

UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTIN

COMISIÓN NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

INSTITUTO DE TECNOLOGIA

“Prof. Jorge A. Sábato”

**Desarrollo y Construcción de un Blanco de Producción de
Neutrones, orientado a la Terapia por Captura Neutrónica
en Boro con Aceleradores**

por Lic. Leonardo Gagetti

Director

Dr. Andrés Kreiner

Co-Directora

Dra. Mariela F. del Grosso

(*) Tesis para optar por el título de Doctor en Ciencia y Tecnología, mención Física

República Argentina

2017

Resumen

DESARROLLO Y CONSTRUCCIÓN DE UN BLANCO DE PRODUCCIÓN DE NEUTRONES, ORIENTADO A LA TERAPIA POR CAPTURA NEUTRÓNICA EN BORO CON ACELERADORES

Este trabajo se enmarca dentro del proyecto de desarrollo y construcción de aceleradores electrostáticos, el cual se está llevando a cabo en la Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA) de Argentina.

El objetivo principal de esta tesis, es el de desarrollar y construir un blanco de producción de neutrones para ser usado en la Terapia por Captura Neutrónica en Boro con aceleradores (AB-BNCT, por sus siglas en inglés). El blanco debe ser capaz de generar el flujo de neutrones adecuado para la terapia, drenar la potencia inyectada por el haz (del orden de 1 kW/cm^2), soportar el daño por hidrógeno y radiación el mayor tiempo posible y brindar soporte robusto para mantener el alto vacío dentro del acelerador.

Con el fin de drenar la potencia inyectada, se describió una técnica de muy alta eficiencia en el drenado de calor, llamada técnica de microcanales. Para poder predecir el comportamiento de un sistema de microcanales, se desarrolló y se realizó una validación numérica de un modelo de resistencia térmica y un software que resuelve sistemas físicos a través del método de elementos finitos. También se realizó una validación experimental de las herramientas de cálculo, mediante el diseño y construcción de un banco de pruebas, y se realizó una evaluación de los materiales que mejor comportamiento térmico y mecánico poseen para responder a los requerimientos de la aplicación.

Debido a la resistencia al daño reportada en la bibliografía, los materiales W, Mo y Ta fueron seleccionados como candidatos a ser usados de material de mitigación del daño ge-

nerado por el haz incidente. Luego, con el fin de estudiar el daño que se genera en los materiales seleccionados, se realizaron experiencias de irradiación, con diferentes fluencias.

Dado que el componente del blanco encargado de generar el haz de neutrones es un depósito delgado de Be, se han obtenido y caracterizado, mediante diferentes técnicas, depósitos estables y bien adheridos de Be, sobre sustratos de W y Mo. También, se realizaron irradiaciones sobre estos depósitos para evaluar el daño generado sobre los mismos.

Por último, se diseñó y construyó un prototipo de blanco y se propuso una técnica que permite ensamblar, mediante una soldadura por difusión, las diferentes partes del mismo.

Palabras clave: AB-BNCT - Blancos de producción de neutrones - ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$

- Microcanales - Daño por radiación - Depósitos de Be.

Abstract

DEVELOPMENT AND CONSTRUCTION OF A NEUTRON PRODUCTION TARGET, ORIENTED TO THE ACCELERATOR BASED BORON NEUTRON CAPTURE THERAPY

This work is part of an R&D project of accelerator technology for medical and industrial purposes, which is being carried out at the National Atomic Energy Commission of Argentina (CNEA for its acronym in Spanish).

The main objective of this thesis is to develop and construct a neutron production target to be used in Accelerator-Based Boron Neutron Capture Therapy (AB-BNCT). The target must be able to generate a suitable neutron flux for the therapy, drain the power injected by the beam (of the order of $1kW/cm^2$), withstand hydrogen and radiation damage for as long a time span as possible and provide robust support to preserve the high vacuum inside the accelerator. In order to carry away the injected power, a technique of very high efficiency to drain the heat, called microchannel technique, was developed.

To predict the behavior of the microchannel system, a numerical validation was performed using a thermal resistance model and a software was utilized that solves physical systems through the finite element method. An experimental validation of the calculational tools was also carried out, by means of the design and construction of a test stand, and an evaluation of the available materials with best thermal and mechanical behavior was performed to respond to the requirements of the application.

Due to the significant damage resistance reported in the literature, the elements W, Mo and Ta were selected as candidates to be used as mitigation materials to prevent the damage generated by the incident beam. Subsequently, with the purpose of studying the damage that is generated in the selected materials, irradiation experiments with proton beams and

different fluences were performed.

Since the component of the target responsible for generating the neutron flux is a thin deposit of Be, stable and well adhered layers of this element have been produced and characterized by different techniques on W and Mo substrates. Also, irradiations were carried out on these deposits to evaluate the damage generated on them.

Finally, a target prototype was designed and built, and a diffusion bonding technique was proposed that allows to assemble the different parts of the target.

Key words: AB-BNCT - Neutron Production Target - ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$

- Microchannels - Radiation damage - Be deposits.

Agradecimientos

En primer lugar quiero agradecer a mis directores. A Mariela, por ser guiarme con su experiencia y conocimientos, por la ayuda y el apoyo que me brindó en todo momento y la confianza que depositó en mi en momentos muy importantes del trabajo. A Andrés, por darme un lugar en este gran proyecto, por los consejos, el apoyo, la confianza y la libertad con la que conté para llevar a cabo mi trabajo.

A mis compañeros del grupo de blancos, Manuel y Alma por su ayuda en incontables momentos, por compartir sus conocimientos y contribuir en este trabajo con discusiones y sugerencias muy valiosas, por su compañerismo y apoyo durante todo el doctorado.

A Juan Carlos, Marcelo y Guillermo, por brindarme sus consejos y conocimientos y siempre darme una mano cuando los necesité.

A todos los compañeros del grupo de AB-BNCT, en especial a Javier Bergueiro, Daniel Cartelli y Nicolás Canepa por su valiosa ayuda en muchos momentos y a María Eugenia Capoulat, por aclararme incontables dudas acerca de los blancos de Berilio. A Julián por los superlativos trabajos que realizó con el CNC.

A los compañeros, doctorandos y ya doctorados. A Monsieur Paulin, Manuel, Gustavo, Diego, Christian, Santiago, Jeremias, Marina, Diana, Dafne, Aneely y Paula por los entretenidos almuerzos y la amistad compartida. A Emmanuel por su sentido del humor y amistad.

A CONUAR S.A., principalmente a David Seijas, Luis Martinez y Alejandro Leciñana, por permitirme realizar parte de mi trabajo en sus instalaciones.

A todas las personas que trabajan en el CAC y colaboró con este trabajo, en especial a Daniel Vega, por su valiosa ayuda en la caracterización de muestras.

Al CONICET por otorgarme la beca que me permitió realizar mi doctorado, a CNEA por permitirme realizar mi trabajo en sus instalaciones y usar sus recursos y al Instituto Sábató, Universidad de San Martín, por permitirme realizar mi doctorado en esta casa de estudios.

A mi familia, los Gagetti y los Brussino, por todo el amor y apoyo que me dan. A mi mamá Andrea, por apoyarme toda la vida y confiar en mí.

