo es proporcional a la potencia incidente en él:

$$E_d = \int P dt = \int \frac{V_d}{S_d \cdot R_s} dt \quad (2.5)$$

con E_d la energía radiada recibida por el detector, P la potencia asociada, V_d la señal del diodo en el osciloscopio, S_d su sensibilidad (en A/W) y R_s la impedancia interna del osciloscopio. Usando esto y asumiendo una emisión isotrópica, se puede estimar la energía total radiada usando:

$$E = \left(\frac{4\pi r_d^2}{A_d} \right) \int \frac{V_d}{S_d \cdot R_s} dt \quad (2.6)$$

donde r_d es la distancia entre el diodo y la fuente de emisión, A_d es la superficie sensible del diodo.

Este cálculo no incluye la deconvolución del filtro usado, por lo que la energía estimada corresponde a la energía tras este filtro. Si bien es difícil deconvolucionar la transmisión del filtro (dado que no se conoce en detalle la dependencia de la señal V_d con λ) el uso de filtros Ross-Pair permite una deconvolución aproximada en el rango de interés. Si se tienen dos detectores con filtros A y B, es posible calcular la energía asociada a ambas señales. La diferencia entre estos valores entrega un estimado de la energía en la banda de interés, detrás de un filtro B (suponiendo que el número atómico del filtro B es mayor que el de A). Dado que la región de interés es mucho más acotada que el intervalo entero

de detección (en el cual la transmisión del filtro varía enormemente), es posible tomar un valor promedio de la transmisión del filtro B en esta banda, \bar{T}_B , haciendo posible una deconvolución aproximada y una estimación de la energía total emitida en el rango estudiado:

$$E_{band} = \frac{(E_B - E_A)}{\bar{T}_B} \quad (2.7)$$

con E_A y E_B las energías calculadas con la ec 2.6, para los diodos filtrados con A y B, respectivamente.

En estos experimentos, la radiación de mayor interés es la de $\sim 8keV$ y energías cercanas (radiación K_α y K_β de Cu), dado que este es el rango de operación óptima del deflectómetro Talbot-Lau usado (ver 2.9). Para asegurar la emisión en este rango de energías y estudiarla de forma aislada, se usó un set de filtros Ross-Pair de $30\mu m$ Ni, $40\mu m$ Fe y $28\mu m$ Cu. El par Fe-Ni permite el estudio de la emisión en la banda $\sim 7keV$ - $8.3keV$, incluyendo dentro de esta banda cualquier posible emisión de líneas K_α de Cu. Por otro lado, el par Ni-Cu, entrega información sobre el intervalo $\sim 8.3keV$ - $9keV$, incluyendo emisión K_β de cobre y K_α de He-like Cu (figura 2.6).

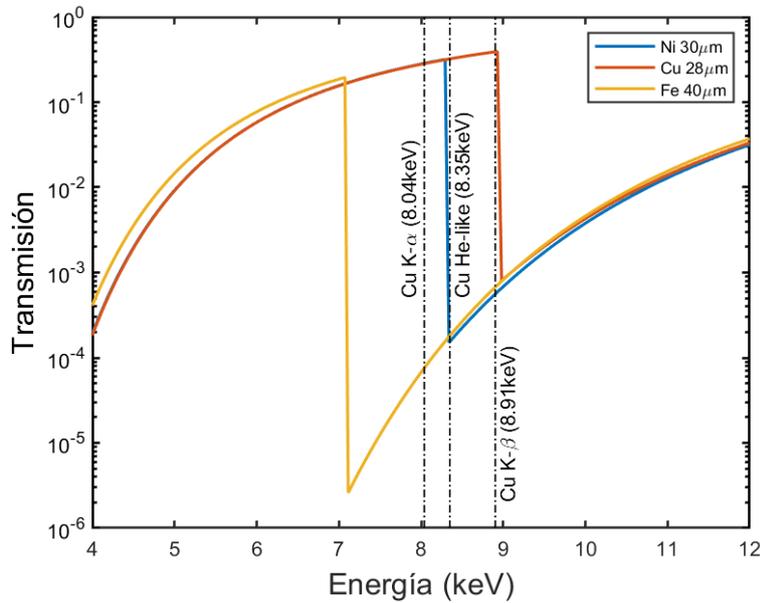


Figura 2.6: Set de filtros usados en los diodos AXUV, en configuración Ross-Pair.

Como detectores, se usaron tres diodos de la serie AXUV (HS-5 y HS-11). Se realizó una calibración cruzada usando el mismo X-pinch como fuente, manteniendo los tres

diodos con los mismos filtros. Para los cálculos de energía se usó la sensibilidad y área de detección entregadas por el fabricante [41], añadiendo las correcciones dadas por la calibración. Estos diodos tienen un tiempo de respuesta de $0.7 - 1\text{ns}$ y su señal se registró en un osciloscopio usando una resolución de 0.2ns .

En algunas descargas, se sumó al set de diodos un PCD (photoconductive detector) [42–44] con una pieza de diamante de 1mm^3 filtrado con $25\mu\text{m}$ de poliimida (Kapton), con el fin de registrar la emisión en un mayor rango de energías. La sensibilidad de este tipo de detectores depende de las dimensiones del trozo de diamante usado y varía linealmente con el bias aplicado (siendo independiente de la polaridad de este)[42, 43]. Se usaron mediciones previas en la literatura de la sensibilidad de un PCD de las mismas dimensiones que el usado [43], y se usó la linealidad para escalar de acuerdo al bias usado en estos experimentos (-400V), obteniendo una sensibilidad (en la región de respuesta constante $E \lesssim 5\text{keV}$) de $\sim 3.4 \times 10^{-4}\text{A/W}$. Los resultados obtenidos con este detector se registraron con una resolución temporal de 0.4ns .

2.5. Deflectómetro Talbot-Lau

El deflectómetro Talbot-Lau es un diagnóstico de rayos x originalmente estudiado para obtener información sobre densidad de objetos biológicos. A diferencia de otros métodos radiográficos, esta técnica no produce el contraste en la imagen exclusivamente por medio de atenuación de radiación en la muestra, sino que la información viene dada a través de la refracción o desfase de los rayos X al atravesar el objeto estudiado. Este tipo de diagnósticos son conocidos como *differential phase contrast imaging*.

Differential phase contrast imaging

En general es posible escribir el índice de refracción complejo N de un medio, de la forma:

$$N = 1 - \delta - i\beta \tag{2.8}$$

Donde δ guarda relación con la refracción de la radiación y β con la atenuación. Cuando la radiación atraviesa, a lo largo del eje z , un medio de índice N , experimenta un cambio

de fase dado por:

$$\Delta\Phi = -k \int_{z_1}^{z_2} \delta(x, y, z, k) dz \quad (2.9)$$

Con $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, el número de onda de la radiación. En el caso de un plasma no magnetizado, se tiene la relación de dispersión:[20]

$$n_e = n_c(1 - Re(N)^2) \quad (2.10)$$

donde ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío, e es la carga del electrón y λ es la longitud de onda de la radiación atravesando el plasma y n_c es la densidad crítica introducida en 1.1. Asumiendo $n_e \ll n_c$ (razonable para rayos X), usando la ecuación 2.10 en la ecuación 2.9, y relacionando el cambio de fase con una deflexión del frente de onda en un ángulo $\Delta\alpha$, se obtiene (asumiendo que la densidad del objeto no varía a lo largo del eje y):

$$\Delta\alpha = \frac{1}{n_c} \frac{\delta}{\delta x} \int n_e(x, y, z) dz \quad (2.11)$$

Por lo tanto, por medio de la medición de la deflexión α producida por un plasma en el camino de los rayos X, es posible obtener información sobre su densidad electrónica. El deflectómetro Talbot-Lau es una de las técnicas para medir α y relacionarlo con la densidad del plasma. El método se basa en los efectos Talbot y Lau.

El efecto Talbot es un fenómeno de difracción de campo cercano. Un frente de onda plano que atraviesa un objeto periódico, reproduce el mismo patrón de intensidad (autoimagen) dado por el objeto. Este patrón se produce a determinadas distancias tras el objeto [45]:

$$d_T = \frac{2ng^2}{\lambda} \quad (2.12)$$

donde g es el periodo del patrón (y del obstáculo), n es un entero positivo, y λ es la longitud de onda de la radiación en cuestión. Las distancias d_T se denominan distancias de Talbot.

En el caso de usar una fuente puntual (obteniendo así un frente esférico) el fenómeno se mantiene. El patrón formado se magnifica por un factor M_T y la distancia de Talbot reescala como

$$d_{Tm} = M_T d_T \quad (2.13)$$

con la magnificación dada por $M_T = \frac{z+z_0}{z_0}$, siendo z la distancia detrás del objeto periódico y z_0 la distancia entre este y la fuente emisora.

Es posible reproducir el efecto usando un objeto periódico que module la fase y no la amplitud de la onda, obteniendo mayor eficiencia en cuanto transmisión de intensidad. Al usar objetos de fase, se puede observar reproducción de patrones a distancias Talbot fraccionales [46]. En el caso particular de una modulación de fase en π , la distancia Talbot para un frente plano es [25, 46, 47]:

$$d_T = \frac{g^2 m}{8\lambda} \quad (2.14)$$

con m un entero impar. En este caso, el patrón reproducido presenta la mitad del período del objeto de fase (sin magnificación). Al usar una fuente puntual, la distancia escala de la misma forma predicha por la ecuación 2.13 y se produce la misma magnificación M_T ya descrita.

El efecto Talbot requiere que la radiación utilizada tenga una coherencia espacial mínima de $l_c = \frac{g}{2}$ [25]. El efecto Lau corresponde a la recuperación de un fenómeno tipo Talbot, usando fuentes espacialmente incoherentes. Si se usan dos objetos periódicos, el primero actúa como un arreglo de fuentes cuasi coherentes, con una coherencia espacial dada por el tamaño de sus aperturas, lo que permite recuperar la reproducción de imágenes al pasar la onda por el segundo objeto [48, 49].

Ambos fenómenos son aprovechados en el deflectómetro Talbot-Lau. El instrumento consiste en un arreglo de tres redes de difracción G0, G1 y G2. Al pasar los rayos X por una red de fase π (G1) forman un patrón de intensidad periódico en las distancias d_T ya mencionadas. Si se interpone un objeto con un gradiente de densidad, este defleca los rayos X (ecuaciones 2.9 y 2.11) produciendo un corrimiento en el patrón Talbot. Con el periodo de G1 del orden de algunos micrones, la medición de este corrimiento supone el uso de detectores con resolución espacial micrométrica o submicrométrica (a menos que se usen configuraciones de M_T grande). Con el fin de prescindir de estas exigencias, se usa una segunda red (de intensidad) G2 como analizador. Esta red se coloca a una distancia d_T de G1, con un periodo coincidente con el de la autoimagen de la primera red.

Es posible usar el instrumento en una configuración similar a un diagnóstico Schlieren [20] en que G2 coincide con la autoimagen de G1, desplazada en un periodo. En este caso, tras G2 no se observa intensidad a menos que un objeto entre redes produzca una deflexión de

los rayos X que permita su paso hasta el detector. En el presente trabajo, sin embargo, se usó una configuración de deflectometría moiré [27, 50], en la que el analizador se rota con respecto a la red de fase, produciendo así un patrón moiré entre G2 y la autoimagen de G1, registrado con un detector tras G2. La modificación del ángulo entre ambas redes permite cambiar el periodo del patrón resultante, para cumplir con los límites del detector usado. El patrón moiré presentará corrimientos en caso que el patrón Talbot de G1 los presente debido a un objeto tras la red (figura 2.7).

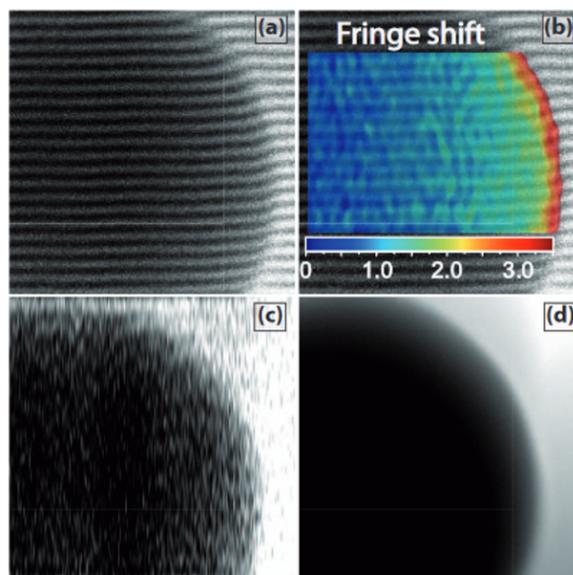


Figura 2.7: Imagen de patrón moiré obtenido usando una esfera de PMMA como objeto de fase (a). En (b), se muestra el mapeo correspondiente al corrimiento de franjas. En (c) la imagen de atenuación del objeto obtenida a partir de (a). En (d) una imagen puramente radiográfica [27].

La red de intensidad G0 (red fuente) cumple el rol de fuente y permite el uso del deflectómetro con fuentes incoherentes de rayos X, por medio del uso del efecto Lau ya descrito. Con el fin de que las múltiples fuentes producidas por G0 contribuyan constructivamente a la formación de imagen en G2, se debe cumplir [22, 25]:

$$g_0 = g_2 \frac{L}{D} \quad (2.15)$$

g_0 y g_2 son los periodos de las redes fuente y analizador, mientras que d y L son las distancias entre G0 y G1, y G1 y G2, respectivamente (figura 2.8).

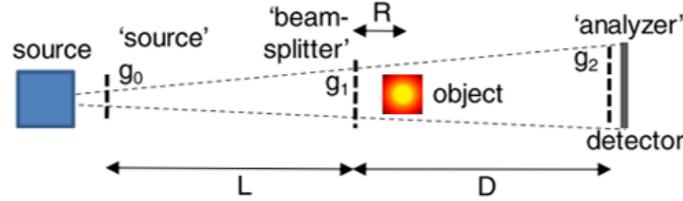


Figura 2.8: Esquema de funcionamiento de deflectómetro Talbot-Lau [24].

Es posible construir deflectómetros usando diferentes distancias d_T y magnificaciones M_T , así como variar el periodo del patrón moiré, lo que a su vez varía parámetros como sensibilidad angular o resolución del instrumento [50]. El instrumento usado en este trabajo es un deflectómetro con $m = 1$ (ec.2.14) y $M_T \approx 6$. La red G_0 tiene periodo $2.4\mu\text{m}$ y se sitúa a 1.6cm de G_1 , con periodo $4\mu\text{m}$. La red G_2 , de $12\mu\text{m}$ de periodo, se coloca a una distancia de 7.7cm de G_1 . Como objeto de prueba, se usó una lámina de berilio de $10 \times 10 \times 0.5\text{mm}$ inclinada en un ángulo de $3^\circ - 4^\circ$ con respecto al eje del instrumento. La lámina se coloca a una distancia R de algunos centímetros tras G_1 , de forma en que la resolución angular (deflexión angular asociada a un corrimiento de un periodo del patrón moiré) sea de $W_{eff} = \frac{g_2}{D-R} \sim 210\mu\text{rad}$ [25], con D la distancia entre G_1 Y G_2 , como se indica en la figura 2.8. Esta configuración está optimizada para su uso con radiación de energías cercanas a 8keV (ver figura 2.9).

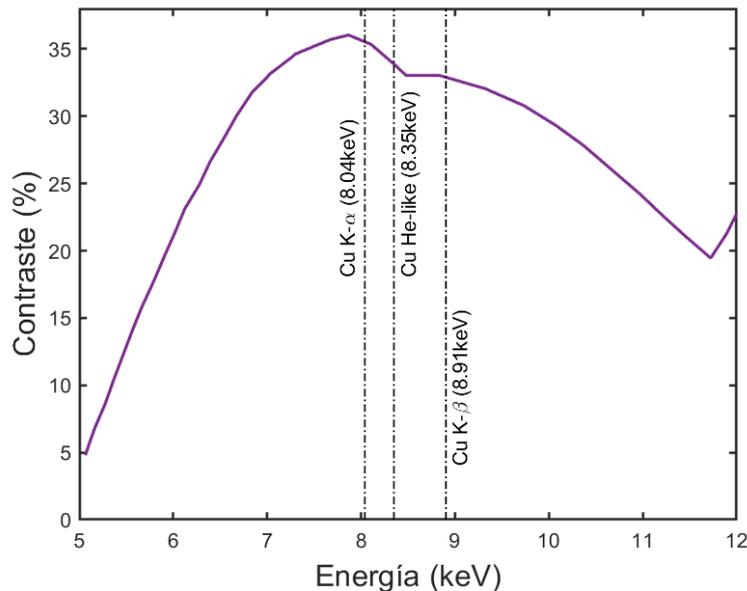


Figura 2.9: Curva de contraste del patrón moiré para el deflectómetro usado, en conjunto con líneas de emisión de Cu [30].

El deflectómetro se fijó a $\sim 5.5\text{cm}$ del X-pinch, anteponiendo filtros de Cu y Al frente a G0 con el fin de filtrar los rayos X usados y a la vez proteger la red de expulsión de material desde el arreglo de alambres. Como detector, se utilizó película dental Carestream D-speed tras G2, filtrada con $22\mu\text{m}$ de aluminio.

3. Espectrómetro

Con el objetivo de caracterizar apropiadamente el X-pinch de cobre (utilizado como fuente de rayos X para el deflectómetro Talbot Lau), se realizaron mediciones espectrales del plasma utilizando un espectrómetro de cristal convexo (muscovita). La dispersión producida por el cristal está dada por la ley de Bragg:

$$m\lambda = 2d\sin(\theta) \tag{3.1}$$

donde θ es el ángulo razante de incidencia de los rayos-X sobre el cristal, d es el espaciado interplanar del cristal ($2d = 19.884\text{\AA}$ para muscovita [51]), y m es el orden de difracción (número entero positivo).

Inicialmente se utilizó un instrumento precalibrado, adaptado para colocarse por fuera de la cámara de vacío, a una distancia aproximada de 46cm entre el cristal y el centro del arreglo de alambres. No se logró obtener espectros usando este espectrómetro, posiblemente debido a que a esta distancia de la fuente el flujo de fotones es demasiado reducido para el detector (film dental). Para solucionar esto, se diseñó y construyó un nuevo espectrómetro, con los mismos principios de funcionamiento que el anterior (cristal cilíndrico convexo) pero apto para colocarse dentro de la cámara de vacío, a una menor distancia entre el plasma y el cristal.

3.1. Diseño de espectrómetro

El nuevo espectrómetro se diseñó contemplando el uso de la misma plataforma del instrumento anterior para fijar y mantener la curvatura del cristal. El radio de curvatura dado por esta pieza es de $r = 20\text{mm}$. En torno a este parámetro se diseñó el resto del espectrómetro para captar un rango de energías relevante. Las estimaciones iniciales de este rango se hicieron en base a la posición del espectrómetro en la cámara de vacío, asumiendo toda la emisión proveniente de una fuente puntual en el centro del plasma y aplicando la ecuación 3.1.

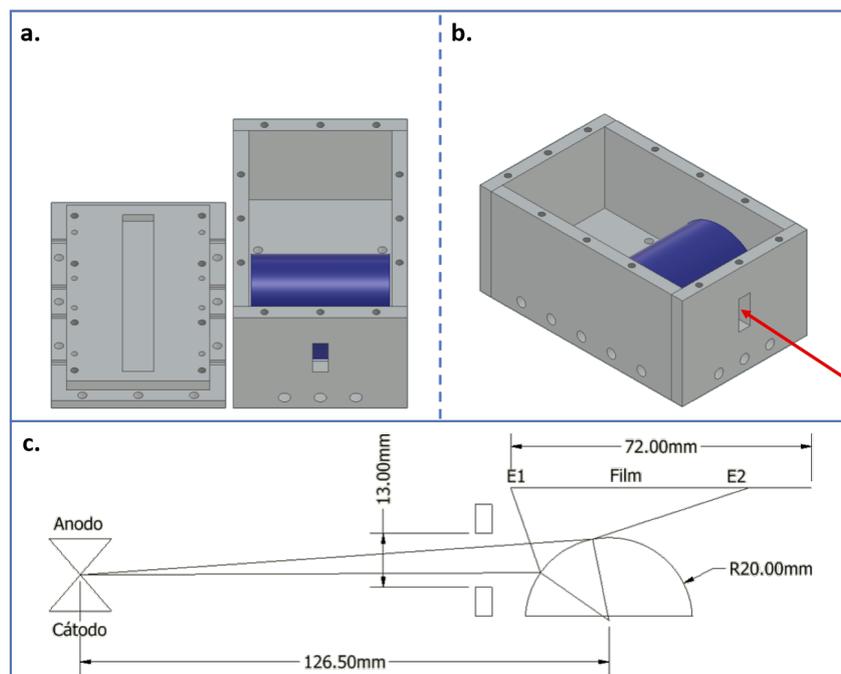


Figura 3.1: Esquema del espectrómetro diseñado y construido en esta tesis. (a) y (b) muestran el ensamblaje de las distintas partes, mostrando en color azul la curvatura que soporta el cristal de mica. (a). Tapa del espectrómetro colocada junto a éste. (b) Vista esquemática. La flecha roja indica la apertura para entrada de fotones. (c) Medidas relevantes del equipo, con trazado de rayos para fotones de 0.76keV y 5 keV.

La figura 3.1 muestra un esquema de corte transversal del diseño, que se usó para determinar las medidas del instrumento y rango de medición. En la figura 3.1.c se muestra la posición del espectrómetro con respecto al arreglo de alambres. Sobre la muscovita doblada en un radio de 20mm hay una ranura de 72mm, que soporta el film y su filtro. Frente a la mica una apertura limita a 13mm la entrada de radiación en el instrumento en la dirección de dispersión (en la figura la ranura y posición de las paredes del espectrómetro están representadas por dos rectángulos). Esta apertura limita el ingreso de radiación, de forma que los rayos X no lleguen directamente hacia el detector. Los segmentos que unen el centro de la X con la mica, y la mica con el film, son rayos usados para estimar el rango de diseño del espectrómetro (imponiendo condiciones de reflexión especular entre ellos en el software Inventor de Autodesk). En este caso $E1 = 0.76\text{keV}$, el límite inferior de detección y $E2 = 5\text{keV}$, ambos considerando $m = 1$.

Debido a restricciones geométricas en la cámara de vacío no fue posible extender el rango de medición hasta las energías correspondientes a K_α y K_β del cobre (el ángulo θ

es demasiado pequeño, de $\sim 4^\circ$). Estudios previos indican que el hotspot central de este tipo de plasmas emite fuertemente en un rango más bajo de energías ($< 5\text{keV}$)[2, 6]. El límite inferior de energías detectables se escogió de forma tal que fuese posible medir hasta líneas correspondientes a transiciones tipo L del cobre (cercano a 1keV). El rango final del espectrómetro (de acuerdo al diseño) abarca desde 0.76keV hasta 7.66keV , considerando solo el primer orden $m = 1$. Tomando en cuenta $m = 2$, el límite superior aumenta al doble, aproximadamente 15keV .

3.2. Calibración

Con el fin de obtener una calibración del espectrómetro construido, se realizó un cálculo geométrico considerando además la ecuación 3.1. La figura 3.2 muestra un esquema de la posición del espectrómetro con respecto a una fuente puntual. El sistema O se sitúa en el centro de curvatura del cristal. Se asume una fuente emisora puntual cuya posición en el sistema O está dada por el vector $\vec{S} = (x_s, y_s)$. Un rayo sale de la fuente incidiendo en el cristal con ángulo θ respecto a la tangente de la pieza que da curvatura a la mica (semicírculo en 3.2). El punto de incidencia en el cristal está dado por el vector \vec{R} en el marco O , correspondiente a un ángulo polar ϕ , con R el radio de curvatura del cristal:

$$\vec{R} = R\cos(\phi)\hat{x} + R\sin(\phi)\hat{y} \quad (3.2)$$

En este punto de incidencia se centra un segundo sistema O' , de forma que la posición de la fuente desde este sistema es $\vec{S}' = \vec{S} - \vec{R}$. Por otro lado:

$$\vec{S}' = S'(\cos(\theta - (\pi/2 - \phi))\hat{x}' + \sin(\theta - (\pi/2 - \phi))\hat{y}') \quad (3.3)$$

de lo que se sigue que

$$\theta - (\pi/2 - \phi) = \arctan\left(\frac{y_s - R\sin(\phi)}{x_s - R\cos(\phi)}\right) \quad (3.4)$$

El rayo incidente en el cristal es reflejado en el mismo ángulo. Desde el sistema primado, la dirección del rayo reflejado \hat{F}' corresponde a una rotación del vector \vec{S}' en un ángulo

$\pi - 2\theta$. El vector resultante es:

$$\hat{F}' = -\text{sen}(\phi - \theta)\hat{x}' + \text{cos}(\phi - \theta)\hat{y}' \quad (3.5)$$

El vector correspondiente al punto de incidencia del rayo en el film es una ponderación de \hat{F}' por algún escalar $\vec{F}' = \alpha\hat{F}'$. Desde el sistema O en el centro de curvatura se tiene $\vec{F} = \vec{F}' + \vec{R}$. La altura fija h del film con respecto al centro O permite determinar el escalar α :

$$-\alpha\text{sen}(\phi - \theta) = x_F - R\text{cos}(\phi) \quad (3.6)$$

$$\alpha\text{cos}(\phi - \theta) = h - R\text{sen}(\phi) \quad (3.7)$$

Como se ve en la figura 3.1, la base donde se apoya la pieza semi cilíndrica que curva el cristal es paralela al film, por lo que basta conocer la distancia horizontal x_0 entre el inicio (borde) del film y el centro de curvatura del cristal ($x = 0$ en sistema O), para obtener la distancia a la que el rayo marca la película (medida en la misma película). Así, el rayo incidente en el cristal con ángulo θ alcanza al film en $x_0 - x_F$ con respecto al inicio de este. Cada ángulo θ de incidencia corresponde a una energía o longitud de onda λ , según la ecuación 3.1. Esta última ecuación completa el sistema junto con las ecuaciones 3.4, 3.6 y 3.7, y permite obtener una expresión para la energía en función de la distancia en el film. Este sistema es general, los parámetros h , x_s , y_s y R dependen del diseño e implementación del espectrómetro, se pueden variar y así modificar el rango y la respuesta del espectrómetro.

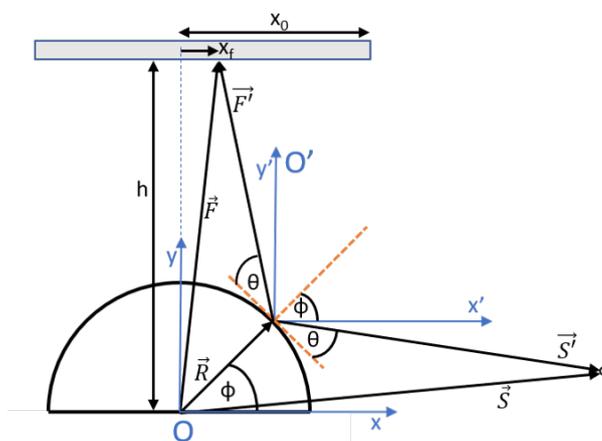


Figura 3.2: Esquema del cálculo usado para obtener la relación entre la posición de las líneas en el film y la energía de la radiación asociada.

Se midieron los parámetros h , x_s , y_s y R asumiendo una fuente puntual localizada en el centro del x-pinch. Se generó una lista de energías dentro del rango estimado de detección, con una separación de $\sim 3\text{eV}$ entre un punto y el siguiente. Usando las distancias medidas, se resolvió numéricamente el sistema de ecuaciones para cada energía en la lista, obteniendo en cada caso la posición correspondiente al rayo reflejado en el film. Como resultado se obtuvo una tabla con datos de distancia en film y energía de emisión asociada. Dado que se resolvieron las ecuaciones numéricamente, no se contó con una expresión analítica, por lo que a la tabla de datos resultante se le ajustó un polinomio de grado 5 con el fin de facilitar el análisis posterior de los espectros medidos. Las figuras 3.3 y 3.4 muestra la calibración obtenida de esta forma.

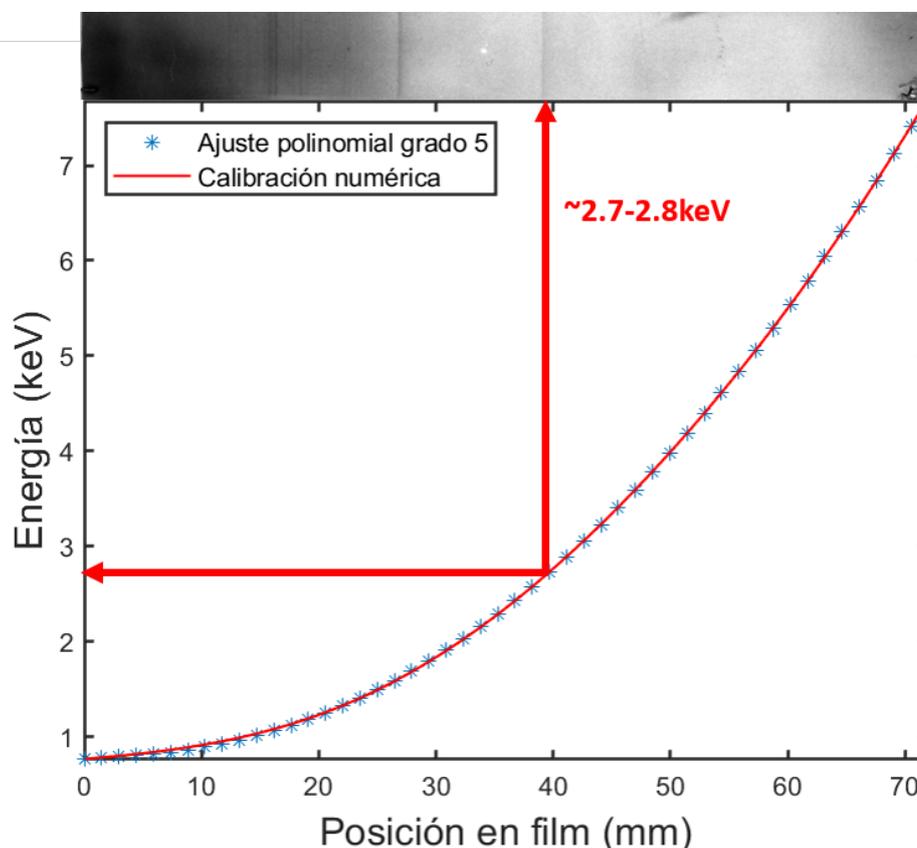


Figura 3.3: Resultado de calibración del espectrómetro por medio de cálculo geométrico (azul) y ajuste polinomial de grado 5 (rojo). Sobre el gráfico, escalado de acuerdo al eje x, uno de los espectros obtenidos usando un x-pinch de cobre. Tanto en el gráfico como en la película, $x = 0$ corresponde al inicio del film desde el extremo de bajas energías (ver figura 3.1c). Las flechas rojas indican la energía de un grupo de líneas en el espectro superior. Estas corresponderían a líneas de la serie K de cobre altamente ionizado (Li, He like) cercanas a $8.3 - 8.4\text{keV}$ reflejadas en el tercer orden del cristal.

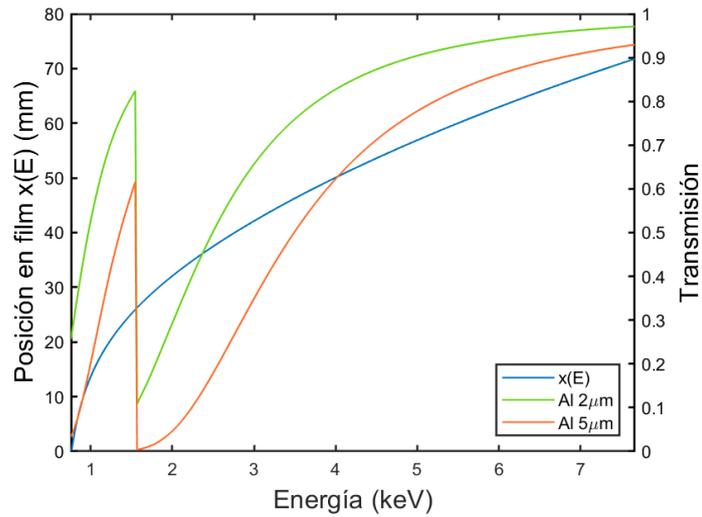


Figura 3.4: Curva de posición en film en función de energía de fotones, obtenida por medio del cálculo geométrico, en conjunto con la transmisión de los filtros usados en el espectrómetro.

3.3. Montaje

El espectrómetro se situó a una distancia de 12.7cm del plasma (centro de cristal-centro de X-pinch) y se usó película Kodak DEF-5 [52] para registrar el espectro, filtrada con $2\mu\text{m}$ o $5\mu\text{m}$ de aluminio, durante distintas descargas (figuras 3.4 y 3.5).

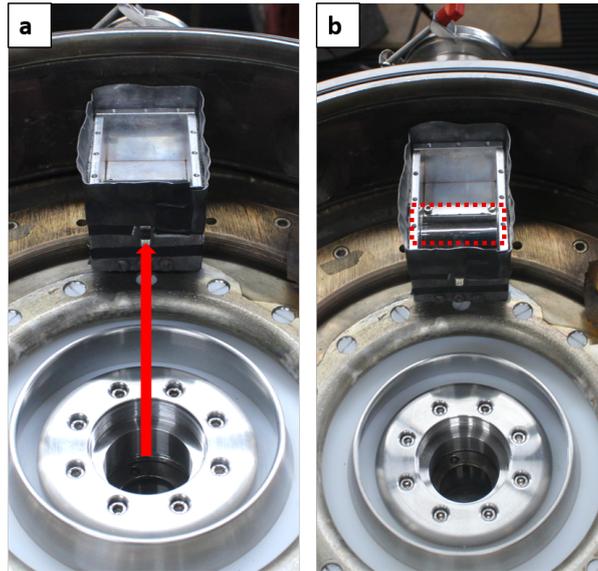


Figura 3.5: Fotos del espectrómetro (sin parte superior) montado en la cámara de vacío. La flecha en (a) indica la posición del X-pinch (en estas fotos los electrodos del generador están desmontados). En (b) se distingue el cristal curvo dentro del espectrómetro. La base del espectrómetro tiene perforaciones coincidentes con las de la Rogowski principal, fija en la cámara, lo que permite fijar también el instrumento y así mantener invariante su posición y orientación con respecto al plasma en cada descarga.

4. Resultados y análisis

4.1. Diodos

Las mediciones de emisión usando fotodiodos AXUV muestran que se producen pulsos de rayos X que contienen energías superiores a 5keV. En general, para la carga estudiada (4 alambres de Cu de 25 μ m diámetro) se observan múltiples pulsos (hasta 6 o 7), habiendo unos pocos casos en que la emisión consiste en un pulso único. Los diodos AXUV muestran duraciones mayores a 2ns FWHM, siendo el primer pulso usualmente el más corto. El PCD entrega resultados similares, resolviendo anchos de pulsos de hasta 1.2ns. Para esta carga, el primer pulso se produce consistentemente a corrientes cercanas a 150kA (obteniendo un promedio de 154 ± 20 kA en 25 descargas) lo que indica que esta es la corriente a la que se produce el pinch. En la figura 4.1 se muestra la corriente del primer pulso, en conjunto con las energías medidas por los diodos AXUV.