Quiero agradecer en especial a mi mujer Valeria, compañera de la vida, confidente y consejera. Gracias por escucharme, por la paciencia, por los consejos y por el amor que me das todos los días.

Índice general

Resumen	III
Abstract	v
Agradecimientos	vii
1. Terapia por Captura Neutrónica en Boro	1
1.1. Introducción	1
1.2. Fundamentos de la Terapia por Captura Neutrónica en Boro	1
1.2.1. Aspectos históricos de BNCT	3
1.2.2. BNCT en Argentina	4
1.3. Fuentes de neutrones para BNCT	5
1.3.1. Reactores de fisión como fuentes de neutrones	5
1.3.2. Aceleradores de partículas como fuentes de neutrones vía reacciones nucleares inducidas	6
2. Aceleradores para AB-BNCT y otras aplicaciones	10
2.1. Introducción	10
2.2. Acelerador lineal electrostático, desarrollo Argentino	11
2.3. Desarrollos de aceleradores en el mundo	12
3. Blanco de producción de neutrones	14
3.1. Introducción	14
3.2. Antecedentes de blancos	14
3.3. Solicitaciones y propuesta para el blanco	16
4. Refrigeración	20
4.1. Introducción	20
	ix

4.1.1.	Técnicas de drenado de calor de alta eficiencia	21
4.2.	Técnica de microcanales	24
4.2.1.	Modelo de resistencia térmica	26
4.2.2.	Validación del modelo de Resistencia Térmica	34
4.3.	Método de Elementos Finitos para resolución de sistemas físicos	37
4.3.1.	Modelo de transferencia de calor en sólidos y fluidos	39
4.3.2.	Modelo K-Omega de sistemas de flujos turbulentos	41
4.4.	Diseño de un banco de pruebas	43
4.4.1.	Elección de la geometría de canales y material	43
4.4.2.	Simulaciones del sistema propuesto y análisis de resultados numéricos	46
4.5.	Construcción de un banco de pruebas y resultados experimentales de la validación	55
4.5.1.	Sistema experimental	55
4.5.2.	Resultados experimentales y validación	60
4.5.3.	Simulaciones del sistema completo del banco de pruebas	63
4.6.	Conclusiones del capítulo	65
5.	Armadura	68
5.1.	Introducción	68
5.1.1.	Daño por radiación: conceptos generales y materiales propuestos	69
5.1.2.	Simulación y cálculo de daño por radiación	73
5.2.	Irradiaciones en el acelerador de 200 kV desarrollado en CNEA	74
5.2.1.	Condiciones experimentales de irradiación	74
5.2.2.	Puesta a punto para irradiar con el acelerador de 200 kV	77
5.3.	Irradiaciones en el acelerador TANDAR	83
5.4.	Materiales y técnicas de caracterización	84
5.5.	Resultados de las irradiaciones	85

5.5.1.	Fluencias alcanzadas y estudio del daño	85
5.5.2.	Caracterización y discusión de resultados de las muestras irradiadas	86
5.6.	Conclusiones del capítulo	97
6.	Depósitos de Be	100
6.1.	Introducción	100
6.1.1.	La reacción ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ como fuente de neutrones para AB-BNCT	100
6.1.2.	Recopilación de otras aplicaciones en las que se emplean depósitos de Be	103
6.1.3.	Evaluación de las técnicas apropiadas para realizar depósitos de Be	104
6.1.4.	Manipulación y cuidados con Berilio	106
6.2.	Métodos, materiales y caracterización	108
6.2.1.	Técnicas parra la caracterización de los depósitos	109
6.2.2.	Irradiación de depósitos	111
6.3.	Tratamientos superficiales de los sustratos	112
6.3.1.	Mejoramiento de la rugosidad del sustrato	113
6.4.	Resultados de los depósitos y su caracterización	116
6.4.1.	Microestructura de los depósitos sin irradiar	116
6.4.2.	Microestructura de los depósitos de Be luego de la irradiación . . .	119
6.4.3.	Difracción de rayos X	121
6.4.4.	Caracterización de las zonas irradiadas en el INFN-LNL	123
6.4.5.	Simulaciones con el SRIM	125
6.4.6.	Degradación del depósito de Be causado por las reacciones nucleares	128
6.5.	Conclusiones del capítulo	129
7.	Diseño de un prototipo de blanco de producción de neutrones	133
7.1.	Introducción	133
7.2.	Elección de la geometría y del material del sistema de microcanales	133

7.3. Diseño de la brida y simulaciones hidrodinámicas y térmicas	137
7.4. Introducción a la técnica propuesta para el ensamble de la armadura al sus- trato refrigerante	142
7.4.1. Niquelado por electrodeposición	143
7.4.2. Proceso propuesto para realizar la soldadura por difusión	145
7.5. Conclusiones del capítulo	145
8. Resumen y conclusiones	147
8.1. Conclusiones generales	147
8.2. Trabajo a futuro	152
A. Código que resuelve el Modelo de Resistencia Térmica	154
B. Calibración de instrumentos de adquisición	158
Bibliografía	160
Lista de Publicaciones	173

Capítulo 1

Terapia por Captura Neutrónica en Boro

1.1. Introducción

En este capítulo se describirán brevemente los principios de la Terapia por Captura Neutrónica en Boro (BNCT por sus siglas en inglés), se hará una pequeña reseña histórica y se darán algunos detalles acerca de la implementación de la terapia tanto en Argentina como en el resto del mundo.

Luego las dos vertientes tecnológicas capaces de generar neutrones adecuados para ser usados como fuentes en BNCT serán comentadas y se realizará una descripción de las reacciones nucleares inducidas que están siendo consideradas actualmente para generar el flujo de neutrones necesario para realizar la terapia.

1.2. Fundamentos de la Terapia por Captura Neutrónica en Boro

La terapia por captura neutrónica en boro (BNCT por sus siglas en inglés, Boron Neutron Capture Therapy), en desarrollo en diferentes partes del mundo, es una terapia pensada para el tratamiento de ciertos tipos de cáncer. La misma es una terapia binaria, es decir, que consta de dos pasos para obtener un efecto terapéutico.

El primer paso es el dopaje selectivo del tejido tumoral con una droga portadora de un capturador neutrónico, en este caso ^{10}B el cual posee una muy alta sección eficaz de captura de neutrones térmicos. El segundo paso consiste en irradiar al paciente con un haz de neutrones con la energía adecuada, el cual interactúa principalmente con el ^{10}B para generar un estado excitado del ^{11}B , el cual decae a una partícula alfa y una partícula de ^7Li ambas de alta energía (Barth et al., 2005). En la figura 1.1 se puede ver un esquema de la reacción nuclear usada en BNCT.

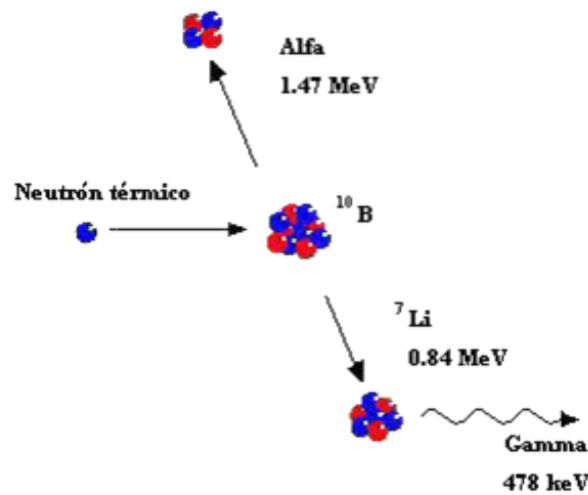


Figura 1.1: Esquema de la reacción nuclear usada en BNCT.

El estado altamente excitado de ^{11}B se desintegra en dos fragmentos, una partícula alfa y un núcleo de ^7Li , que en un 94 % de los casos queda en un estado excitado que se desexcita a través de la emisión de un rayo gamma de 478 keV. Los dos fragmentos tienen energías del orden del MeV, son altamente ionizantes y se frenan en rangos de aproximadamente 9 y 5 micrones respectivamente. Entonces, dado que las partículas eyectadas dejan su energía en una distancia menor al radio celular, el daño de la reacción está confinado dentro de las células que contienen boro.

Es importante para el éxito terapéutico que se logre concentrar de manera selectiva en

las células tumorales una cantidad suficiente de ^{10}B y minimizar la cantidad de dicho elemento en el tejido sano circundante ya que de esta forma la irradiación del paciente con un haz de neutrones adecuado, también esencial para el éxito de la terapia, afectará principalmente al tejido tumoral, dejando al tejido sano inalterado.

1.2.1. Aspectos históricos de BNCT

Los efectos biológicos y terapéuticos de la captura neutrónica fueron propuestos por primera vez por [Locher \(1936\)](#). Posteriormente, [Sweet \(1951\)](#) propuso el uso de la terapia por captura neutrónica en boro para ser empleada en el tratamiento de tumores cerebrales agresivos como el glioblastoma multiforme.

Las primeras pruebas clínicas para tratar el glioblastoma multiforme, uno de los tipos de cáncer de cerebro más comunes y agresivos, se iniciaron mediante una colaboración del Laboratorio Nacional Brookhaven, Long Island, U.S.A. y el Hospital General de Boston, Massachusetts, en el año 1954. Estas primeras pruebas clínicas no resultaron exitosas debido a que no se logró depositar una alta concentración de ^{10}B de manera selectiva así como tampoco se logró que los neutrones penetren lo suficiente dentro del tejido ([Sweet, 1997](#)).

En el pasado reciente ha habido una cantidad de grupos de investigación en el mundo, en países como Suecia, Finlandia, República Checa, Italia y Japón entre otros, que abordaron el tema y trabajaron en el mismo, algunos de los cuales están aún activos y continúan desarrollando la terapia no solamente para cáncer de cerebro sino también para cáncer de piel, denominado melanoma y otros tipos de cáncer.

Para citar un ejemplo en particular, desde finales de 1960 se retomaron los ensayos clínicos en la Universidad de Kyoto, Japón, en donde se lograron, hasta el año 1992, cerca de 100 tratamientos en pacientes con diferentes tipos de cánceres cerebrales. Esto fue logrado gra-

cias al avance en el desarrollo de los compuestos portadores de ^{10}B en conjunto con nuevas técnicas de irradiación (Hatanaka y Nakagawa, 1994).

Es interesante mencionar que en Finlandia, el Helsinki University Hospital (HUH) ya tiene una amplia trayectoria en la realización de pruebas clínicas de BNCT en más de 100 pacientes diagnosticados con cáncer de cabeza y cuello.

1.2.2. BNCT en Argentina

Desde el año 1996 aproximadamente se comenzó a estudiar el tema también en Argentina, desarrollando tecnología y facilidades para su implementación y tratando de avanzar en estudios científicos y médicos encaminados a lograr un adelanto en la terapia por captura neutrónica en boro en pacientes.

En el Centro Atómico Bariloche (CAB, CNEA) se impulsó el desarrollo de la facilidad de irradiación, que incluye además el haz y la dosimetría en el reactor de investigación RA-6. Complementando esto, en el Centro Atómico Constituyentes (CAC, CNEA), se realizan estudios de dosimetría y planificación, entre otros. A su vez, se realizó la caracterización e instrumentación de un haz de neutrones en el reactor de investigación RA-3, emplazado en el Centro Atómico Ezeiza (CAE, CNEA), para luego realizar pruebas en animales pequeños, cultivo de células y estudiar la aplicación de BNCT en el tratamiento de metástasis hepática de cáncer de colon, entre otras. Desde el año 2003 se han realizado 8 irradiaciones en pacientes de BNCT con diferentes grados de éxito.

En paralelo se llevaron a cabo estudios y desarrollos relacionados con aceleradores como fuentes alternativas de neutrones (Capoulat et al., 2014, 2011; Kreiner et al., 2011, 2014b).

1.3. Fuentes de neutrones para BNCT

Como se mencionó anteriormente, para llevar a cabo la terapia se necesita un haz de neutrones adecuado, esto es, con flujo y energía tales que se maximice la entrega de dosis al tejido tumoral cargado con ^{10}B , previamente suministrado al paciente sobre el tejido afectado.

Para esto, hay principalmente dos vertientes tecnológicas que son capaces de producir tal haz, estas son los reactores de fisión nuclear de investigación y los aceleradores de partículas que mediante reacciones nucleares inducidas mediante un haz apropiado, generan el flujo neutrónico requerido para realizar la terapia.

En las siguientes secciones se hará una breve introducción a ambas vertientes y se enumerarán las facilidades (ya sean en uso actualmente o en el pasado o en desarrollo) de cada una.

1.3.1. Reactores de fisión como fuentes de neutrones

En la actualidad se utilizan sólo reactores de fisión nuclear como fuentes de neutrones para BNCT. Los reactores adecuados, son aquellos que generan neutrones térmicos y epitérmicos, es decir que la energía de los neutrones generados es menor a 10 keV. Si bien los neutrones térmicos (con energía menor a 0.5 eV) son los más adecuados para la terapia, tienen limitada penetración de tejido. Con lo cual, los neutrones epitérmicos (con energías entre 0.5 eV y 10 keV) son los preferidos para ser usados en pruebas clínicas debido a que al penetrar en el tejido pierden energía y llegan al tumor con la energía adecuada para iniciar la reacción $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$.

Los siguientes reactores fueron utilizados para realizar las pruebas clínicas en distintas partes del mundo:

- Reactor de Investigación de la universidad de Kyoto (KURRI) en Kumatori, Japón.
- Reactor de Investigación del Instituto de Tecnología de Massachusetts (MITR).
- El reactor de investigación RA-6 de la Comisión Nacional de Energía Atómica en Bariloche, Argentina.
- El reactor de alto flujo (HFR por sus siglas en inglés) en Petten, Holanda.
- El reactor de investigación FiR1 en el centro de investigaciones técnicas VTT en Espoo, Finlandia.

Es interesante mencionar también que se diseñó y construyó en Beijing, China, un reactor de fisión compacto de baja potencia directamente en las instalaciones de un hospital (Yiguo et al., 2010). Lo cual marcó un hito importante debido que hasta el momento los reactores que se utilizaban estaban contruidos en facilidades fuera de los hospitales, complicando la implementación de la terapia. No es probable que esta opción se adopte en el mundo occidental debido a los criterios de protección radiológica imperantes.