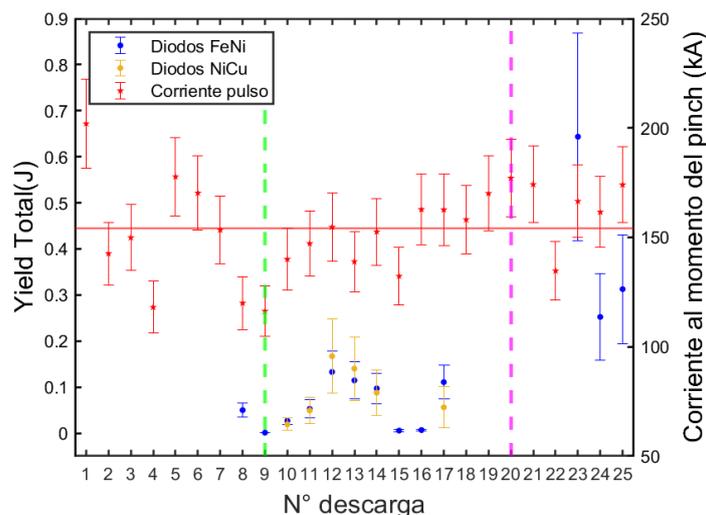


Figura 4.1: Corriente a la que se produce el primer pulso y energías medidas por set de diodos Ross Pair en cada descarga (considerando todos los pulsos). Las barras de error en el caso de la estimación de energía por diodos corresponden a la propagación del error en la calibración cruzada, junto con el error por considerar un promedio de la transmisión del filtro para cada par de diodos y el error asociado a usar un promedio en la sensibilidad del diodo.

Es posible observar cambios en el comportamiento del generador y la emisión después de algunas descargas. En el caso de la descarga 9 (línea semi continua verde), fue la última previo al arreglo y mantenimiento del generador, en el cual se ajustaron spark gaps

y se mejoró la sincronización. Luego de esto, se observa menos dispersión en los datos de corriente al primer pulso (desviación disminuyó a la mitad). La línea morada marca otro arreglo del generador, en este caso del aislante. No se observaron cambios relevantes en la corriente máxima (aunque es difícil medir esto debido a problemas de crow bar), sin embargo la señal en diodos aumentó considerablemente.

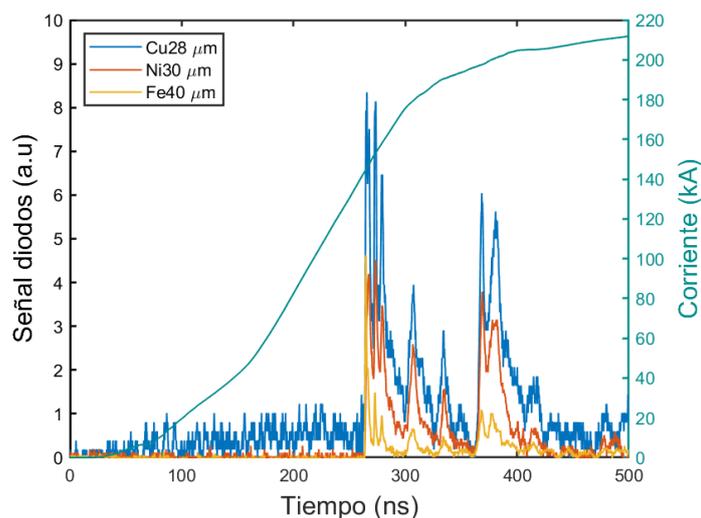


Figura 4.2: Corriente y emisión registrada por set de diodos con filtros Ross-Pair. El pulso inicial ocurre en este caso a 140kA. Los pulsos tienen anchos de 2 – 5ns FWHM. Las señales fueron corregidas de acuerdo a la calibración cruzada de este set de diodos (descarga 11 en fig.4.1).

Al comparar los tiempos de emisión con las señales de Rogowski sin integrar, se encuentra que típicamente la emisión comienza luego del máximo valor de dI/dt , que en la mayoría de las descargas corresponde a $\sim 1\text{kA/ns}$. Adicionalmente, en algunos casos se observa una correlación entre los primeros pulsos de rayos X y disminuciones abruptas en la tasa de corriente (figura 4.3). Esto podría relacionarse con el aumento de inductancia propio del pinch central.

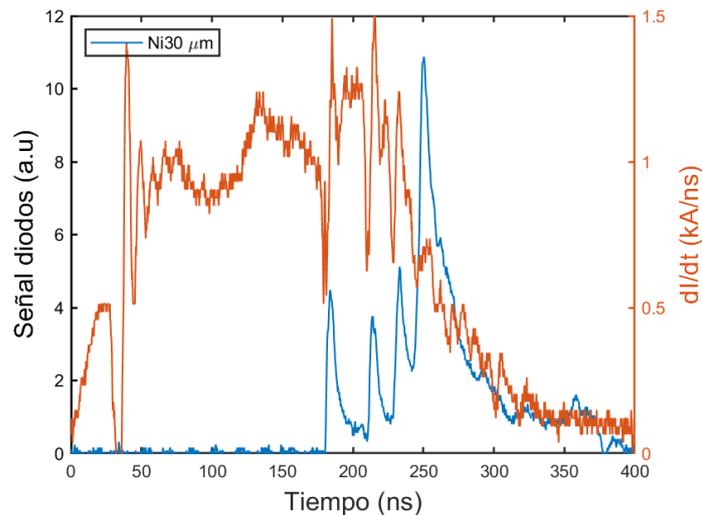


Figura 4.3: Derivada de corriente y señal de diodo AXUV con filtro de níquel. Se observa coincidencia en los primeros pulsos entre la emisión y caídas en dI/dt . Hay emisión tardía, a ~ 360 ns, menos intensa y que no parece coincidir con bajas en la tasa de corriente (descarga 13 en fig.4.1).

Si bien la emisión de rayos X se produjo en todos los experimentos con esta carga, la reproducibilidad en cuanto a cantidad de pulsos y su intensidad fue variable. No se encontró ninguna correlación entre las descargas con pulsos más intensos y las corrientes a las que estos se produjeron. Tampoco se observa una correlación clara entre la tasa de corriente dI/dt y la emisión observada. La tasa media hasta el momento del primer pulso fue típicamente de ~ 0.7 kA/ns, alcanzando valores instantáneos de hasta 1 – 1.5 kA/ns en algunas descargas (fig.4.3).

En cuanto a *yield* energético de rayos X, el total en cada descarga varió entre ~ 1 mJ y ~ 600 mJ para el rango comprendido entre 7.11 keV y 8.33 keV, con resultados similares de 8.33 keV a 8.98 keV (figura 4.2). La emisión de múltiples pulsos dificultó la medición precisa de la energía correspondiente a cada uno, puesto que muchas veces el tiempo entre un pulso y el siguiente fue menor al tiempo de descarga del diodo (ver figura 4.2). Teniendo en cuenta estos casos, al aplicar el procedimiento detallado en la sección de montaje para el cálculo de energías, integrando en un solo pulso, se subestima el valor real de *yield*. Entendiendo esto, en general para pulsos ‘individuales’ se obtuvieron energías máximas de decenas de mJ, llegando hasta ~ 80 mJ en ambos rangos estudiados, con potencias alcanzando ~ 1 MW en peaks. Típicamente la emisión fue mayor en el intervalo 7.11 keV y 8.33 keV, sin embargo esta diferencia no fue consistente, estando en muchos

casos contenida en el margen de error.

Al comparar los resultados obtenidos con diodos AXUV y el PCD para una misma descarga, se observa que por lo general varían las intensidades relativas entre pulsos entre un tipo de diodo y otro (fig.4.4). En las descargas donde se realizó esta comparación, los detectores de Si muestran pulsos iniciales menos intensos que los que les siguen, mientras que en el detector de diamante esta relación se invierte. Si bien es posible que esto se deba a la superposición de pulsos durante la descarga de los diodos AXUV, en algunos casos esta diferencia es notoria incluso en el primer peak de las emisiones tardías, habiéndose descargado ya el diodo tras los primeros pulsos. Es posible que esto sea debido a las diferencias en cuanto a sensibilidad y filtrado de ambos diodos, entregando así información general sobre la composición espectral de cada pulso.

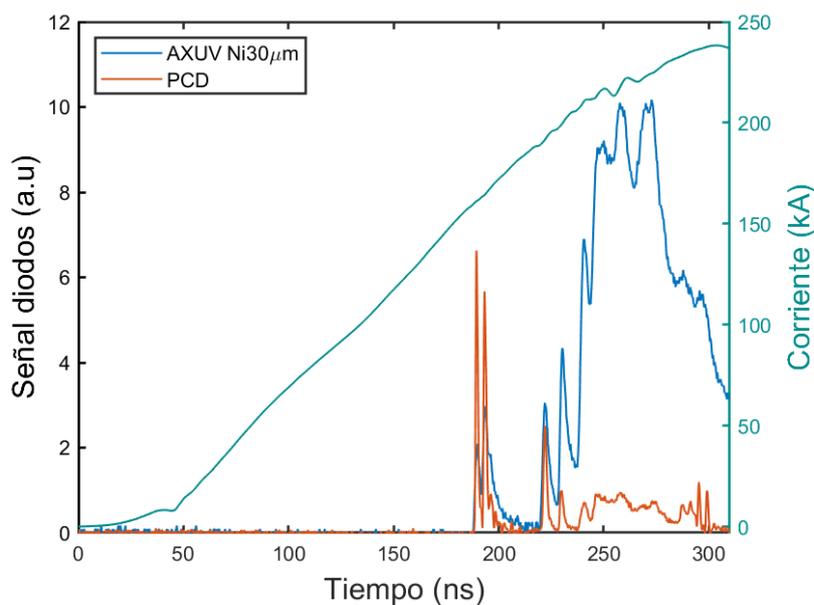


Figura 4.4: Señal de diodos AXUV filtrado con Ni junto con señal de PCD para la misma descarga. Se observa una diferencia en las intensidades relativas entre los primeros pulsos y los siguientes entre ambos detectores (descarga 24 en fig.4.1).

Tanto en diodos AXUV como PCD, la sensibilidad es relativamente constante en un amplio rango de energías (24eV a 4keV en el caso de los primeros y 100eV a 5keV para el PCD) y la caída en la respuesta para emisión de alta energía tiene relación con los fotones que se pierden por la transmisión del Si y el diamante respectivamente. Así, es posible modelar su respuesta como una curva proporcional a la absorción de estos materiales [41, 44]. Considerando estas curvas y los filtros usados se puede comparar la respuesta de

cada diodo a distintas energías (ver figura 4.5).

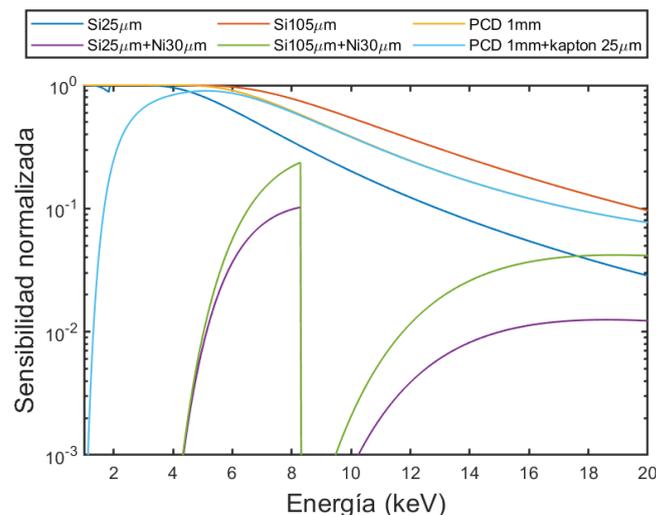


Figura 4.5: Gráfico de sensibilidad normalizada a la sensibilidad plana característica de cada diodo [41, 44].

Los diodos AXUV usados son los modelos HS-5 y HS-11. El primero tiene un espesor de Si de 25 μ m [41]. No se encontró información detallada sobre el segundo. Sin embargo, dada su similitud con el HS-5 se asumió el mismo espesor para el cálculo de sensibilidad. Los diodos AXUV tienen espesores de 25 μ m a 105 μ m (dependiendo del modelo) de acuerdo al fabricante [41]. La suposición anterior implica, en caso de ser equivocada, una sobreestimación de la radiación en el rango Ross-Pair de Ni-Cu.

A partir de la figura 4.5 es posible notar que en el caso de un diodo AXUV con filtro de Ni, la sensibilidad alcanza un 10% de su valor máximo, a 8.3keV, en 5.4keV. La sensibilidad para energías menores se reduce rápidamente. Por otro lado, la respuesta del detector de diamante filtrado con poliimida (Kapton) es más uniforme, manteniendo una sensibilidad mayor al 10% de su máximo desde ~ 1.6 keV hasta más de 15keV. Lo anterior sugiere que las diferencias en las intensidades relativas en los pulsos (figura 4.4) podría deberse a diferencias en el espectro de emisión. Así, los pulsos tempranos tendrían una mayor contribución de energías bajas (< 5 keV), no detectables en AXUVs, en comparación con los pulsos más tardíos. Estos últimos, a su vez, presentan mayor intensidad en el rango de detección de diodos AXUV (en torno a 5keV-8.3keV, > 12 keV para Ni) que las primeras emisiones. Lo anterior se condice con estudios previos que dan cuenta de distintos mecanismos de emisión en el x-pinch, radiación termal producto de la

compresión en el punto central y haces de electrones interactuando con el plasma. Este último sería el responsable de los pulsos secundarios con mayor presencia de fotones de energías $> 5\text{keV}$ [6, 14, 53, 54]. Otro caso que produciría estas diferencias en intensidades sería la emisión significativa en energías cercanas y mayores a las caídas de absorción de Ni y Cu, es decir emisión significativa en el rango $> 9\text{keV}$ en los primeros pulsos, sin embargo esto no coincide con el resto de los diagnósticos (siguientes secciones).

A partir de la comparación entre ambos tipos de detectores, es posible también estimar la proporción de energía radiada en los rangos correspondientes al set Ross-Pair con respecto a un espectro más amplio detectado por el PCD. Este análisis fue posible solo en un par de descargas (23 y 24 en la figura 4.1), en las que se obtuvo que la emisión total en el rango de 7.11keV - 8.33keV corresponde a un $14 - 18\%$ de la emisión total detectada por el detector de diamante ($h\nu > 1.6\text{keV}$). Considerando que esto corresponde a una fracción sobre la emisión ya filtrada por la capa de poliimida, y la suposición sobre el espesor de la capa de silicio de AXUVs; el porcentaje calculado representa una cota superior. En estas descargas, la emisión en el rango $7.11 - 8.33\text{keV}$ fue, como máximo, un $14 - 18\%$ de la emisión total de rayos X.

4.2. Cámara slit wire y pinhole tiempo integrado

Los resultados de la cámara slit wire y pinhole tiempo integrado muestran la aparición de diferentes fuentes en distintas posiciones a lo largo del X-pinch. Al igual que en el caso de los diodos, el número de fuentes e intensidad de estas varió en cada descarga.

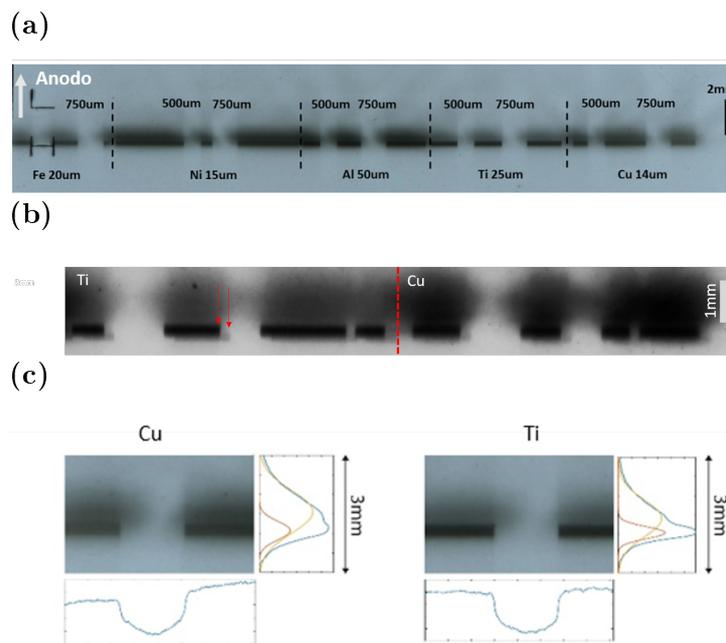


Figura 4.6: Resultados de cámara slit wire para dos descargas distintas. Los perfiles son los obtenidos comunmente en las distintas descargas, reflejando la presencia de una fuente reducida bajo una fuente de mayor tamaño. La imagen a corresponde a la misma descarga en que se obtuvieron los resultados en la figura 4.2, y es previo a la implementación del alambre de $125\mu\text{m}$ en slit wire. Subfiguras a y b corresponden a descargas 11 y 13 en figura 4.1. (c) muestra lineouts del alambre de $750\mu\text{m}$ tras los filtros de cobre y titanio en la imagen (a). En las tres imágenes el ánodo del generador se ubica hacia arriba.

La figura 4.6 muestra perfiles comunmente obtenidos en el film de slit wire. En la figura 4.6.a, es posible identificar una fuente central con un tamaño de $\sim 86\mu\text{m}$, junto con una fuente de $> 750\mu\text{m}$ sobre ella, hacia el ánodo del generador. En la figura 4.6.c ambas fuentes se identifican usando un ajuste de dos gaussianas en el lineout vertical de la imagen slit wire. En la figura 4.6.b se observan al menos dos fuentes centrales, desplazadas una con respecto a la otra. En general en todas las descargas se registró al menos una fuente de tamaño reducido, que proyecta los tres alambres ($750, 500$ y $125\mu\text{m}$). Esta emisión corresponde, de acuerdo con las imágenes pinhole (figuras 4.7 y 4.8), a la emisión desde el hotspot central del X-pinch. El tamaño de esta fuente central varió entre una descarga y

otra, alcanzando valores mínimos de $\sim 50\mu\text{m}$ y máximos de hasta $150\mu\text{m}$, sin variaciones medibles entre un filtro y otro para una misma descarga. En algunos casos se detectaron múltiples fuentes de este tipo, lo que se reflejó tanto en las imágenes slit wire, como pinhole. La figura 4.6.b muestra un resultado en el que se observan dos fuentes centrales, desplazadas horizontal y verticalmente, una de mayor intensidad que la otra. Asimismo, en la figura 4.7, se observa otro caso en el que se detectan al menos dos fuentes centrales igualmente intensas, desplazadas verticalmente $\sim 440\mu\text{m}$, donde ambas presentan un tamaño de fuente de $140\mu\text{m}$. En este último caso, las fuentes también se observan en las imágenes pinhole, confirmando el distanciamiento medido en slit wire.

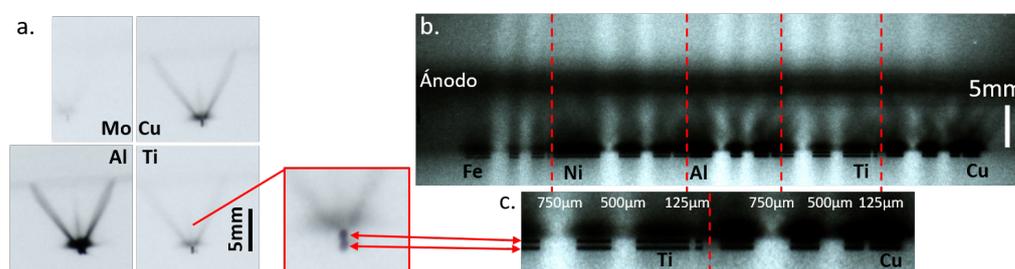


Figura 4.7: Resultados de cámara pinhole (a) y slit wire (b y c) para una misma descarga. Estas imágenes corresponden a la descarga de la figura 4.4. En a se ve la imagen formada tras los 4 filtros de la cámara pinhole, mostrando las distintas fuentes presentes en el X-pinch: hotspot central y emisiones desde alambres, jet y ánodo del generador producto de la aceleración de electrones en el diode gap. En b es posible identificar estas mismas estructuras, teniendo resolución 1D a lo largo del eje del arreglo. En ambos diagnósticos se observan dos fuentes centrales similares, que en la figura son señaladas con flechas rojas. En c se muestra un zoom de las proyecciones de slit producto de estas dos fuentes, para los filtros de titanio y cobre usados en slit wire. Estos resultados corresponden a la descarga 24 en 4.1.

Si bien en gran parte de las descargas la fuente central fue visible detrás de todos los filtros en la cámara slit wire, en casos en que la emisión detectada por los diodos fue baja (descarga 16 en 4.1), la fuente central se observó únicamente detrás del filtro de Al y de Ti, lo que indica que predomina la emisión en el rango $3 - 5\text{keV}$ por sobre energías mayores. En general la fuente central se proyectó detrás de los 5 filtros usados en slit wire, implicando presencia de radiación de baja energía (en el rango mencionado) así como $> 5\text{keV}$.

El filtro de $2\mu\text{m}$ de Al en la cámara pinhole tiempo integrado permite el paso de radiación en un amplio rango ($> 2\text{keV}$) y muestra una fuerte emisión central, donde no es posible

distinguir fuentes aisladas. Sobre la parte central, hacia el ánodo del generador, se observan estructuras típicas de este tipo de arreglos: emisión desde el ánodo de plasma del diode gap formado tras el pinch, desde el plasma que rodea los alambres, desde el jet formado en el eje del arreglo y desde el ánodo del generador (figuras 4.7.b y 4.8). De acuerdo con la literatura [6, 14, 53–55], estas emisiones corresponden a partículas aceleradas a través del diode gap, interactuando con el plasma de la parte superior del arreglo. Estas fuentes son del orden cientos de μm hasta $\sim 1\text{mm}$ en tamaño, y de mayor energía en comparación con la fuente central, de acuerdo con lo observado tras cada filtro. Esta emisión coincidiría con las fuentes de gran tamaño detectadas en slit wire sobre la fuente reducida. En general en la gran mayoría de las descargas analizadas, la intensidad de esta fuente tras los filtros usados es mayor aunque comparable con respecto a la de la fuente central, resaltando esto tras el filtro de cobre y siendo menor la diferencia (incluso llegando a invertirse en algunos casos) tras el filtro de titanio. Lo anterior confirma la idea de que comparativamente la fuente central, asociada a los primeros pulsos en diodos, contiene más energías menores ($< 5\text{keV}$) comparada con la fuente superior de mayor tamaño, con energías del orden de los 8keV . Esto es también evidente en los resultados de slit wire, como es posible ver en las figuras 4.6 y 4.7. La fuente central se distingue mejor de la fuente de mayor tamaño en el caso del filtro de titanio y fierro (ver lineout vertical en figura 4.6.c), donde la fuente extendida (correspondiente a las estructuras observadas por la cámara pinhole) es más débil, confirmando así que esta emisión contiene principalmente energías en el rango $7 - 9\text{keV}$. Lo anterior se observa también al usar curvas gaussianas para ajustar a las distintas fuentes axiales (figura 4.6c), notándose los cambios en la intensidad de cada una de las fuentes de distinto tamaño, dependiendo del filtro usado.

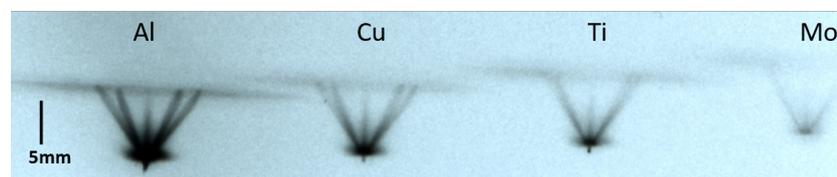


Figura 4.8: Imagen obtenida con cámara pinhole. Se observa la emisión desde el centro, distinguible tras el filtro de Cu y Ti, y como una columna central en el caso del filtro de Al. En el filtro de molibdeno, con menor transmisión para rayos X blandos, no se distingue el hotspot central, siendo la emisión más intensa la correspondiente al ánodo del diode gap. Imagen de descarga 21 en 4.1.

En varias descargas se produjo, junto con la proyección de la rendija y alambres en slit

wire, una imagen de atenuación de la placa que sirve de soporte para los alambres, una placa de aluminio de 1.35mm de espesor (uno de estos casos se ve en la figura 4.7.b). Una capa de aluminio de estas dimensiones transmite menos de un 1% de radiación de energía menor a 12.6keV. En la cámara pinhole se usa un filtro de molibdeno con el fin de estudiar la emisión de rayos X de altas energías. En algunos casos es posible observar la fuente central detrás de este filtro, sin embargo, en general lo que domina es la emisión desde el ánodo del diode gap (ver figura 4.8). Esta fuente es la que posiblemente produce la imagen de atenuación de la placa de Al y los alambres, ya sea debido a la emisión de rayos X duros $> 10\text{keV}$, o a una intensidad suficientemente alta en energías menores (7 – 9keV) como para generar una imagen en el film pese a la baja transmisión. Para diferenciar entre estas dos posibilidades es necesario tener una mejor caracterización de la sensibilidad del film. No se observó correlación entre las descargas con este tipo de emisión y mediciones de otros diagnósticos.

4.3. MCP

Las imágenes obtenidas con MCP dan cuenta de emisión en un rango de menor energía en relación al resto de los diagnósticos. Durante algunas descargas, se filtraron pinholes con $11\mu\text{m}$ de Al. Estas aperturas no produjeron imágenes, mientras que aperturas sin filtrar sí proyectaron imágenes en las mismas descargas.

La figura 4.9 muestra una secuencia en la que es posible ver el momento antes y después de la implosión de la columna central. En el primer instante el diámetro de la columna es de aproximadamente 0.6mm , con una altura similar de 0.7mm . En este primer tiempo la emisión se concentra en la columna central y los jets axiales del arreglo. La implosión ocurre en los 15ns comprendidos entre el primer y segundo cuadro, donde la emisión se concentra en los electrodos del recién formado diode gap. En el tercer y cuarto tiempo la emisión en esta región y en el plasma superior aumenta significativamente (considerando que no se ha compensado la pérdida de ganancia en cada cuadro asociada al aumento en el largo de cable). Adicionalmente, se observa un ensanchamiento de los electrodos de plasma. En el cuarto cuadro, el gap ha alcanzado un tamaño de 0.4mm , a menos de 45ns de la implosión. Se estima una velocidad media de apertura de $\sim 9\mu\text{m}/\text{ns}$ entre el segundo y cuarto tiempo. Sin embargo, esto es una cota inferior, dada la pérdida de ganancia mencionada, que afecta sobretodo a los últimos cuadros.

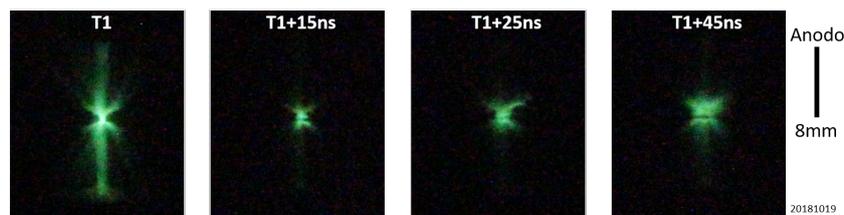


Figura 4.9: Secuencia de implosión y formación de gap central de un x-pinch de cobre. Las imágenes corresponden al pinhole de $60\mu\text{m}$. Debido a problemas con la adquisición de datos en osciloscopios en esta descarga en particular, no se cuenta con el tiempo relativo a emisión de pulsos o corriente en este caso.

Se obtuvo otra serie de imágenes similares (figura 4.10). En este caso, la primera imagen es tomada 25ns antes del primer pulso de rayos X detectado por los diodos. En esta se observa una columna central de aproximadamente 1mm de altura y $600\mu\text{m}$ de diámetro. En el segundo instante, 10ns antes del pinch, este diámetro se reduce a $550\mu\text{m}$. El tercer tiempo corresponde a 5ns post pinch, tras la emisión de un primer pulso de 1.2ns FWHM.

En este cuadro se observa mayor intensidad en el centro (pese a la disminución en la ganancia), y aun es posible observar una columna al centro del arreglo, con un ancho de $550\mu\text{m}$, igual al instante anterior. En el cuarto cuadro, 20ns post pinch, la intensidad en el centro disminuye considerablemente y el ancho aumenta a $\sim 1\text{mm}$, mostrando algunas regiones de baja intensidad dentro de la columna. En la imagen pinhole correspondiente a la misma descarga (figura 4.8), se observa una fuente central $< 100\mu\text{m}$ detrás del filtro de Titanio. El diámetro medido con las imágenes MCP correspondería a una capa exterior del pinch, con un plasma de menor temperatura y densidad. El menor tamaño que fue posible medir de esta columna a partir de imágenes MCP fue de $400\mu\text{m}$, 10ns antes del pinch.

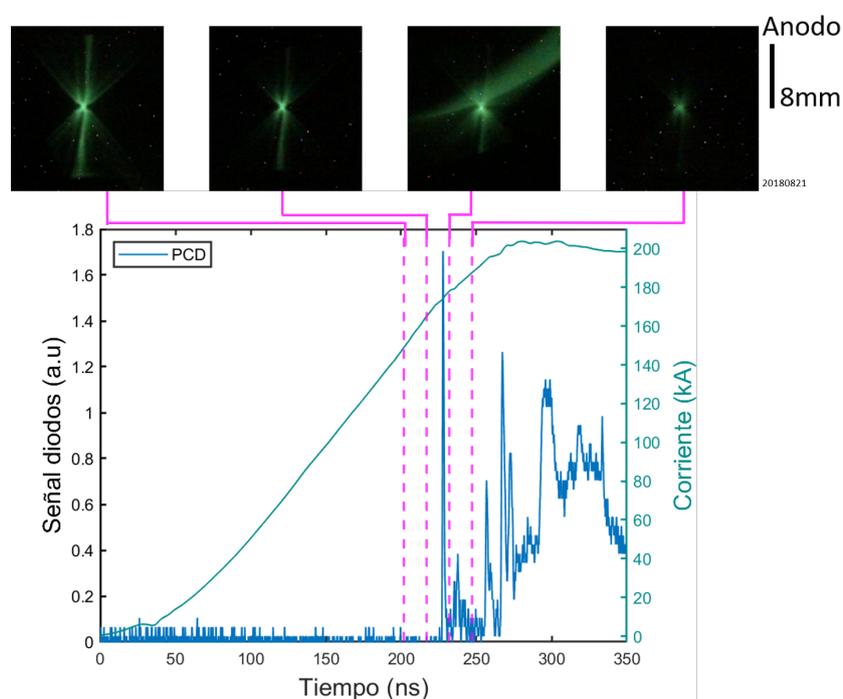


Figura 4.10: Secuencia de implosión de la columna central del X-pinch. En el gráfico inferior se muestra la corriente y la traza del PCD. Las líneas semicontinuas corresponden a cada tiempo de la cámara MCP, separado 15ns cada uno. Las imágenes corresponden a un pinhole de $60\mu\text{m}$, en la descarga 21 de la figura 4.1.

En la figura 4.11 se observa la evolución del x-pinch post implosión. El primer cuadro corresponde a 23ns post emisión del primer pulso. Esta descarga en particular fue una de las pocas en las que los diodos detectaron la emisión de un pulso cuasi único, sin ser acompañado por emisión de pulsos secundarios de mayor duración (ver sección de diodos). La corriente en este caso fue mucho menor que en la mayoría de los experimentos, debido

a fallas en la sincronización del generador. Las imágenes MCP muestran un gap central demasiado reducido en un primer instante como para ser espacialmente resuelto por el pinhole de $150\mu\text{m}$ y apenas visible en el de $60\mu\text{m}$, lo primero implica una separación $< 460\mu\text{m}$, de acuerdo a la ecuación 2.1. Se observa además la evolución de los electrodos del diode gap, que nuevamente aparecen como la región de mayor emisión post pinch, mostrando ensanchamiento al igual que en la figura 4.9 y llegando a tener una separación de $180\mu\text{m}$ en el último cuadro.

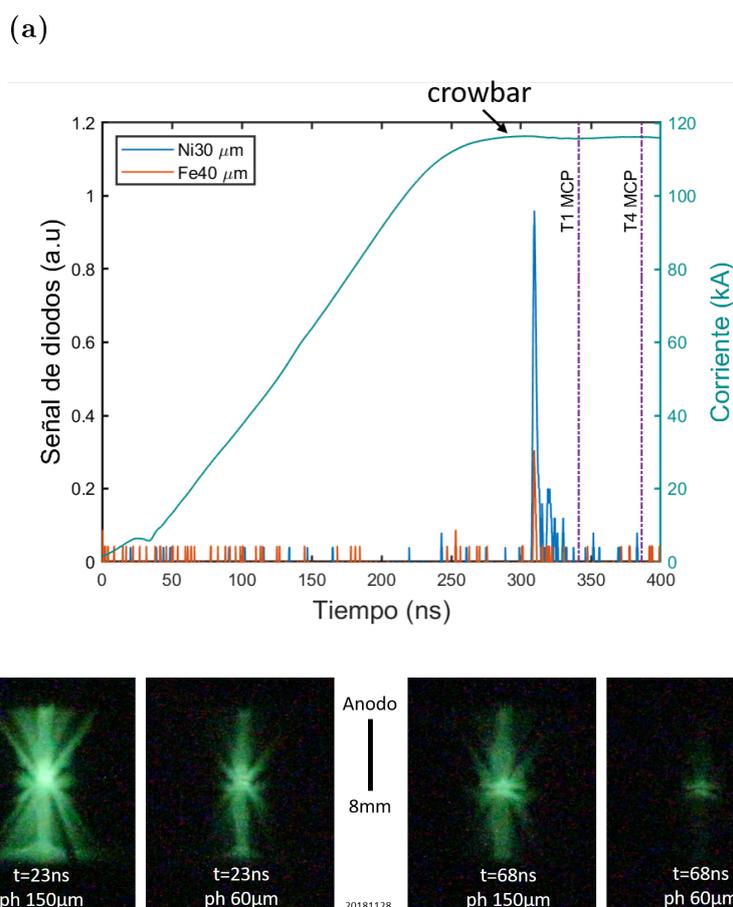


Figura 4.11: En (a) se muestra la emisión captada por los diodos Ross Pair de Ni y Fe en esta descarga. Las líneas semi continuas corresponden al primer y cuarto cuadro captado por la cámara MCP, estas son las imágenes en (b), donde se muestran ambos pinholes en cada tiempo ($150\mu\text{m}$ y $60\mu\text{m}$, de izquierda a derecha). La descarga corresponde al número 9 en la figura 4.1

En la figura 4.10 y en ambos cuadros de la figura 4.11b, se presentan regiones oscuras a lo largo del arreglo. Estas corresponden a los núcleos de alambres ablacionados, suficientemente densos como para bloquear la radiación, permitiendo ver solo la del plasma coronal y el que es arrastrado hacia el eje del X. Experimentos previos reportados

en la literatura muestran imágenes similares al tomar radiografías de x-pinches, en que el plasma del núcleo expandido de los alambres es suficientemente denso como para bloquear rayos X blandos [11]. De acuerdo con estas siluetas, 330ns desde el inicio de la corriente, el núcleo del alambre se ha expandido llegando hasta 1mm de diámetro (en la región más alejada del centro del X), es decir 40 veces su tamaño original.