1.3.2. Aceleradores de partículas como fuentes de neutrones vía reacciones nucleares inducidas

De forma alternativa a los reactores nucleares, se están desarrollando en diversos países tales como Rusia, Reino Unido, Japón, Israel, Italia y Argentina, aceleradores capaces de producir haces de partículas con corrientes y energías tales que al impactar sobre un blanco de un material adecuado se induzca la producción de haces de neutrones mediante una reacción nuclear con las características adecuadas para ser utilizado en BNCT. A la Terapia por Captura Neutrónica en Boro que emplea haces de neutrones producidos por reacciones nucleares inducidas mediante un haz de partículas cargadas se la conoce como Accelerator Based-BNCT (AB-BNCT), la cual se ha estado desarrollando desde hace por lo menos 30

años (Hatanaka, 1985).

El desarrollo de aceleradores para ser usados como fuentes de neutrones se ve impulsado por las no menores ventajas de dichos sistemas respecto de las fuentes basadas en reactores. Siendo de menor costo y teniendo una menor complejidad que un reactor, los aceleradores pueden ser instalados en un hospital. Esta ventaja hace que se haga mucho más eficiente el reclutamiento de pacientes y la consecuente acumulación de experiencia y conocimiento en el área clínica. Además, el uso de reacciones nucleares apropiadas generan haces de neutrones con mejores cualidades terapéuticas (Bisceglie et al., 2000; Blue y Yanch, 2003).

Otra de las ventajas importantes que poseen los aceleradores frente a los reactores, es que los últimos necesitan para su operación combustibles de ^{238}U que generan residuos radiactivos con largas vidas medias. En el caso de los aceleradores y de algunas reacciones nucleares, no hay producción de residuos radiactivos y la producción de radiación cesa al apagar el acelerador.

En la tabla 1.1 se muestran las reacciones nucleares inducidas por haces de partículas actualmente en estudio para ser empleadas como fuentes de neutrones en AB-BNCT detallando su energía de umbral, E_{th} , es decir la energía a la cual se empieza a generar dicha reacción, la energía del haz incidente, E_{in} , y la producción total de neutrones.

Reacción	E_{th} (MeV)	E_{in} (MeV)	N_{prod} (n/mA s)
$^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$	1.88	2.5	9.3×10^{11}
$^9\text{Be}(p, n)^9\text{B}$	2.06	4	1×10^{12}
$^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{B}$	0 (exotermica)	1.45	1.6×10^{11}

Tabla 1.1: Reacciones nucleares para blancos de Li y Be (Kreiner et al., 2014a).

Para mayor información acerca de las reacciones nucleares inducidas por haces de partículas en estudio, para ser usadas en AB-BNCT, se recomienda que el lector recurra a [Kreiner et al. \(2014a\)](#).

Es de interés particular para este trabajo la reacción ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$, la cual tiene la ventaja de que al ser una reacción exotérmica no tiene una energía de umbral y tiene una sección eficaz de producción de neutrones importante a energías relativamente bajas y por ende permite el uso de aceleradores de muy baja energía, lo cual impacta de manera decisiva en su costo. La otra gran ventaja es que no produce radiactividad residual en contraste con la reacción ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$.

La principal desventaja de esta reacción, es que al bombardear con deuterones a energías menores a 0.915 MeV y mayores a 1.5 MeV se generan neutrones de alta energía (1.7 MeV de energía media) ([Guzek et al., 1997](#)) los cuales, por razones que se discutieron anteriormente, no son adecuados para realizar la Terapia por Captura Neutrónica en Boro. A pesar de esta desventaja no menor, si se incide con una energía entre el rango anteriormente mencionado, los neutrones generados por la reacción poseen mayoritariamente la energía que se requiere para realizar la terapia ([Capoulat et al., 2014, 2011](#)).

Al bombardear con deuterones a 1.45 MeV sobre un blanco de Be de unos $9\mu\text{m}$ de espesor medio, los proyectiles pierden alrededor de 400 keV de energía al atravesar el blanco, de esta manera, el haz atraviesa el berilio y se generan reacciones con proyectiles de energías adecuadas, evitando así la generación de neutrones de alta energía indeseados para un tratamiento de BNCT, mientras que la generación de neutrones de las energías adecuadas para la terapia no se ve afectada ([Kreiner et al., 2014a](#)).

A partir de esto, un blanco fino de Be al cual le impacta un haz de deuterones de energía

adecuada (dentro del rango antes mencionado) y con una corriente del orden de 30mA sería apropiado para realizar un tratamiento de BNCT en una sesión de 48 min (Burlon et al., 2008). Aumentar o disminuir la corriente del haz cambia la duración de la sesión.

Sumado a lo discutido anteriormente, las propiedades termomecánicas de un blanco de Be son superiores a las de un blanco de Li. El punto de fusión del Be es de 1287 K, en comparación a los 453,5 K del Li. Hay que tener en cuenta además que el Li es altamente corrosivo, inflamable y explosivo si se lo expone al aire y al agua, mientras que el Be no es corrosivo ni inflamable. Además, el Be tiene una conductividad térmica de $190 \text{ W } (m \text{ K})^{-1}$ lo cual favorece la transferencia de calor generado por el intenso haz incidente.

Debido a que la reacción ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ generaría un flujo de neutrones adecuado para llevar a cabo la Terapia por Captura Neutrónica en Boro con sesiones de irradiación de duración razonables (Capoulat et al., 2014), resulta de interés desarrollar un blanco de producción de neutrones para ser empleado en BNCT que funcione a través de la reacción antes mencionada, mediante la interacción de un haz de deuterones, con energía y corriente aptos, sobre un depósito delgado de Be.

Capítulo 2

Aceleradores para AB-BNCT y otras aplicaciones

2.1. Introducción

Como se discutió brevemente en el capítulo anterior, están siendo desarrollados en Argentina y en otras partes del mundo, aceleradores de partículas que, mediante la generación de haces estables de protones o deuterones a corrientes y energías adecuadas, induzcan reacciones nucleares sobre blancos que puedan ser usados en diferentes aplicaciones.

En el caso particular de interés en esta tesis la aplicación es AB-BNCT (técnica que se comentó brevemente en el capítulo 1), para la cual se necesita generar un haz de neutrones epitérmicos mediante la reacción ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ a través del bombardeo de un haz de deuterones de 1.45 MeV y ~ 30 mA sobre un blanco delgado de Be.

En este capítulo se expondrán brevemente las propiedades del acelerador de partículas que se encargará de generar un haz de deuterones con las características necesarias para producir un haz de neutrones mediante la reacción nuclear producida en el blanco de Be. El mismo está siendo desarrollado en la Sub-Gerencia de Tecnología y Aplicaciones de Aceleradores, perteneciente a la Gerencia de Investigación y Aplicaciones en la Comisión Nacional de Energía Atómica.

Se discutirá además, acerca de los diferentes desarrollos de aceleradores, en diversas partes del mundo, para ser usados en AB-BNCT.