4.4. Espectrómetro

Se obtuvieron mediciones de espectros en múltiples descargas. Uno de los espectros obtenido se muestra en la figura 4.12. Las energías corresponden a la calculadas de acuerdo a la calibración geométrica (figura 3.2). Para el análisis se compararon los resultados obtenidos con simulaciones en el software PrismSpect [56], usando distribuciones maxwellianas (por lo que no se consideró la contribución de las partículas aceleradas en el gap).

A diferencia de otros cristales comunmente utilizados en espectroscopía, la muscovita mantiene alta reflectividad en sus órdenes de reflexión superiores, pudiendo estos dominar el espectro por sobre $m = 1$ [57]. Al comparar con las simulaciones, se hizo evidente que este fue el caso en los resultados obtenidos (figura 4.12). En general, en el film se observa un intenso continuo dominante en energías inferiores a 2keV (figura 4.12.b) con una menor contribución en energías superiores. Al considerar la contibución de distintos órdenes y comparar con simulaciones se observa que este continuo posiblemente se extiende significativamente hasta 5keV (figura 4.12.c). Sobre esta emisión, se ven líneas que, de acuerdo con los espectros simulados, corresponderían a satélites de la serie K del cobre, de Li-like Cu y resonancia (R) de He-like Cu. Esta emisión aparece principalmente en el orden $m = 5$ y $m = 3$ de la mica. En algunos casos se distingue también la misma emisión en $m = 4$ y $m = 6$. Estas líneas se ubican en el rango 8.3keV-8.5keV, por lo que el orden $m = 1$ queda fuera del rango del espectrómetro. El segundo orden parece tener una reflectividad muy baja en estas energías pues, pese a estar dentro del rango del espectrómetro, no aparece claramente en los espectros obtenidos.

En la mayoría de los espectros se detectaron adicionalmente líneas de menor energía, correspondientes principalmente (según el ajuste al espectro sintético) a satélites de la serie L del cobre, de iones tipo Li. Las líneas en el espectro corresponden al segundo orden principalmente. Estas transiciones corresponden a los 1.3keV-1.5keV y 1.8keV-2.3keV, por lo que el quinto y tercer orden, que muestran alta reflectividad en energías altas, quedan fuera de rango. El análisis de estas líneas es complicado debido a su baja intensidad y superposición con ordenes $m = 6, 7$ de la emisión de las líneas energéticas ya mencionadas.

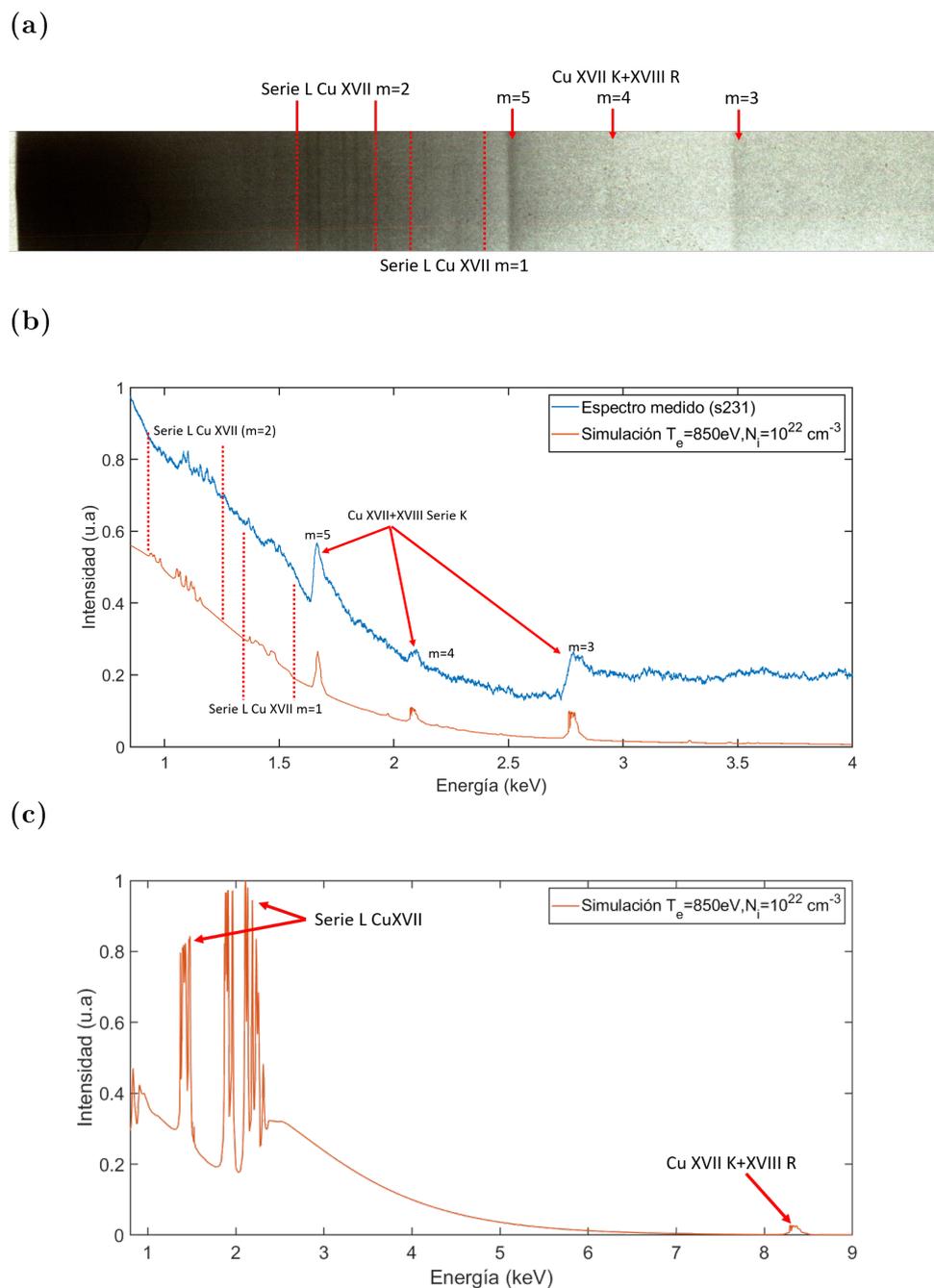


Figura 4.12: Espectro tomado en una de las descargas (a). Se observa emisión principalmente de CuXVII acompañada de un intenso fondo continuo que domina en el rango $< 2\text{keV}$. En b se muestra el espectro luego de considerar el cálculo geométrico usado para calibrar (curva azul) en conjunto con una simulación de una fuente de $100\mu\text{m}$ con temperatura electrónica de 850eV y densidad iónica de 10^{22}cm^{-3} (curva naranja). La simulación en b tiene considerado el filtrado de la película ($5\mu\text{m Al}$) y los distintos órdenes de la mica. En c se muestra el espectro simulado, sin considerar órdenes ni filtrado. El espectro corresponde a la descarga 25 en 4.1.

Asumiendo una única fuente central que produce el espectro, por medio de simulaciones se estimó un rango de temperaturas electrónicas de 0.8keV - 1.1keV y densidades iónicas

entre $5 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ - $5 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$. Uno de los factores relevantes en la determinación de estos parámetros es la emisión resonante de He-like Cu (8.39keV), que produce un aparente ensanchamiento en los satélites de CuXXVII hacia mayores energías (ver 4.12). Esta característica aparecen en todos los espectros obtenidos, asegurando valores mínimos de temperatura y densidad. Por otro lado, no se observa en los espectros la emisión tipo K_{β} en torno a 9.8keV de He-like Cu, lo que permite descartar valores de temperatura y densidad mayores a las cotas mencionadas. Los rangos determinados a partir del espectro corresponden al caso de una fuente única. Sin embargo, las imágenes pinhole y slit wire muestran que hay (al menos) dos fuentes separadas espacialmente las cuales no pueden ser resueltas por este espectrómetro. De acuerdo con estos diagnósticos, las emisiones desde el pinch y desde el ánodo del diode gap tienen intensidades comparables en distintos rangos de emisión. Considerando esto, es difícil asociar unívocamente los parámetros obtenidos al plasma central, la superposición de ambas emisiones en ciertos rangos energéticos podría producir una sobreestimación de la densidad, así como desviaciones en la temperatura producto de superposición de líneas de distintas fuentes.

La figura 4.12 refleja un buen ajuste entre el espectro simulado y los resultados obtenidos. Sin embargo, dada la importancia que cobra en imágenes de otros diagnósticos la fuente asociada al haz de electrones, es necesario tener en consideración que una buena parte del espectro medido, especialmente en altas energías, posiblemente proviene de esta fuente y no del centro del arreglo. Esto ha sido demostrado extensivamente en trabajos previos por medio del uso de espectroscopía con resolución espacial. En estos trabajos [6, 54, 55], se da cuenta de que es común observar líneas de emisión tipo K hacia el lado del ánodo, producida por los electrones acelerados por el gap. Los iones involucrados en esta emisión varían a medida la fuente se ubica más alejada axialmente del punto de cruce. En el punto de cruce la emisión contiene líneas de iones altamente cargados (H, He, y hasta Li-like) que se asocian a la fuente termal del pinch. Sobre el punto de cruce la carga de los iones en la fuente disminuye debido a la disminución en la temperatura. Se han obtenido mediciones en X-pinches de Cu [54] que muestran iones tipo Ne a $\sim 100 - 200 \mu\text{m}$ sobre la fuente central, con un tamaño de fuente mucho mayor. Otras mediciones [58] ubican este tipo de emisión incluso en el gap, nanosegundos luego del colapso, debido a haces de electrones de corta duración. Estas fuentes mantienen un tamaño de centenas de μm y duraciones de ns. Subiendo a lo largo del arreglo la emisión se mueve hacia energías más

bajas debido a la menor carga de los iones, llegando generalmente a emisión K cercana a la del átomo neutro cerca del ánodo del generador[6, 14, 53].

Lo anterior no se observa directamente en el espectro medido 4.12. Sin embargo, es necesario considerar los aspectos geométricos del espectrómetro. Al no tener una slit de entrada, el espectrómetro y su curva $X(E)$ mencionada en la subsección 3.2, son dependientes de la ubicación de la fuente de emisión. De esta forma, al usar la calibración que asume una fuente central, se produce un corrimiento de las fuentes desplazadas hacia el ánodo, apareciendo como emisión de energía aparente mayor a la que realmente tienen (haciendo posible por ejemplo que líneas satélite K de iones baja carga aparezcan con energías similares a satélites de iones muy cargados). Es posible relacionar con cierta seguridad la emisión de satélites tipo K de iones tipo Li a una fuente central de tamaño reducido como sugieren las simulaciones, puesto que las energías coinciden y además el inicio de esta emisión está lo suficientemente bien definido como para descartar la contribución de fuentes extendidas. En este último caso se esperaría que la emisión apareciera más ensanchada. Lo anterior solo aplica para el inicio de la emisión de altas energías, alrededor de 8.33keV. Las simulaciones sugieren que la región alargada posterior consiste en más líneas de este tipo, además de la emisión resonante e intercombinación de He-like Cu. Esto no es tan claro, pues dado el ensanchamiento que se observa, no es descartable que esta emisión se encuentre superpuesta con líneas cercanas de menor energía proveniente de fuentes superiores de mayor tamaño.

Solo en algunos casos fue posible medir lo antes descrito en los espectros obtenidos experimentalmente. En la figura 4.13, se muestra la aparición en el tercer y quinto orden, de una emisión de energía aparente $\sim 9\text{keV}$. Esta emisión no aparece en ninguno de los espectros simulados. Por medio del cálculo de calibración del espectrómetro, se estimó que podría corresponder a emisión alrededor de 8.2 – 8.3keV ubicada cerca del ánodo del generador. Esta es solo una de las posibles explicaciones, podría ser una fuente ubicada más cerca del centro pero con mayor energía. La extensión de la emisión a lo largo del espectro indica que ambas opciones podrían ser correctas. En este caso la emisión se encuentra separada en el espectro de la emisión antes identificada como líneas de iones tipo Li y He. No es posible descartar que líneas similares provenientes de regiones más cercanas al centro del arreglo se superpongan con esta emisión.

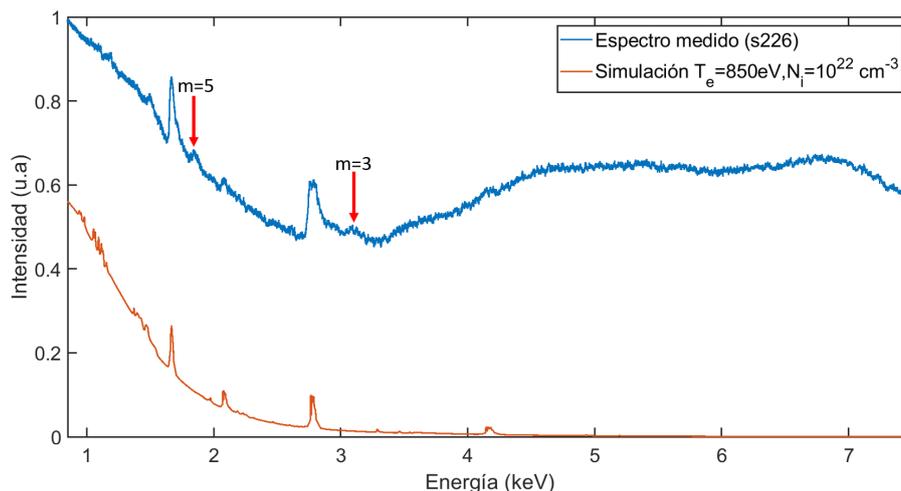


Figura 4.13: Uno de los espectros en los que se observa emisión probablemente proveniente de regiones alejadas del centro del arreglo, de mayor tamaño que el pinch, y energías cercanas a 8keV (señaladas en orden 3 y 5 de mica por flechas rojas).

En la figura 4.13 se observa emisión continua en energías sobre 3keV (usando la calibración de fuente central). Esta región del espectro cambió significativamente entre descargas. Si bien en ninguna descarga se observó emisión de líneas en esta parte del espectro, en todas se observó una especie de continuo, con distinta distribución en energía y/o distinta intensidad a lo largo del espectro. Considerando que este ‘continuo’ es la superposición de fuentes distribuidas espacialmente y de distintos órdenes de la mica, además de su baja reproducibilidad, es muy difícil obtener información de esta parte del espectro. Dada la intensidad con la que se ven los órdenes 3 y 5 en el resto del espectro, se podría asumir que estos ordenes dominarían también el resto del rango de medición. En el caso particular de la figura 4.13 esto implicaría un continuo que abarca al menos desde $\sim 9\text{keV}$ hacia energías mayores.

La emisión tipo K se observa en todas las descargas, mientras que las líneas cercanas a 1.3keV-1.5keV (transiciones a capa L) no se observan en algunos casos. La ausencia de estas líneas podría corresponder a valores elevados de densidad en la fuente central (del orden de 10^{23}cm^{-3}). En este caso, la temperatura electrónica disminuiría a 750 – 800eV, de lo contrario debería detectarse la emisión mencionada de He-like Cu en 9.8keV. Para obtener resultados más detallados sobre los parámetros del plasma, es necesario incorporar resolución temporal y/o espacial al espectrómetro, además de realizar mediciones de la reflectividad de la mica curvada en distintos órdenes en un rango relevante de

energías. Para este análisis, se partió usando los mediciones de reflectividad de muscovita reportados en [57], sin embargo los resultados indican algunas diferencias con respecto a estos valores, debidas posiblemente a la calidad de la mica usada y principalmente a la curvatura de esta (lo que afectaría sobretodo los órdenes mayores) [57].

Los espectros obtenidos y sus simulaciones correspondientes (en el caso de una fuente única con densidad y temperatura equivalente a los resultados experimentales) coinciden con las imágenes slit-wire y pinhole. En el caso de slit wire, al comparar el background tras los filtros de Fe, Ni y Cu, se observa menor intensidad en el primero, lo que coincide con el hecho de que este filtro bloquea la emisión de las líneas de la serie K, que sí se transmiten tras Cu y Ni. Lo anterior sucede tanto en la fuente central como en la fuente extendida hacia el ánodo. En los resultados de la cámara pinhole, se observa que tras el filtro de titanio adquiere mayor intensidad la región del pinch debido, posiblemente al fuerte continuo en esta región.

4.5. Talbot-Lau

Se obtuvieron patrones moiré en varias descargas (ver figura 4.14). El contraste entre las franjas varió entre 4% y 18%.

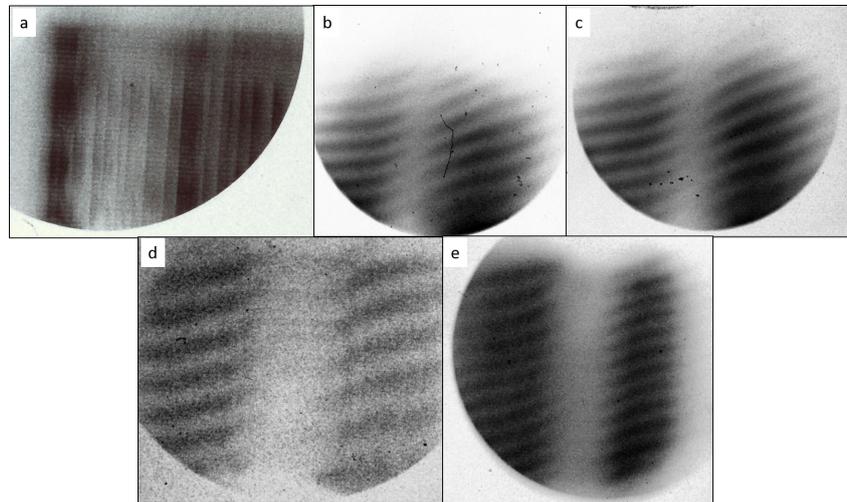


Figura 4.14: Distintos patrones moirés obtenidos durante este trabajo. El primero es el único que corresponde a un deflectómetro distinto, obteniendo un periodo de franjas diferente al resto. Los patrones c, d y e corresponden a las descargas 8, 9 y 10 respectivamente, de la figura 4.1.

Salvo en 4.14.a, el deflectómetro se filtró con cobre en G0, por lo que la imagen pinhole filtrada de la misma forma sirve como indicador de las regiones del X-pinch que contribuyen a la formación del patrón moiré. Según estos resultados (figura 4.8), el patrón de franjas sería formado principalmente por la fuente central, pinch y el plasma sobre este. Como ya se mencionó antes, estas serían también las fuentes principales que producen el espectro observado con la mica curva, al menos en cuanto a la emisión de líneas. El espectro simulado se usó para obtener un estimado de la emisión que alcanza al deflectómetro.

Usando los parámetros de la figura 4.12, $t_e = 850\text{eV}$ y $N_i = 10^{22}\text{cm}^{-3}$, y considerando el filtrado del deflectómetro (típicamente $14\mu\text{m}$ de cobre protegiendo G0 y $22\mu\text{m}$ de Al que envuelven el film), se obtiene el perfil de emisión de la figura 4.15. Según esto, la emisión responsable del patrón moiré estaría en el rango óptimo del deflectómetro. Los valores de contraste obtenidos son menores a los esperados. Esto puede deberse en parte a la presencia de mayores energías. Según lo mencionado en la sección anterior, el espectro simulado correspondería principalmente a la fuente central del arreglo, existiendo

una significativa emisión de continuo que no se reproduce en la simulación. El perfil de emisión de la figura 4.15 representa un estimado de la contribución del plasma central al patrón de franjas, no considerando este continuo de alta energía. Según imágenes pinhole, la fuente superior (que por el resto de los diagnósticos se sabe contiene energías cercanas a 8keV y superiores) dominaría por sobre la fuente central al usar un filtro de Cu (en algunos casos las intensidades son similares, pero al integrar espacialmente para el deflectómetro la fuente de mayor dimensiones domina). Adicionalmente, al usar film, el contraste resultante es dependiente de la sensibilidad de este, del proceso de revelado y posterior digitalización de la imagen. En estos casos el revelado se hizo por inspección, por lo que variaciones en el contraste de la imagen pueden deberse a diferentes condiciones de revelado y no solo a variaciones en la exposición del film.

Pese a que la transmisión de Be es alta en el rango de la figura 4.15, solo en algunas descargas fue posible detectar las franjas del patrón moiré detrás del objeto de prueba, y en estos casos el bajo contraste dificultó el análisis. Esto puede deberse a un bajo flujo de fotones a través del Berilio, relacionado con una fuente de intensidad baja (en relación a la intensidad necesaria para obtener mediciones óptimas en el deflectómetro).

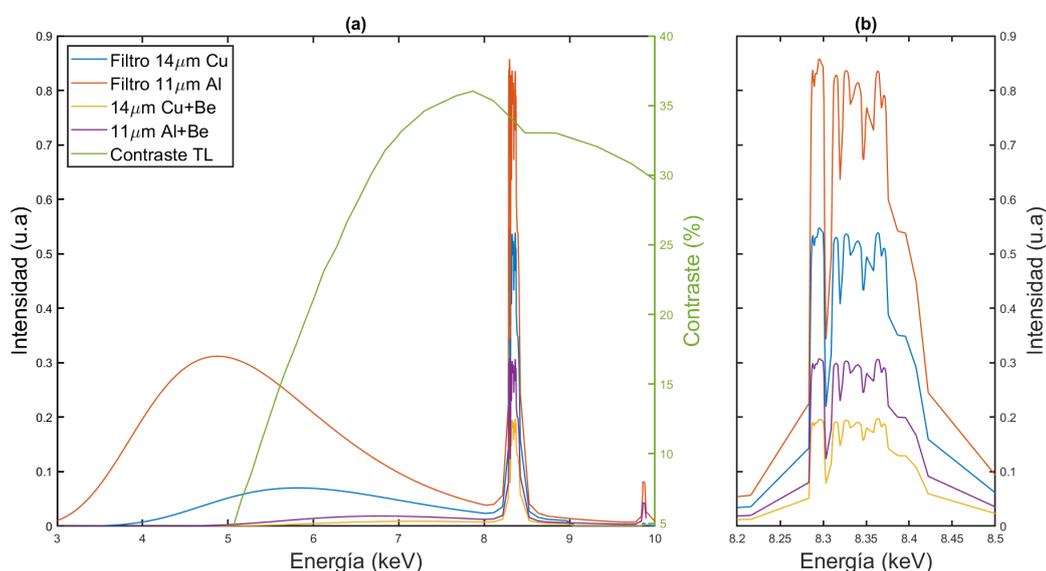


Figura 4.15: (a) Simulación de espectro de emisión que se ajusta a los espectros obtenidos (ver sección anterior), atenuada por los filtros usados en el deflectómetro Talbot-Lau, considerando además la atenuación tras atravesar el objeto de berilio (a través de 6mm, dados por la orientación de la placa). En verde, el contraste predicho para el espectrómetro usando fuentes de rayos X de distinta energía[29]. (b) muestra en mayor detalle el rango energético de mayor intensidad en el mismo espectro (considerando los mismos filtros que en (a)), principalmente emisión tipo K de Li-like Cu.

Usando la sensibilidad angular del deflectómetro, las dimensiones del objeto de prueba y la ecuación 2.11, se obtuvieron valores de densidades a partir de los patrones moiré de la figura 4.16. En la figura 4.16.b se muestra con líneas amarillas y rojas la deflexión medida en el patrón de franjas. El corrimiento correspondió a aproximadamente medio periodo, a lo largo de una distancia horizontal de $\sim 0.5\text{mm}$ en la placa de Be. Conociendo la sensibilidad angular W_{eff} (el ángulo de deflexión correspondiente a un periodo del patrón moiré, como se indica en la figura 4.16.b y en la sección de montaje), se obtiene el ángulo de deflexión asociado a este corrimiento (aproximadamente $W_{eff}/2 = 105\mu\text{rad}$, como se indica en la figura 4.16.b). Según las ecuaciones 1.1 y 2.11, la medición de la densidad a partir del corrimiento es sensible a la energía E de los rayos X usados ($n_e \propto E^2 \cdot \Delta\alpha$). En el caso del resultado de la figura 4.16.c, asumiendo que el patrón es formado por emisión de 8keV , se obtiene una densidad electrónica de $n_e = 3.95 \times 10^{28} \text{cm}^{-3}$. Sin embargo, los resultados obtenidos con el espectrómetro indican que las energías predominantes en la formación del patrón de franjas serían $8.3 - 8.4\text{keV}$ (fig.4.15.b). Usando esto ($E = 8.35\text{keV}$), se obtiene $n_e = 4.31 \times 10^{28} \text{cm}^{-3}$. Considerando la masa y número atómico del berilio, a partir de esta densidad electrónica se obtiene una densidad de masa de 1.61g/cm^3 . Esto implica una diferencia porcentual de $\sim 13\%$ con respecto al valor tabulado (1.85g/cm^3)[59]. De forma similar, a partir del patrón en la figura 4.16.b, usando $E = 8.35\text{keV}$, se obtiene una densidad de 1.72g/cm^3 . En este caso, la diferencia con respecto al valor de referencia es de $\sim 7.2\%$. Es posible que la desviación sea mayor en el primer caso, debido a la dificultad al analizar la imagen por el bajo contraste de esta. En ambos casos, además, las diferencias podrían deberse a la contribución de distintas energías a la formación del patrón de franjas (ver figura 4.15).

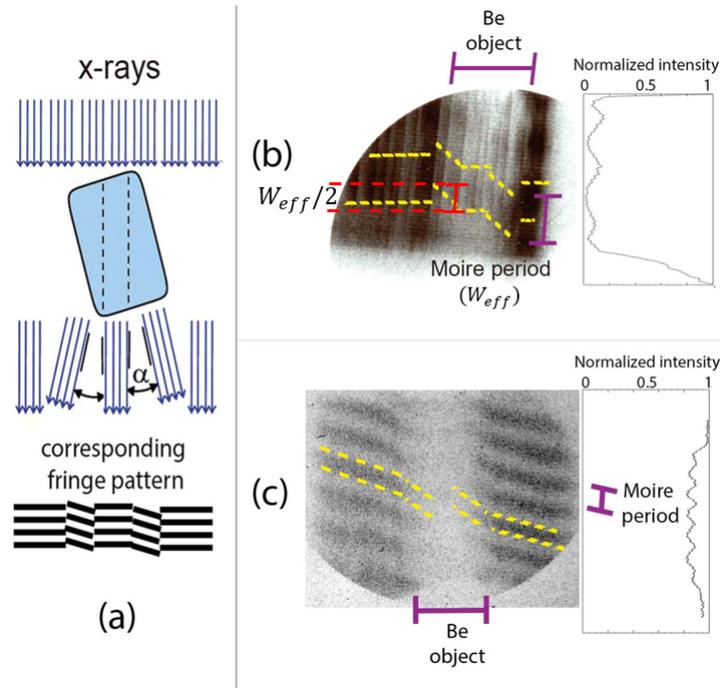


Figura 4.16: (a) Esquema de la refracción experimentada por los rayos X al atravesar el objeto de prueba y su efecto en el patrón de franjas moiré. En (b) y (c) se muestra un par de resultados obtenidos en distintas descargas, con líneas amarillas indicando el corrimiento de las franjas. Junto a cada patrón de franjas, se muestra un lineout de la imagen original [1], en (b) además se indica el corrimiento utilizado para medir la densidad.

En algunos casos (ver figuras 4.14.a y 4.17), el patrón moiré es acompañado en la película por proyección de la red G2, de periodo $12\mu\text{m}$. Adicionalmente, en el caso de 4.14.a se observan también las macroestructuras de la red fuente G0 [27]. La proyección de G2 se ha observado con fuentes continuas de $15\mu\text{m}$ y con fuentes de plasmas producidos por láser (fuentes de $\sim 80\mu\text{m}$)[29]. Sin embargo, las imperfecciones de G0 no se han logrado observar con estas configuraciones. En los resultados presentados en la figura 4.14, la subfigura a muestra claramente ambas estructuras: G2 e imperfecciones, reflejando la presencia de una fuente de tamaño reducido. No es posible afirmar que esta fuente sea menor que en los casos anteriormente mencionados, puesto que los deflectómetros usados en esas publicaciones corresponden a órdenes mayores (orden Talbot 7 y 3) por lo que la magnificación de la imagen de G0 es posiblemente mayor. Comparando con otros resultados obtenidos en este trabajo, se observa que, si bien el periodo de G2 se observa en algunos de los patrones restantes (4.14.b,c,d y e), las imperfecciones de la red fuente solo aparecen en el primero. El interferómetro usado en ese caso se filtró con $11\mu\text{m}$ de Al en G0, mientras que los demás se filtraron con cobre ($14\mu\text{m}$, salvo 4.14.e, que usó solo

$7\mu\text{m}$). Una posible causa sería que al permitir la transmisión de energías menores, cobra más importancia la contribución de la fuente tipo hotspot en la imagen final. Esto es consistente con lo que muestran otros diagnósticos, sin embargo, en la misma descarga 4.14.a, se usó un segundo deflectómetro, filtrado con $5\mu\text{m}$ Cu, con el que no se obtuvo moiré (debido posiblemente a problemas de alineación) pero sí se pudo observar el periodo de G2 e imperfecciones de G0. Este espesor de cobre también permite mayor transmisión de energías bajas en comparación con el de $14\mu\text{m}$, pero se esperaría un resultado similar en el patrón moiré filtrado con $7\mu\text{m}$ (figura 4.14.e), donde es posible observar G2 pero no G0. Entre ambas descargas se hicieron modificaciones al generador, y no se cuenta con información sobre la corriente, tamaño de fuente o espectro en la descarga de la subfigura 4.14.a, por lo que el comportamiento del X-pinch podría haber sido muy distinto al del resto. Adicionalmente, como se puede apreciar por los distintos periodos en la figura 4.14 el deflectómetro usado en el primer caso no es el mismo que en los siguientes.

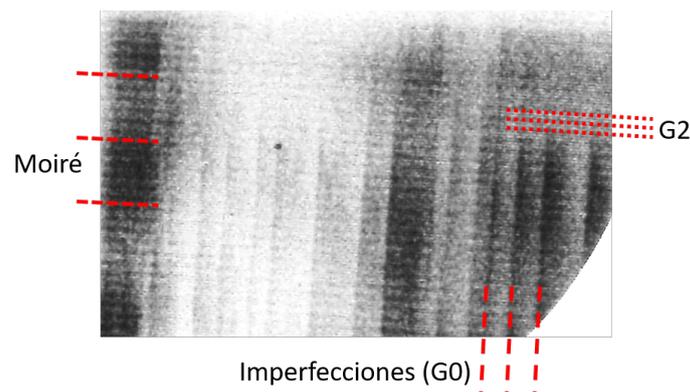


Figura 4.17: Patrón moiré (figura 4.14.a) magnificado, en rojo se indican los distintos patrones presentes: moiré, proyección de red G2 e imperfecciones de G0.

En cuanto a las condiciones necesarias para la utilización del deflectómetro en ambientes de potencia pulsada, y en particular con un X-pinch como fuente se encontraron distintos factores relevantes. El deflectómetro no sufrió daños durante 26 descargas a $\sim 5\text{cm}$ del centro del arreglo. Sin embargo, se observó daño, curvatura y material depositado en los filtros usados para proteger G0 (figura 4.18). El último patrón moiré obtenido, correspondiente a 4.14.e, se obtuvo filtrando G0 solo con $7\mu\text{m}$ de Cu. En esta descarga el filtro sufrió daños y la red se desprendió de su montura, impidiendo la reutilización de este deflectómetro. La emisión significativa de material desde el arreglo se produce posiblemente luego del pinch [9, 11], por lo que la destrucción de G0 y del filtro no

fue impedimento para la obtención de un patrón de franjas. Lo anterior confirma la necesidad de usar filtros gruesos (siendo $7\mu\text{m}$ claramente insuficiente) frente a G0 no solo para seleccionar la energía de los rayos X, sino también para proteger la red.

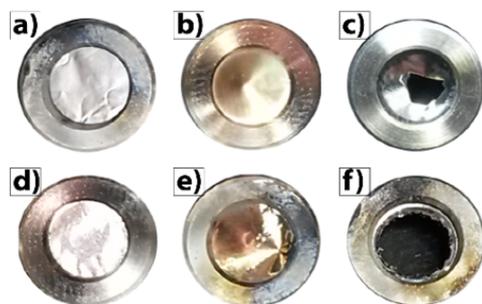


Figura 4.18: Filtros de aluminio tras ser usados entre G0 y el plasma. Se ve material depositado y curvatura (b, e) y destrucción ocasional (c y f) [1].

La obtención de patrones de franjas confirma que factores como el campo magnético, del orden de $B(T) = (0.003) \times I(kA)$ (con I la corriente) en la posición de las primeras redes G0 y G1, y las temperaturas elevadas del material que pueda alcanzar las redes, no inciden significativamente en la obtención de resultados ni en la supervivencia de las redes de difracción. El campo magnético podría producir problemas en las redes de difracción de materiales ferromagnéticos. Al ser magnetizadas, las barras litografiadas podrían atraerse y deformar o destruir las redes. El único componente susceptible a este efecto es la red G1, con barras de níquel, responsable de la formación del patrón Talbot. La magnetización de este material satura a un campo externo de $\sim 0.3\text{T}$, que en la configuración usada implica una corriente de al menos $\sim 100\text{kA}$ pasando por el X-pinch. En la mayoría de las descargas correspondientes a los patrones de la figura 4.14 la corriente máxima superó el doble de este valor. Como se indica en la sección 4.1, en general la emisión de rayos X inicia en $\sim 150\text{kA}$. Por lo tanto, en el caso en que la magnetización del níquel afectara a G1, esto se vería reflejado en los resultados obtenidos a partir de la emisión posterior. La baja diferencia entre los valores de densidad del objeto de prueba medidos con respecto a los valores de referencia, sugieren que la magnetización no modifica la estructura de las redes. Esto es corroborado con pruebas *ex situ* de las redes, usando una fuente continua de rayos X.

5. Conclusiones y trabajo futuro

5.1. Conclusiones

Durante este trabajo fue posible caracterizar la emisión de rayos X desde un X-pinch de 4 alambres de $25\mu\text{m}$ y su uso como fuente para deflectometría Talbot-Lau. Usando diodos, se detectaron pulsos de rayos X con energías $> 5\text{keV}$. Usualmente la emisión consiste en múltiples pulsos, de ancho variable, siendo típicamente el primero de ellos el de menor duración, alcanzando anchos mínimos de 1.2ns , medido con un detector PCD. La comparación entre la señal de PCD y AXUV filtrados sugiere que los primeros pulsos tienen un mayor porcentaje de emisión de energías $< 5\text{keV}$ con respecto a los pulsos posteriores, usualmente de mayor duración. Por medio del uso de filtros Ross-Pair, se midieron energías totales de emisión del orden de decenas a centenas de mJ, en el rango $7.1 - 9\text{keV}$. Ambos tipos de emisión, tanto los primeros pulsos cortos como los posteriores, contienen energías en el rango mencionado. Comparación con señales del detector PCD muestran que esta emisión consiste en una parte pequeña de la emisión total sobre 2keV ($< 14 - 18\%$).