2.2. Acelerador lineal electrostático, desarrollo Argentino

En el apartado 1.3.2 se expuso que para generar un haz de neutrones con la energía adecuada para BNCT a través de la reacción ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ se necesita un haz de deuterones de una energía de 1.45 MeV. Con el fin de obtener un haz con dicha energía y alta corriente, se está desarrollando un acelerador TANDEM (TESQ, Tandem Electro Static Quadrupole) electrostático cuadrupolar (Kreiner et al., 2011, 2007, 2009, 2014b) de dos etapas de 720 kV. En la figura 2.1 puede verse un esquema del mismo.

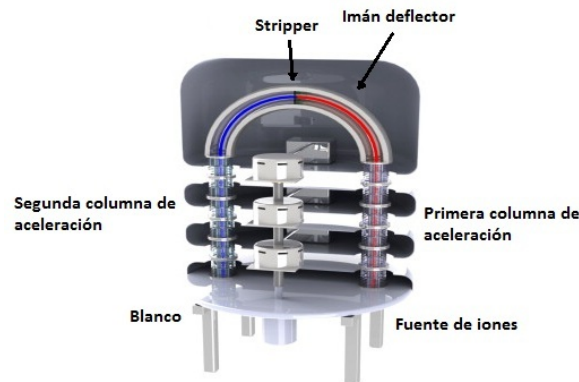


Figura 2.1: Esquema de acelerador en desarrollo.

El funcionamiento de este acelerador es el siguiente: A partir de una fuente de iones negativos se generará un plasma volumétrico producido por un filamento, por el cual circula una corriente determinada, que ionizará el gas circundante. Este gas ionizado luego será inyectado y acelerado por la primera columna aceleradora hasta 720 keV. Después de esto se modificará su trayectoria en 180 grados por un imán deflector y se despojará de su carga

negativa (a través de un despojador de carga o stripper gaseoso) y finalmente entrará en la segunda columna en la cual se realiza la segunda aceleración de 720 keV y así llegará a impactar el blanco con los 1.45 MeV necesarios.

A su vez, como parte del proyecto de desarrollo de aceleradores, se están realizando avances en paralelo en la construcción de un acelerador de una etapa de 1.45 MV, también para ser usado en AB-BNCT, de similar funcionamiento. La diferencia de este acelerador con el explicado anteriormente es que no se modifica la trayectoria del haz 180 grados y no se cambia su carga. Esto es debido a que estará construido en una sola columna de aceleración.

En la actualidad, se encuentra terminado un primer prototipo de acelerador de 200 kV de una columna de aceleración. Esta máquina puede generar un haz de protones de hasta 200 keV con corrientes de hasta 10 mA. La misma se está utilizando como prototipo para los aceleradores más grandes como así también para investigación, como ser el estudio del comportamiento de materiales frente a radiación y daño por hidrógeno y para el estudio de los sistemas de refrigeración de los blancos de producción de neutrones, entre otras. En este acelerador se han realizado todas las experiencias de daño por radiación e hidrógeno y pruebas de los prototipos de blancos para el estudio de refrigeración de los mismos, cuyos resultados serán presentado en esta tesis.

2.3. Desarrollos de aceleradores en el mundo

En el mundo hay varios proyectos, además del proyecto Argentino, para desarrollar facilidades de aceleradores para ser usados AB-BNCT, siete proyectos en Japón uno en Rusia, Finlandia, Italia, Israel y por último en Inglaterra.

Uno de los aceleradores construidos en Japón se encuentra ubicado en el Kyoto Univer-

sity Research Reactor Institute (KURRI). Es un ciclotrón comercial, desarrollado por Sumitomo Heavy Industries, capaz de producir haces de protones de hasta 30 MeV a corrientes de 1 mA y que mediante la reacción ${}^9\text{Be}(p, n){}^9\text{B}$ genera neutrones de hasta 28 MeV (Mitsumoto et al., 2013). Debido a la alta energía de los neutrones generados, este acelerador tiene desventajas importantes, tanto en la calidad terapéutica del haz de neutrones como la activación de los materiales circundantes de la facilidad (Imoto et al., 2011). El segundo proyecto en desarrollo en Japón es el de la Universidad de Tsukuba, el cual propone desarrollar un acelerador lineal de protones de 8 MeV y corrientes de 10 mA para operar con la reacción ${}^9\text{Be}(p, n){}^9\text{B}$.

Recientemente, el Hospital Universitario de Helsinki (HUH) ha llegado a un acuerdo con la empresa estadounidense Neutron Therapeutics para construir una facilidad completa de irradiación para AB-BNCT en el HUH Cancer Center. La facilidad constará de un acelerador electrostático que generará protones a 2.6 MeV con corrientes de 30 mA para generar neutrones mediante la reacción ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, haciendo incidir el haz de protones sobre un blanco giratorio de Li. Los involucrados planean empezar con las pruebas clínicas en la facilidad en 2018.

En la Universidad de Birmingham, Inglaterra, se encuentra el Accelerator-Generated Epithermal Neutron Source el cual puede generar haces de protones de 2.8 MeV con corrientes de 1 mA que son empleados para generar neutrones mediante la reacción ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ (Culbertson et al., 2004). Como último ejemplo se menciona el acelerador que se encuentra en desarrollo en Rusia, en el Budker Institute of Nuclear Physics (Belchenko et al., 2006). Este es un acelerador TANDEM, que genera haces de hasta 3 mA para ser usado con la reacción ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Estos aceleradores, anteriormente mencionados, no puede ser usado para la terapia debido a la prolongada duración de las sesiones de irradiación.

Capítulo 3

Blanco de producción de neutrones

3.1. Introducción

En los capítulos anteriores se ha discutido acerca de la necesidad de construir un blanco de producción de neutrones que sea capaz de generar un haz de neutrones adecuado, es decir, que provea el flujo y la energía adecuados para ser usado en la terapia por captura neutrónica en boro basada en aceleradores, AB-BNCT.

En este capítulo se realizará una introducción al desarrollo y construcción de un blanco de producción de neutrones para BNCT. Para esto, en primera instancia se resumirán los antecedentes y se enumerarán y describirán brevemente los avances y propuestas hechos hasta ahora, por diferentes autores, para prototipos de blancos de neutrones para AB-BNCT.

Posteriormente, las solicitudes y exigencias a las que estará sometido el blanco serán presentadas y dadas dichas solicitudes y exigencias, se propondrá un esquema de blanco que sea capaz de soportarlas. Por último se describirán brevemente cada una de las partes propuestas del blanco.

3.2. Antecedentes de blancos

Los blancos de producción de neutrones, con depósitos de Be para la generación de haces de neutrones son un tema de discusión, por lo menos desde 1980, año en que se publicó

el trabajo de [Awschalom y Rosenberg \(1980\)](#). En este trabajo se discute un diseño conceptual de blancos de Be para generación de haces de neutrones a ser utilizados en terapia de radiación. En dicho trabajo, se plantea la necesidad de depósitos de diferentes espesores en los que el haz incidente deja parte de su energía y luego termina de frenarse en una columna de agua. A su vez, los autores también plantean la necesidad de poder drenar una gran cantidad de densidad de potencia dejada por el haz incidente de protones sobre el Be y un sustrato de Cu.