Las imágenes obtenidas por medio de la cámara slit wire y pinhole tiempo integrado muestran la distribución de diversas fuentes a lo largo del arreglo de alambres. Se logran identificar las fuentes ya conocidas en un X-pinch [6, 14]: fuente asociada al pinch central del arreglo y fuente ubicada hacia el ánodo del generador, producida por aceleración de electrones en el gap formado tras la implosión del pinch. La primera fuente alcanzó tamaños variables entre $50 - 150\mu\text{m}$, sin variaciones importantes al medir tras distintos filtros en una misma descarga. La segunda fuente tiene tamaños milimétricos. La comparación en distintos filtros en ambos diagnósticos sugiere que la fuente central tiene contribución importante de energías $< 5\text{keV}$, mientras que la fuente de mayor tamaño se compone mayoritariamente de energías superiores. Esto concuerda con lo medido con el arreglo de diodos, y sugiere identificar los primeros pulsos como aquellos producidos por la compresión del pinch, y los pulsos posteriores como correspondientes al haz de electrones, de mayor tamaño y duración. Filtros de molibdeno e imágenes de atenuación tras una placa de 1.35mm de Al evidencian la emisión ocasional de rayos X duros de al menos decenas de keV desde la parte superior del arreglo.

El espectro obtenido, integrado temporal y espacialmente, muestra emisión principalmente de la región central del arreglo. En varios casos se observan transiciones tipo L de Li-like Cu, entre 1 – 2keV, acompañadas por un intenso continuo en bajas energías y líneas energéticas tipo *K* del mismo ion y posiblemente emisión resonante de He-like Cu. En estos casos, los parámetros ‘equivalentes’ del plasma integrado espacial y temporalmente están en el rango 0.8 – 1.1keV para temperatura electrónica y $\sim 10^{22}\text{cm}^{-3}$ densidad iónica (alrededor de un 10% de la densidad sólida del cobre). Estos valores coinciden con mediciones y simulaciones previas del pinch central [6, 11, 60], sin embargo es necesario considerar el caracter integrado del espectro, por lo que los parámetros reales del hotspot podrían diferir. No es posible descartar la existencia de emisión de iones menos cargados, desplazada axialmente del centro del arreglo hacia el ánodo, superpuesta con la emisión tipo *K* de Li-like Cu [6, 13]. Se observa contribución cercana a 8keV desde estas regiones del arreglo.

Si bien es posible tener un estimado del perfil de emisión en un amplio rango gracias a las mediciones del espectrómetro y la comparación de las líneas con las de un espectro simulado, no hay completa certeza en cuanto a la forma del continuo que lo compone, sobretodo en energías altas. La dificultad de identificar este tipo de emisión recae en que la información entregada por el espectrómetro se encuentra en distintos órdenes de reflexión del cristal. Sin embargo, las imágenes pinhole y slit wire se ajustan de buena manera al perfil de emisión continuo observado en la simulación, asociado a la fuente central, dejando mayor incertidumbre en cuanto a la emisión de mayor energía.

Finalmente, se probó que es posible obtener imágenes moiré con el deflectómetro Talbot-Lau usando este tipo de X-pinch como fuente de rayos X, consiguiendo formación de franjas en múltiples descargas. No es posible discernir con precisión en qué medida contribuye cada fuente al patrón de franjas. Imágenes de pinholes filtrados de forma similar al deflectómetro indican que la fuente de mayor tamaño asociada al haz de partículas contribuye significativamente. Pese a que se estiman energías de al menos decenas de keV para esta fuente, la intensidad tras la placa de berilio es baja, indicando un bajo flujo a través de él, por parte de todas las fuentes involucradas. La contribución de múltiples fuentes también podría explicar en principio la disminución en el contraste

en el patrón moiré con respecto al esperado. Pese a estos factores, fue posible medir la densidad del objeto de prueba a partir de los patrones de franjas, obteniendo diferencias de 7 – 13 % con respecto al valor tabulado.

En cuanto a supervivencia y consideraciones necesarias para el uso del instrumento en ambientes de potencia pulsada y HEDP, se determinó que es importante proteger las redes de la expulsión de material desde el X-pinch. Durante estos experimentos esta fue la principal consideración necesaria. La expulsión de material desde el arreglo, posiblemente tras el colapso [9, 11], produjo curvatura y hasta destrucción de filtros frente a G0. No se observaron efectos significativos en cuanto al campo magnético o cambios de temperatura que afecten la formación del patrón moiré.

Con los resultados obtenidos se confirma que es posible usar el X-pinch como fuente de rayos X en este tipo de diagnósticos, en particular en el estudio de un objeto de prueba estático. Habiendo ya probado la formación de patrón de franjas y supervivencia del instrumento en este tipo de experimentos, los siguientes pasos debiesen apuntar a optimizar algunos aspectos de la emisión con el fin de usar el X-pinch como backlighter para el análisis de objetos transcientes y para los cuales mayor resolución espacial y temporal sea requerida.

5.2. Trabajo futuro

5.2.1. Talbot-Lau

La principal motivación del uso del X-pinch como fuente para deflectometría Talbot-Lau consiste en las características que tiene la fuente central: tamaño micrométrico y duración del orden del ns o inferior. Si bien fue posible obtener patrones de franjas moiré, es necesario hacer ajustes con el fin de aprovechar realmente estas propiedades, de gran importancia para la implementación del diagnóstico en experimentos de HEDP. Una vez optimizada la fuente, sería posible usar este tipo de backlighters para medir las densidades en un plasma, manteniendo las consideraciones técnicas antes mencionadas en cuanto a campo magnético y expulsión de material.

En primer lugar, como se aprecia en la sección 4.1, la emisión del primer pulso (pinch) ocurre aproximadamente a una corriente de 150kA. Si bien la corriente máxima del generador varió bastante durante el curso de esta tesis, generalmente se mantuvo por

sobre 220kA y se espera pronto obtener valores mayores. Esto implica que es posible aprovechar mejor la corriente disponible para comprimir el plasma central variando la masa del arreglo (diámetro y/o número de alambres) con el fin de retrasar el pinch. Según la experiencia con arreglos de aluminio en el mismo generador, al aumentar la masa también disminuiría el número de pulsos. Este es un factor necesario para hacer del X-pinch una fuente útil para el diagnóstico estudiado, pues mejora la resolución temporal. Los tamaños medidos para el hotspot están por sobre los valores óptimos de X-pinches reportados en la literatura[2–11]. Esto también podría mejorarse estudiando la optimización del arreglo.

Estas modificaciones no requieren estrictamente variar el material de los alambres. Sin embargo, es posible que la mejor opción sea hacerlo. Como se mencionó en la sección 4.4, resultados reportados en la literatura [6, 14, 53, 55]muestran que es esperable que exista emisión de líneas tipo K de iones de poca carga proveniente del jet axial y del plasma que sirve de ánodo al diode gap. En el caso del X-pinch de cobre, este rango de emisión coincide con la porción del espectro que se pretende usar de la fuente central (dado que estas son las energías que optimizan el contraste en el deflectómetro). Los resultados obtenidos no logran confirmar la aparición de las líneas asociadas a estos iones de baja carga. En algunos casos, sin embargo, se observó emisión cercana a 8keV proveniente de regiones próximas al ánodo del generador. Para poder usar exclusivamente la fuente central es necesario que el rango energético de emisión que se pretende usar desde el hotspot no se emita con intensidad comparable en otras regiones del X-pinch. La figura 5.1 muestra un espectro resuelto espacialmente, obtenido por Pikuz et al. [54], correspondiente a un X-pinch de cobre. Es claro que al intentar usar emisión en el rango cercano a 8keV para el deflectómetro, se pierde la ventaja de la fuente termal central del X-pinch, pues se superpone con fuentes de mayor tamaño.

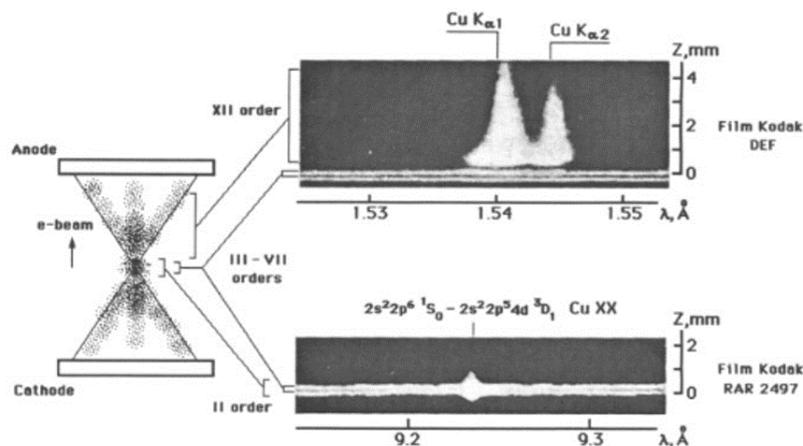


Figura 5.1: Resultados de espectros resueltos espacialmente con un espectrómetro de mica curvada esféricamente. Se observa que el continuo domina la región central del arreglo, mientras que las líneas de emisión se presentan como fuentes de mayor tamaño.

A menos que se pudiese eliminar la emisión producida por el haz de electrones (que sí es posible reducir, por ejemplo, con un load en paralelo al X-pinch) sería necesario evitar usar la emisión de líneas del elemento de los alambres para backlighting [14]. Estudios previos [11] muestran que el espectro continuo del X-pinch, tanto en extensión (rango de energías) como en intensidad no cambia significativamente con el material, aumentando ligeramente su intensidad con Z . El espectro obtenido en 4.12 muestra que, al menos desde el centro del arreglo, la emisión de las líneas de CuXVII domina la región óptima para el deflectómetro. Usar otro material implicaría entonces perder gran parte de la intensidad proveniente del hotspot en esta región. Sin embargo, dado que aún es necesario estudiar la optimización del arreglo para los parámetros de este generador, probablemente sea posible obtener mayor intensidad desde el continuo del hotspot usando otras configuraciones (sobretudo usando materiales más pesados).

En la medida en que se pueda obtener un continuo central lo suficientemente intenso en $\sim 8\text{keV}$, este podría ser de utilidad para su uso como backlighter, pudiendo aprovechar las propiedades de esta fuente.

Si bien cambiando el material sería posible eliminar la emisión de líneas de fuentes no deseadas, de acuerdo con los resultados tras los filtros de Mo en imágenes pinhole, estas también emiten en energías superiores (decenas de keV por lo menos). Es difícil filtrar estos rayos X duros manteniendo las energías $\sim 8\text{keV}$. Para evitar esto, una solución es el uso de detectores con baja sensibilidad en energías altas, es decir film calibrado en lugar

de image plates o CCDs. En este caso se usó film diseñado para radiografías dentales, que posiblemente mantiene una buena sensibilidad en altas energías (dado su uso original). Adicionalmente, podría disminuirse esta emisión usando un load en paralelo que conduzca la corriente luego del aumento de impedancia en el X-pinch producido por el colapso [14]. Habiendo ya optimizado la fuente del X-pinch para su uso en este tipo de diagnóstico, se pueden evaluar posibles configuraciones para estudiar un plasma como objeto de fase. La implementación de una carga en paralelo al X-pinch (por ejemplo un exploding wire) podría cumplir el doble propósito de disminuir emisión secundaria y además servir como objeto de prueba tras G1, del cual se podría obtener información a través del deflectómetro y el uso del X-pinch en paralelo como fuente. Esta configuración, sin embargo, implicaría posicionar al menos una red del deflectómetro entre los electrodos del generador, lo que podría destruir las redes (en caso de producirse una descarga a través de ellas).

Una posible alternativa para probar el deflectómetro con un X-pinch como fuente y un plasma como objeto a medir, consiste en montar un load en serie con un X-pinch, en el retorno del generador. En esta configuración se podría además incluir un load en paralelo al X-pinch para disminuir el efecto de los haces de electrones. La figura 5.2 muestra este tipo de montaje, con un deflectómetro de características similares a las del usado en esta tesis ($m = 1$, magnificación Talbot ~ 6 , resolución angular de $W \sim 240\mu\text{rad}$ por periodo). En este caso, considerando que la corriente que circula por el retorno es $\sim 1/3$ de la corriente total que pasa por el X-pinch (por el uso de 2 postes de retorno y el plasma) el campo magnético máximo alcanzado en la posición de G1 sería similar al que se alcanzó durante esta tesis, sin observar daño en la red. G0 por su parte, estaría situado a una mayor distancia del X-pinch, disminuyendo el efecto asociado a la expulsión de material desde este. La posición del film podría variarse dependiendo del tamaño del plasma a medir y la intensidad de los rayos X, en la figura 5.2, se usa una magnificación del objeto de ~ 2 .

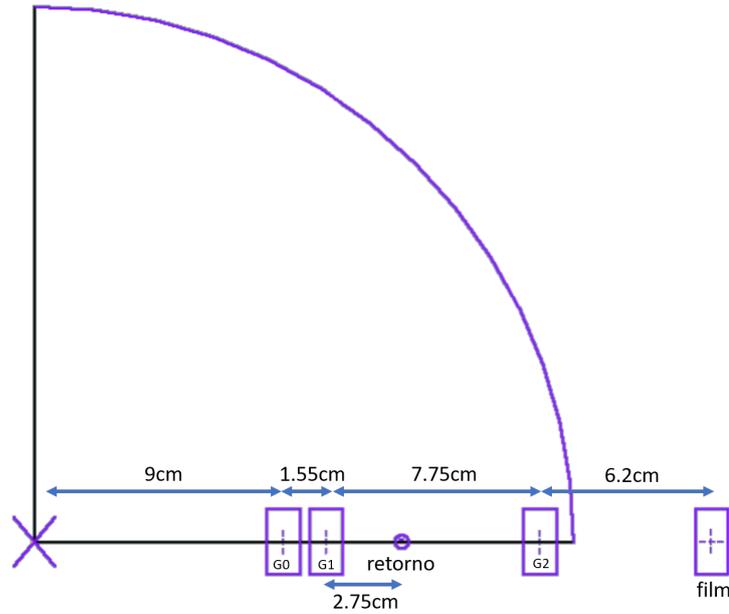


Figura 5.2: Esquema (end on) de un posible montaje del deflector Talbot-Lau dentro de la cámara de vacío de Llampudken (representada por el 1/4 de circunferencia), usando un plasma con la corriente del retorno del generador. En la figura se detallan las posiciones de las redes del deflector G0, G1 y G2, con respecto al X-pincha central.

En una configuración de este tipo, usando un exploding wire como load en el retorno, los ángulos de deflexión $\Delta\alpha$ (ver ec.2.11) serían bajos (del orden de $\sim 0.1\mu\text{rad}$, en caso de asumir la densidad del plasma n_e como una gaussiana de valor máximo $\sim 10^{22}\text{cm}^{-3}$). El deflector podría entregar información en las primeras etapas del plasma, obteniendo imágenes de la estructura core-corona del alambre. Para realizar mediciones en densidades menores se haría necesario aumentar la resolución angular, lo que implicaría (en caso de usar el mismo deflector) acercarse al objeto a G1. En el caso de la figura 5.2 esto permitiría disminuir hasta $W \sim 150\mu\text{rad}$ mínimo, por lo que posiblemente una mejor opción sería el uso de un deflector de mayor orden Talbot, lo que permitiría una mayor distancia entre G2 y el objeto.

Además del uso con este tipo de plasmas, el deflector podría entregar información relevante en experimentos con objetos de mayor densidad, como shocks de compresión para simular interiores planetarios, estudios ecuaciones de estado en warm dense matter [61] o plasmas de fusión [15, 16]. En estos casos los ángulos esperados serían del orden de decenas de μrad [62]. El desarrollo de generadores de potencia pulsada de tamaño reducido, capaces de producir fuentes tipo hotspot usando X-pinches [63] aumenta la versatilidad de su uso como backlighter en conjunto con deflectometría moiré Talbot-Lau,

permitiendo una mayor compatibilidad con otro tipo de experimentos (no restringido a generadores de potencia pulsada).

5.2.2. Diagnósticos

Además de las consideraciones con respecto al X-pinch mismo, también es posible realizar mejoras en el set de diagnósticos para estudiar de forma más precisa el plasma del X-pinch.

En el caso del set de diodos Ross-Pair, se usaron diodos del tipo AXUV (hs5 y hs11). Estos diodos tienen una sensibilidad constante en un amplio rango de energías, sin embargo, en los intervalos medidos en este trabajo la sensibilidad comienza a decaer producto de la transmisión a través de la capa de Si. El uso de diodos con una capa de Si de mayor espesor permitiría la obtención de información más precisa con una menor incertidumbre asociada a las variaciones en la respuesta. Adicionalmente, los resultados muestran que la rapidez de estos diodos (sumado a la conexión a los osciloscopios) no es suficiente para resolver de la mejor forma los pulsos más cortos. En este sentido sería de utilidad usar detectores más rápidos. Se observó que el PCD es mejor en este sentido, además de cumplir con una sensibilidad más uniforme, sobretudo usando mayor espesor de la capa de diamante.

En cuanto a los diagnósticos de imágenes, la cámara slit wire permitió medición del tamaño de la fuente central y su estructura tipo step wedge permitió también comparar la transmisión detrás de cada filtro para cada fuente. Sin embargo, la medición de la proyección de los alambres se dificultó en ocasiones debido a la cercanía entre la fuente central y la fuente superior. La baja magnificación usada ($M < 1$) responde principalmente a limitaciones geométricas de la cámara de vacío. Es posible mejorar el diseño para implementar una cámara similar con una mayor magnificación. Además de permitir una mejor resolución axial, esto facilitaría la medición de tamaños de fuentes usando las proyecciones de los alambres. Considerando las imágenes de atenuación producidas en algunos disparos, es claro que es necesario cambiar el material del soporte de los alambres y slit por un material más opaco a las altas energías detectadas (actualmente se usa una placa de aluminio).