Posteriormente y siguiendo con la temática de blancos de producción de neutrones para aplicaciones médicas (en particular, AB-BNCT), [Ludewigt et al. \(1997\)](#) discutieron el diseño de un blanco de producción de neutrones vía la reacción ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ a partir de un haz de protones incidente con energías del orden de los 2.5 MeV. Esta propuesta de diseño está compuesta por un depósito de $\sim 50 \mu\text{m}$ de Li sobre un sustrato de Al con canales de 0.5 mm de espesor por 6 mm de alto en una superficie de 5x5 cm. Con esta propuesta para el sustrato refrigerante, se reporta que es posible drenar $600\text{W}/\text{cm}^2$ sin alcanzar la temperatura de ebullición del Li y del agua, el cual actúa como fluido refrigerante.

En otro trabajo que presenta un diseño de blanco de producción de neutrones, [Blackburn et al. \(1998\)](#) propone usar la técnica de Jet Impingement (la cual será desarrollada brevemente más adelante, en el capítulo 4.1.1) para drenar la potencia entregada por el haz al blanco.

En su trabajo, [Bayanov et al. \(2004\)](#) proponen una facilidad para depositar Li in-situ y un sustrato refrigerante (que cumple también con la función de absorber el haz) de W, con 13 canales paralelos de 3x2 mm. Con esta geometría, los autores reportan poder disipar hasta $650\text{W}/\text{cm}^2$.

En el trabajo de [Willis et al. \(2008\)](#), el autor propone una geometría en forma de cono pa-

ra aumentar el área de impacto del haz sobre el blanco. El sustrato refrigerante, maquinado en cobre, tiene canales paralelos y está refrigerado con agua. El blanco posee una intercapa de Pd que cumple la función de mitigar el daño por radiación, sobre la cual se deposita una capa de Li para generar el haz de neutrones buscado.

Por último, es importante mencionar el trabajo de [Hirshfeld et al. \(2006\)](#) en el cual se propone, y se estudia un prototipo, de sustrato refrigerante con 25 microcanales de 1x3 mm en un área de 50 mm x 50 mm. En este trabajo se reporta un poder de drenaje de calor de hasta $1500W/cm^2$.

3.3. Solicitaciones y propuesta para el blanco

Como se discutió anteriormente, es el objetivo de esta tesis desarrollar y construir el blanco para un acelerador que mediante la reacción nuclear ${}^9Be(d, n){}^{10}B$ genere un haz de neutrones con flujo y energía adecuados para ser usado en AB-BNCT.

Para generar el haz de neutrones requerido, se incidirá sobre la superficie del blanco con un haz de deuterones de 1.45 MeV de energía y una corriente de hasta 30 mA. El blanco deberá tener un depósito de berilio del orden de $9\mu m$.

Por otro lado, al frenarse, los deuterones que conforman el haz dañan el material del blanco provocando dislocaciones y vacancias, las que luego funcionan como puntos de aglomeración de los deuterones que al acumularse en las mismas zonas, aumentan la presión local y forman burbujas (blisters) de gas que dañan el material. Estos dos mecanismos de daño se conocen como daño por radiación e hidrógeno respectivamente ([Guseva y Martynenko, 1981](#)), los cuales son los causantes de la degradación de las propiedades físicas del material y lo tornan inevitablemente más frágil. De esta manera, el blanco deberá ser capaz de resistir el daño provocado por el haz de deuterones que no interactuó con el depósito de

Be para generar neutrones.

A su vez, el haz que se frenó, deja toda su energía en una superficie circular de 10 cm de diámetro y unos pocos micrones de espesor. Por este motivo, el blanco deberá drenar una densidad de potencia de hasta $1kW/cm^2$, con lo cual se requerirá de una técnica altamente eficiente para lograr drenar la energía depositada en el blanco y tal que su temperatura permita una operación segura.

Por último y no menos importante, el blanco deberá brindar soporte mecánico ya que actuará de interfaz entre los tubos de aceleración a alto vacío y el exterior a presión atmosférica.

Resumiendo, los principales requerimientos del blanco serán:

- Ser capaz de producir el flujo neutrónico adecuado para BNCT.
- Ser capaz de resistir el daño por hidrógeno y radiación durante un tiempo de uso razonable.
- Drenar la alta potencia inyectada por el haz de manera eficiente.
- Brindar soporte mecánico para el alto vacío entre el interior de los tubos de aceleración y el exterior.

Para responder a estas solicitudes se propone un blanco compuesto por tres partes, como puede verse esquematizado en la figura 3.1. Esto es:

- Depósito de Be
- Armadura
- Backing o sustrato refrigerante

Con el propósito de generar el flujo neutrónico adecuado para BNCT se propone realizar depósitos estables y bien adheridos de Be de un espesor medio de aproximadamente $9\mu m$. Entonces al incidir con un haz de 1.45 MeV éste atravesará dicho depósito de Be y al salir

de él, el haz contará con una energía del orden de 1 MeV minimizando así la generación de neutrones de alta energía, tal como se discutió en el capítulo 1.3.

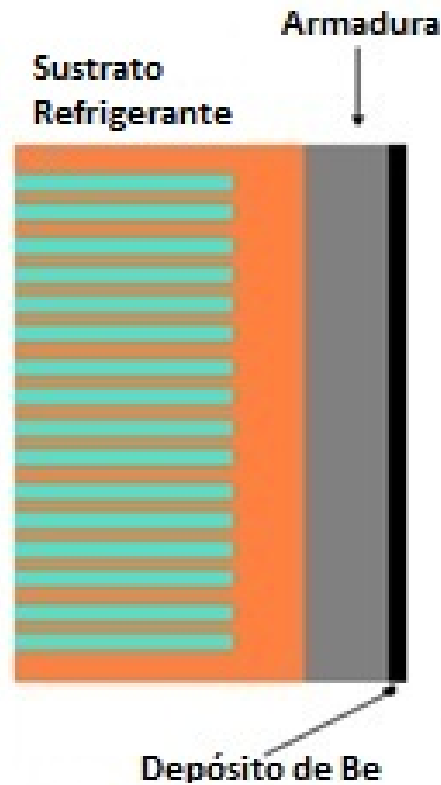


Figura 3.1: Esquema del blanco de producción de neutrones para BNCT.

Una vez que el haz atraviesa el depósito de Be se frena en el estrato inmediatamente posterior y al hacerlo, produce daño por radiación e hidrógeno. Para lograr que el blanco resista un tiempo razonable al daño causado por el haz, se propone que el blanco tenga una capa, que llamaremos armadura, de un material que sea lo más resistente al daño que indefectiblemente se producirá con el fin de que el blanco sea funcional durante el mayor tiempo posible.

Por último, para lograr drenar toda la energía que deposita el haz al frenarse en la armadura, que como se discutió anteriormente tendrá una densidad de hasta 1 kW/cm^2 , se

propone que el tercer componente del blanco sea un sustrato que cumpla con tal propósito, realizado en un material adecuado, en el cual estará incluido una técnica de drenaje de calor altamente eficiente. A esta tercera capa la denominamos sustrato refrigerante.

En los siguientes capítulos se desarrollará puntualmente cada una de las partes propuestas para constituir el blanco de producción de neutrones.

Capítulo 4

Refrigeración

4.1. Introducción

En el presente capítulo se discutirá acerca del sistema de refrigeración que será usado en el blanco de producción de neutrones. Como se mencionó anteriormente, el blanco deberá ser capaz de drenar una densidad de potencia de hasta 1 kW/cm^2 , esto es, la potencia que entrega un haz de deuterones con una energía de 1.45 MeV y una corriente de 30 mA impactando sobre la superficie del blanco, de 10 cm de diámetro.

En primera instancia se realizará una breve reseña de las diferentes técnicas capaces de drenar, con alta eficiencia, altos flujos de calor inyectados en distintas superficies. Se hará una breve enumeración de las ventajas y desventajas de cada técnica frente a la aplicación de interés en esta tesis y se hará un desarrollo mas detallado de la técnica elegida.

Luego, se desarrollará el modelo numérico utilizado (llamado Modelo de Resistencia Térmica) para predecir el comportamiento termo-hidrodinámico del sistema de refrigeración. Además, se hará una breve introducción del software COMSOL MultiphysicsTM y los modelos en él utilizados para resolver sistemas de flujos turbulentos y transferencia de calor a través del método de elementos finitos, el cual también será introducido.

Posteriormente, se mostrará la validación numérica de las herramientas de cálculo computacional y se hará una comparación entre los resultados obtenidos con el modelo de resistencia térmica y el método de elementos finitos.

Se describirá el banco de pruebas con el cual se realizó la validación experimental de las herramientas de cálculo. Se presentarán detalles sobre la fabricación de un disipador de aluminio y el agregado de los sistemas de adquisición de datos que servirán de modelo de validación de todo el sistema de circulación del fluido.

Luego, se mostrarán los resultados de dicha validación como así también los resultados de las simulaciones del sistema completo de validación. Estas simulaciones fueron hechas para realizar una comparación entre los valores empíricos y los simulados del sistema real.

4.1.1. Técnicas de drenado de calor de alta eficiencia

En los últimos años a habido una creciente necesidad de manejar altos flujos de calor inyectados a un sistema de diversas maneras, como por ejemplo los componentes electrónicos de alta potencia ([Missaggia et al., 1989](#); [Tuckerman y Pease, 1981](#)). También en diversos campos tales como desarrollos aeroespaciales, bio-ingeniería, automotriz, detectores infrarrojos, procesos industriales de alta potencia ([Ohadi et al., 2013](#)), componentes en contacto con plasmas en dispositivos de fusión nuclear o, como es el caso de esta tesis, blancos de aceleradores de alta potencia ([Blackburn et al., 1998](#); [Gagetti et al., 2015](#); [Hirshfeld et al., 2006](#)).

Como las aplicaciones antes mencionadas así lo demandan, se han estado realizando en todo el mundo avances significativos en tecnologías que sean capaces de manejar altos flujos de calor.

Las principales técnicas desarrolladas y capaces de manejar altos flujos de calor de manera altamente eficiente son dos: Por Impacto Jet (o Jet impingement, JI) y sistemas de

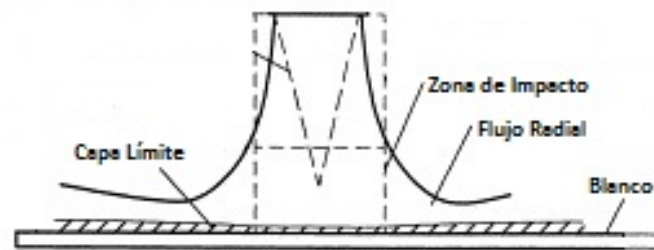


Figura 4.1: Esquema de un sistema de Jet impingement.

microcanales.

En la técnica de JI se trata de hacer incidir un fluido refrigerante a un alto caudal y con relativamente baja caída de presión de manera perpendicular a la superficie que se quiere refrigerar, como se puede ver esquematizado en la figura 4.1. De esta manera, se crea una zona con una capa límite térmica e hidrodinámica debido a la desaceleración del Jet y el consecuente aumento en la presión del fluido en la superficie, lo que permite obtener coeficientes de transferencia de calor extremadamente altos pero confinados a la superficie de estancamiento del fluido, como puede verse en la figura 4.2 (a).

En el caso en el que se requiera drenar calor en una superficie mayor con esta misma técnica, se deberá implementar un arreglo o formación de Jets como pueden verse en la figura 4.2 (b), de manera que el flujo se distribuya uniformemente sobre la superficie de interés.

La técnica de microcanales para flujos laminares, totalmente desarrollados, esto es, que no se produzcan cambios en el perfil de velocidad en la superficie perpendicular al flujo a lo largo de la corriente, fue desarrollada por [Tuckerman y Pease \(1981\)](#). En la misma, se tiene un arreglo de canales paralelos, con una sección transversal del orden de 1 mm^2 o menor,

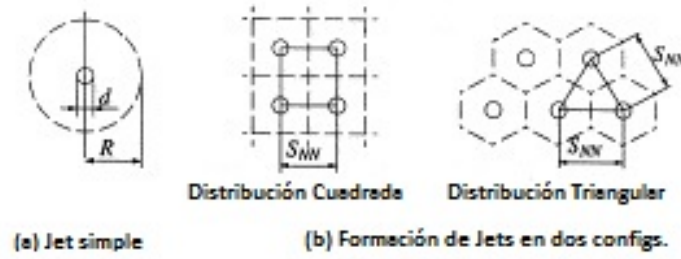


Figura 4.2: Esquema del área de estancamiento para (a) un sistema de JI único, (b) formación de JI, cuadrado y triangular.

por la cual circula un fluido refrigerante líquido o gaseoso.

En su trabajo, [Tuckerman y Pease](#), propusieron que al disminuir el ancho característico del canal o diámetro hidráulico, D , definido por:

$$D = 4 \frac{\text{sección transversal}}{\text{perímetro}} \quad (4.1)$$

se logra aumentar de manera significativa el coeficiente de transferencia de calor convectivo h , definido por:

$$h = k_f \frac{Nu_{\text{inf}}}{D}, \quad (4.2)$$

donde k_f es la conductividad térmica del fluido y Nu_{inf} es el número de Nusselt asintótico. Basados en esta idea, lograron drenar 790 W/cm^2 de una oblea de silicio de 1 cm por 1 cm.

Posteriormente al trabajo de [Tuckerman y Pease \(1981\)](#), [Phillips \(1988\)](#) avanzó en el desarrollo de microcanales tanto para el régimen laminar como para el régimen turbulento y observó que se podría disipar una mayor cantidad de energía en el régimen de flujo turbulento. Observó además que, si bien el régimen turbulento requería más potencia de bombeo para generar turbulencia en igual geometría que para un flujo laminar, el aumento en la di-

sipación de energía del sistema hace que el régimen turbulento sea un régimen viable para disipar potencia de un sistema.

El drenado de calor con microcanales y régimen turbulento puede ser una técnica a considerar en nuestro caso ya que no requiere un gran volumen de fluido detrás del blanco, el cual podría ser una fuente de atenuación del flujo neutrónico provocando absorción de neutrones en el hidrógeno del agua. Por otro lado es una técnica muy eficiente y fácil de implementar para superficies del orden de la requerida para la aplicación buscada en esta tesis (Lee y Vafai, 1999).