El espectrómetro, diseñado y construido en el marco de este trabajo, fue de gran utilidad por el amplio rango de energías que es posible detectar. Lo anterior permite dar un

estimado de la radiación que llega al deflectómetro, además de comparaciones con otros diagnósticos. Se pueden hacer numerosas mejoras, útiles sobretudo al momento de determinar los parámetros del plasma. En primer lugar, dada la importancia de los diversos órdenes de reflexión de la mica, es necesario hacer una calibración en cuanto a la reflectividad de cada uno de ellos en el caso particular de la curvatura usada. En segundo lugar, sería útil adaptar el instrumento para medir espectros con resolución espacial. En un espectrómetro de este tipo, esto es posible agregando una rendija en la entrada. Esto requeriría un detector más sensible, o un X-pinch con mayor emisión, puesto que limitaría considerablemente la intensidad de la radiación que incide en la mica. Por otro lado, el uso de un film o detector calibrado en cuanto a su respuesta en distintas energías, y un proceso de revelado constante, ayudaría a la interpretación de los resultados. Se puede mejorar también la forma en que la pieza cilíndrica fija la curvatura de la mica, con el fin de evitar pequeñas desviaciones del radio de diseño. Dado que esta pieza es desmontable, puede ser modificada y se pueden utilizar distintos radios de curvatura, cambiando así la respuesta y el rango de medición.

Referencias

- [1] M. Vescovi, M. P. Valdivia, F. Veloso, D. Stutman, and M. Favre, "Implementation of Talbot-Lau x-ray deflectometry in the pulsed power environment using a copper X-pinch backlighter. (Submitted)," *Journal of Applied Physics*.
- [2] S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, and D. A. Hammer, "X-pinch. Part I," *Plasma Physics Reports*, vol. 41, no. 4, pp. 291–342, 2015.
- [3] G. W. Collins IV, D. Marsical, D. M. Haas, R. E. Madden, K. Gunasekara, J. Kim, M. L. Abarr, S. C. Bott, J. P. Chittenden, and F. N. Beg, "Effect of the global to local magnetic field ratio on the ablation modulations on X-pinch driven by 80 kA peak current," *New Journal of Physics*, vol. 14, 2012.
- [4] J. P. Chittenden, A. Ciardi, C. A. Jennings, S. V. Lebedev, D. A. Hammer, S. A. Pikuz, and T. A. Shelkovenko, "Structural Evolution and Formation of High-Pressure Plasmas in X-pinch," *Physical Review Letters*, vol. 025003, no. January, pp. 1–4, 2007.
- [5] M. G. Haines, "A review of the dense Z-pinch," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 53, no. 9, 2011.
- [6] S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, and D. A. Hammer, "X-pinch. Part II," *Plasma Physics Reports*, vol. 41, no. 6, pp. 445–491, 2015.
- [7] D. B. Sinars, R. D. McBride, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, D. F. Wenger, M. E. Cuneo, E. P. Yu, J. P. Chittenden, E. C. Harding, S. B. Hansen, B. P. Peyton, D. J. Ampleford, and C. A. Jennings, "Investigation of high-temperature bright plasma X-ray sources produced in 5-MA X-pinch experiments," *Physical Review Letters*, vol. 109, no. 15, pp. 1–5, 2012.
- [8] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, I. N. Tilikin, M. D. Mitchell, S. N. Bland, and D. A. Hammer, "Evolution of X-pinch loads for pulsed power generators with current from 50 to 5000 kA," *Matter and Radiation at Extremes*, vol. 3, no. 6, pp. 267–277, 2018.
- [9] I. H. Mitchell, J. A. Gomez, F. A. Suzuki, R. Aliaga-Rossel, H. Chuaqui, M. Favre, and E. Wyndham, "X-ray emission from 125 μm diameter aluminium wire x-pinch at currents of 400 kA," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 14, no. 3, pp. 501–508, 2005.
- [10] G. W. Collins, M. P. Valdivia, T. Zick, R. E. Madden, M. G. Haines, and F. N. Beg, "Study of X-pinch dynamics using a low current (25 kA) and slower current (400 ns) pulse," *Physics of Plasmas*, vol. 20, no. 4, 2013.
- [11] T. A. Shelkovenko, D. B. Sinars, S. A. Pikuz, and D. A. Hammer, "Radiographic and spectroscopic studies of X-pinch plasma implosion dynamics and x-ray burst emission characteristics," *Physics of Plasmas*, vol. 8, no. 4, pp. 1305–1318, 2001.
- [12] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, S. A. Mishin, A. R. Mingaleev, I. N. Tilikin, P. F. Knapp, A. D. Cahill, C. L. Hoyt, and D. A. Hammer, "Hybrid X-pinch," *Plasma Physics Reports*, vol. 38, no. 5, pp. 359–381, 2012.
- [13] G. W. Collins, J. C. Valenzuela, S. B. Hansen, M. S. Wei, C. T. Reed, A. C. Forsman,

- and F. N. Beg, "Characterization of laser-cut copper foil X-pinchs," *Physics of Plasmas*, vol. 23, no. 10, 2016.
- [14] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, and D. A. Hammer, "A Review of Projection Radiography of Plasma and Biological Objects in X-Pinch Radiation," *Plasma Phys. Rep.*, vol. 42, no. 3, pp. 226–268, 2016.
- [15] R. D. McBride, S. A. Slutz, C. A. Jennings, D. B. Sinars, M. E. Cuneo, M. C. Herrmann, R. W. Lemke, M. R. Martin, R. A. Vesey, K. J. Peterson, A. B. Sefkow, C. Nakhleh, B. E. Blue, K. Killebrew, D. Schroen, T. J. Rogers, A. Laspe, M. R. Lopez, I. C. Smith, B. W. Atherton, M. Savage, W. A. Stygar, and J. L. Porter, "Penetrating radiography of imploding and stagnating beryllium liners on the Z accelerator," *Physical Review Letters*, vol. 109, no. 13, pp. 1–5, 2012.
- [16] J. R. Rygg, O. S. Jones, J. E. Field, M. A. Barrios, L. R. Benedetti, G. W. Collins, D. C. Eder, M. J. Edwards, J. L. Kline, J. J. Kroll, O. L. Landen, T. Ma, A. Pak, J. L. Peterson, K. Raman, R. P. Town, and D. K. Bradley, "2D X-ray radiography of imploding capsules at the national ignition facility," *Physical Review Letters*, vol. 112, no. 19, pp. 1–5, 2014.
- [17] S. Wilkins, T. E. Gureyev, D. Gao, A. Pogany, and A. W. Stevenson, "Phase-contrast imaging using polychromatic hard x-rays," *Nature*, vol. 384, 1996.
- [18] S. A. Zhou and A. Brahme, "Development of phase-contrast X-ray imaging techniques and potential medical applications," *Physica Medica*, vol. 24, no. 3, pp. 129–148, 2008.
- [19] T. J. Davis, D. Gao, T. E. Gureyev, A. W. Stevenson, and S. W. Wilkins, "Phase-contrast imaging of weakly absorbing materials using hard X-rays," *Nature*, vol. 373, no. 6515, pp. 595–598, 1995.
- [20] I. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics*, second ed. Cambridge, 2001.
- [21] J. Tanaka, M. Nagashima, K. Kido, Y. Hoshino, J. Kiyohara, C. Makifuchi, S. Nishino, S. Nagatsuka, and A. Momose, "Cadaveric and in vivo human joint imaging based on differential phase contrast by X-ray Talbot-Lau interferometry," *Zeitschrift fur Medizinische Physik*, vol. 23, no. 3, pp. 222–227, 2013.
- [22] F. Pfeiffer, T. Weitkamp, O. Bunk, and C. David, "Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance X-ray sources," *Nature Physics*, vol. 2, no. 4, pp. 258–261, 2006.
- [23] T. Weitkamp, A. Diaz, C. David, F. Pfeiffer, M. Stampanoni, P. Cloetens, and E. Ziegler, "X-ray phase imaging with a grating interferometer," *Optics Express*, vol. 13, no. 16, p. 6296, 2005.
- [24] D. Stutman, T. J. Beck, J. A. Carrino, and C. O. Bingham, "Talbot phase-contrast x-ray imaging for the small joints of the hand," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 56, no. 17, pp. 5697–5720, 2011.
- [25] D. Stutman and M. Finkenthal, "Talbot-Lau x-ray interferometry for high energy density plasma diagnostic," *Review of Scientific Instruments*, vol. 82, no. 11, 2011.
- [26] M. P. Valdivia, D. Stutman, and M. Finkenthal, "Single-shot Z_{eff} dense plasma

- diagnostic through simultaneous refraction and attenuation measurements with a Talbot-Lau x-ray moiré deflectometer,” *Applied Optics*, vol. 54, no. 10, p. 2577, 2015.
- [27] M. P. Valdivia, D. Stutman, and M. Finkenthal, “Moire deflectometry using the Talbot-Lau interferometer as refraction diagnostic for High Energy Density plasmas at energies below 10 keV,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 85, no. 7, 2014.
- [28] M. P. Valdivia, D. Stutman, C. Stoeckl, C. Mileham, J. Zou, S. Muller, K. Kaiser, C. Sorce, P. A. Keiter, J. R. Fein, M. Trantham, R. P. Drake, and S. P. Regan, “Implementation of a Talbot-Lau x-ray deflectometer diagnostic platform for the OMEGA EP laser,” *The Review of scientific instruments*, vol. 91, no. 2, p. 023511, 2020.
- [29] M. P. Valdivia, F. Veloso, D. Stutman, C. Stoeckl, C. Mileham, I. A. Begishev, W. Theobald, M. Vescovi, W. Useche, S. P. Regan, B. Albertazzi, G. Rigon, P. Mabey, T. Michel, S. A. Pikuz, M. Koenig, and A. Casner, “X-ray backlighter requirements for refraction-based electron density diagnostics through Talbot-Lau deflectometry,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 89, no. 10, 2018.
- [30] M. P. Valdivia, D. Stutman, C. Stoeckl, C. Mileham, I. Begishev, W. Theobald, J. Bromage, S. P. Regan, S. R. Klein, G. Muñoz-Cordovez, M. Vescovi, V. Valenzuela-Villaseca, and F. Veloso, “Talbot-Lau x-ray deflectometer electron density diagnostic for laser and pulsed power high energy density plasma experiments (invited),” *Review of Scientific Instruments*, vol. 87, no. 11, 2016.
- [31] D. Riley, N. C. Woolsey, D. McSherry, F. Y. Khattak, and I. Weaver, “He-like x-ray line emission from laser irradiated sources,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 11, no. 4, pp. 484–491, 2002.
- [32] F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. Danson, A. P. Fews, M. E. Glinsky, B. A. Hammel, P. Lee, P. A. Norreys, and M. Tatarakis, “A study of picosecond laser – solid interactions up to 1019 W cm⁻²,” vol. 4, no. 2, p. 447, 1998.
- [33] H. Chuaqui, E. Wyndham, C. Friedli, and M. Favre, “Llampüdkeñ: A high-current, low-impedance pulser employing an auxiliary exponential transmission line,” *Laser and Particle Beams*, vol. 15, no. 2, pp. 241–248, 1997.
- [34] F. Veloso, G. Muñoz-Cordovez, L. Donoso-Tapia, V. Valenzuela-Villaseca, M. Favre, and E. Wyndham, “Plasma outflows from wire-based z-pinch experiments driven at currents of hundreds of kiloamperes.” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 720, no. 1, 2016.
- [35] A. Wouwer, G. C. Burdiak, P. Saucez, and C. Vilas, *Cylindrical Liner Z-pinches as Drivers for Converging Strong Shock Experiments*. Springer Theses, 2014.
- [36] I. Pearson Electronics, “Certificate ID M5046S169038D06-14-18,” 2018.
- [37] P. Choi, C. Dumitrescu, E. Wyndham, M. Favre, and H. Chuaqui, “Slit-wire camera, a new diagnostics method for measurement of small scale high-energy density structures in hot plasmas,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 73, no. 6, p. 2276, 2002.
- [38] H. L. Van Paassen, “A time-resolved ross filter system for measuring x-ray spectra

- in z-pinch plasma focus devices," *Review of Scientific Instruments*, vol. 42, no. 12, pp. 1823–1824, 1971.
- [39] Hans-Joachim Kunze, *Introduction to Plasma Spectroscopy*. Springer US.
- [40] A. Compton and S. Allison, *X-Rays in Theory and Experiment*. New York, D. Van Nostrand company, inc, 1935.
- [41] O. D. Corp., "AXUV Series: Absolute UV Silicon Photodiodes."
- [42] R. R. A. A. S. C. Prasad, "Diamond Radiation Detectors."
- [43] D. R. Kania, L. S. Pan, P. Bell, O. L. Landen, H. Kornblum, P. Pianetta, and M. D. Perry, "Absolute x-ray power measurements with subnanosecond time resolution using type IIa diamond photoconductors," *Journal of Applied Physics*, vol. 68, no. 1, pp. 124–130, 1990.
- [44] R. B. Spielman, "Diamond photoconducting detectors as high power z-pinch diagnostics (invited)," *Review of Scientific Instruments*, vol. 66, no. 1, pp. 867–870, 1995.
- [45] J. Cowley, *Diffraction Physics*. Elsevier Ltd, 1995.
- [46] T. J. Suleski, "Generation of Lohmann images from binary-phase Talbot array illuminators," *Applied Optics*, vol. 36, no. 20, p. 4686, 1997.
- [47] M. Engelhardt, C. Kottler, O. Bunk, C. David, C. Schroer, J. Baumann, M. Schuster, and F. Pfeiffer, "The fractional Talbot effect in differential x-ray phase-contrast imaging for extended and polychromatic x-ray sources," *Journal of Microscopy*, vol. 232, no. 1, pp. 145–157, 2008.
- [48] J. Jahns and A. W. Lohmann, "The Lau effect (a diffraction experiment with incoherent illumination)," *Optics Communications*, vol. 28, no. 3, pp. 263–267, 1979.
- [49] T. Weitkamp, C. David, C. Kottler, O. Bunk, and F. Pfeiffer, "Tomography with grating interferometers at low-brilliance sources," *Developments in X-Ray Tomography V*, vol. 6318, no. 63180, p. 63180S, 2006.
- [50] M. P. Valdivia, D. Stutman, and M. Finkenthal, "Talbot-Lau based Moiré deflectometry with non-coherent sources as potential High Energy Density plasma diagnostic," *Journal of Applied Physics*, vol. 114, no. 16, 2013.
- [51] V. A. Boiko, A. V. Vinogradov, S. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, and A. Y. Faenov, "X-ray spectroscopy of laser produced-plasma," pp. 83–290, 1985.
- [52] B. L. Henke, G. F. Stone, F. G. Fujiwara, C. H. Dittmore, and J. Y. Uejio, "High-energy x-ray response of photographic films: models and measurement," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 3, no. 11, p. 1540, 1986.
- [53] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, B. M. Song, K. M. Chandler, M. D. Mitchell, D. A. Hammer, G. V. Ivanenkov, A. R. Mingaleev, and V. M. Romanova, "Electron-beam-generated x rays from X pinches," *Physics of Plasmas*, vol. 12, no. 3, pp. 1–7, 2005.
- [54] S. A. Pikuz, V. M. Romanova, T. A. Shelkovenko, D. A. Hammer, and A. Y. Faenov, "Spectroscopic investigations of the short wavelength x-ray spectra from x-pinch plasmas," *Physica Scripta*, vol. 51, no. 4, pp. 517–521, 1995.

- [55] V. L. Kantsyrev, D. A. Fedin, A. S. Shlyaptseva, S. Hansen, D. Chamberlain, and N. Quart, “Energetic electron beam generation and anisotropy of hard x-ray emission from 0.9 to 1.0 MA high-Z X pinches,” *Physics of Plasmas*, vol. 10, no. 6, pp. 2519–2526, 2003.
- [56] “www.prism-cs.com.”
- [57] G. Hölzer, O. Wehrhan, J. Heinisch, E. Förster, T. A. Pikuz, A. Y. Faenov, S. A. Pikuz, V. M. Romanova, T. A. Shelkovenko, M. Fraenkel, A. Zigler, U. Zastra, and A. Woldegeorgis, “Flat and Spherically Bent Muscovite (Mica) Crystals for X-ray Spectroscopy,” *Physica Scripta*, vol. 57, no. 2, pp. 301–309, 1998.
- [58] T. a. Shelkovenko, S. a. Pikuz, a. R. Mingaleev, a. V. Agafonov, V. M. Romanova, a. E. Ter-Oganes’yan, S. I. Tkachenko, I. C. Blesener, M. D. Mitchell, K. M. Chandler, B. R. Kusse, and D. a. Hammer, “Accelerated electrons and hard X-ray emission from X-pinches,” *Plasma Physics Reports*, vol. 34, no. 9, pp. 754–770, 2008.
- [59] “https://www.rsc.org.”
- [60] G. V. Ivanenkov, W. Stepniewski, and S. Y. Gus’kov, “MHD processes during the cascade development of the neck and hot spot in an X-pinch,” *Plasma Physics Reports*, vol. 34, no. 8, pp. 619–638, 2008.
- [61] K. Falk, “Experimental methods for warm dense matter research,” *High Power Laser Science and Engineering*, vol. 6, 2018.
- [62] M. P. Valdivia, D. Stutman, and M. Finkenthal, “Development of Talbot-Lau phase-contrast method for high energy density plasma diagnostics,” *2013 IEEE 25th Symposium on Fusion Engineering (SOFE)*, pp. 1–5, 2013.
- [63] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, I. N. Tilikin, S. N. Bland, D. Lall, N. Chaturvedi, and A. Georgakis, “X-pinch X-ray emission on a portable low-current, fast rise-time generator,” *Journal of Applied Physics*, vol. 124, no. 8, 2018.