Por los motivos aquí expuestos, se decidió implementar en el desarrollo del blanco de producción de neutrones la técnica de microcanales con flujo turbulento para drenar la energía depositada por el haz.

4.2. Técnica de microcanales

La configuración típica de la técnica de microcanales consiste en una serie de canales paralelos cuyas secciones transversales son generalmente del orden de 1 mm^2 (o menor) y se extienden por toda el área sobre la cual se inyecta la energía a ser drenada. Para drenar la energía inyectada, se hace circular un fluido refrigerante, que usualmente es agua, aunque puede ser otro fluido ya sea líquido o gaseoso, el cual ingresa al sistema por un pleno de entrada y luego fluye a través de los canales paralelos enfriando la base del sistema por convección forzada para finalmente salir del sistema por el pleno de salida.

El esquema básico de un sistema de microcanales puede verse en la figura 4.3. Su funcionamiento es tal que la energía es inyectada desde la base inferior, sobre la superficie externa, ingresa al sistema de microcanales y recorre todo el disipador hasta que es extraída a la sa-

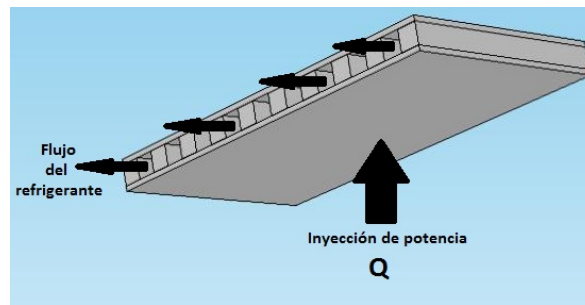


Figura 4.3: Esquema del funcionamiento de un sistema de microcanales.

lida del mismo por el fluido que circula en el interior de los canales. El rendimiento del sistema dependerá de la resistencia térmica, definida como $\Delta T/Q$, que le ejerza el sistema a la circulación de energía. Donde ΔT es el aumento de temperatura de la superficie en la cual se inyecta la energía Q , con respecto a la temperatura de ingreso del fluido.

El modelo elegido para describir el comportamiento termo-hidrodinámico de un sistema de microcanales es tal que se representa como un circuito térmico y es llamado modelo de resistencia térmica, el mismo fue desarrollado por Phillips (1988); Tuckerman y Pease (1981) y continuado por Zhimin y Fah (1997). En este modelo, la energía que es inyectada al sistema en forma de calor circula por las diferentes partes del disipador, las cuales generan una determinada resistencia al transporte de calor a través del sistema.

En una geometría usual de microcanales, es decir, canales paralelos de sección rectangular, la energía inyectada al sistema desde la base fluye a través de él como puede verse esquematizado en la figura 4.4. De esta forma se tiene que la resistencia térmica total del sistema de microcanales estará dada por la suma de los siguientes componentes: resistencia conductiva a través del sustrato por el que es inyectada la energía al sistema Q_{in} , resistencia térmica de constricción debida al ingreso de la energía a las paletas del disipador, resistencia conductiva debido a las paletas y al contacto de las mismas con el fluido y por último la resistencia que ejerce el fluido que circula por los canales y extrae el calor del disipador.

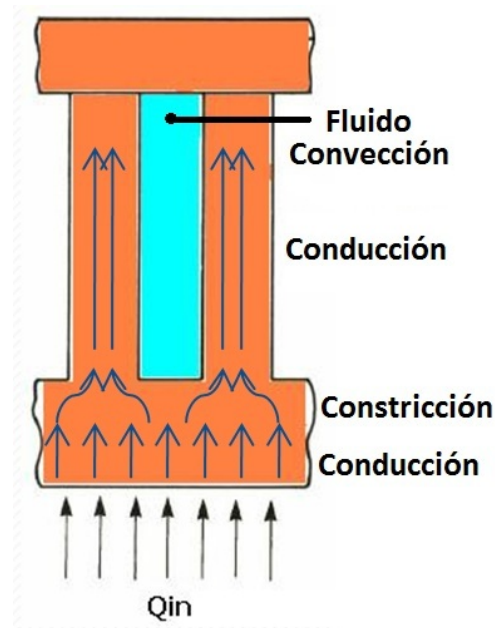


Figura 4.4: Esquema del circuito de calor propuesto por el modelo de resistencia térmica.

Siguiendo con la analogía del circuito eléctrico, la diferencia de temperatura entre la zona de inyección de calor y la entrada del fluido tienen su equivalente eléctrico en la diferencia de potencial entre dos puntos, el calor inyectado tiene su equivalente en la corriente que circula en el circuito y por último, la resistencia térmica tiene su analogía con la resistencia eléctrica de un sistema. De esta forma puede resultar mas familiar el tratamiento del modelo.

4.2.1. Modelo de resistencia térmica

En la figura 4.5 se puede ver un esquema de la geometría de un sistema de micro canales donde L , W y H son el largo, el ancho y el alto total del dissipador respectivamente, t es el ancho de la base, W_c , W_w y H_c son el ancho de los canales, el ancho de las paredes y la altura de los canales respectivamente.

El calor Q es inyectado por la cara inferior del dissipador y luego drenado por el fluido circulante dentro de los microcanales. La tapa (o cara superior) es de material aislante,

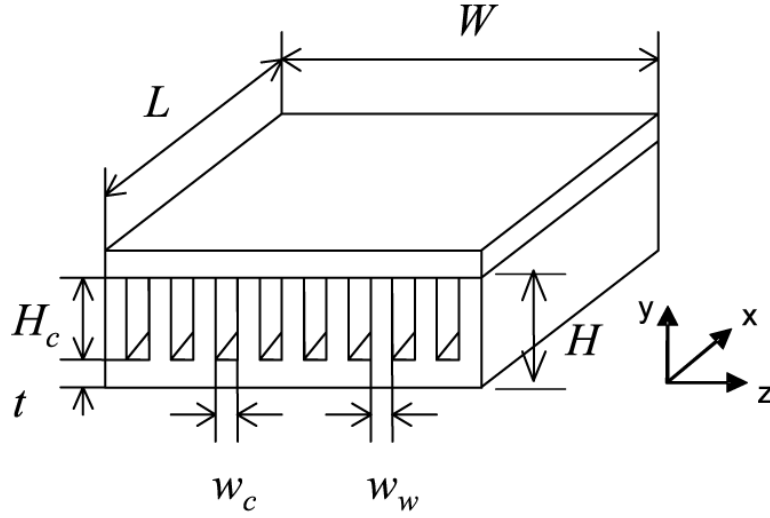


Figura 4.5: Esquema de un sistema de microcanales.

según establece el modelo.

La resistencia térmica total del sistema está definida como:

$$R_{tot} = \frac{T_{sup,max} - T_{in}}{Q}, \quad (4.3)$$

donde R_{tot} es la resistencia térmica total del sistema, $T_{sup,max}$ y T_{in} son las temperaturas máximas en la superficie donde se inyecta calor y la temperatura de ingreso del fluido respectivamente y Q es el calor inyectado.

Como se mencionó anteriormente, la resistencia térmica total puede expresarse como suma de diferentes contribuciones de Resistencias Térmicas generadas por el circuito que genera el transporte de calor en el disipador. En la siguiente ecuación se tienen en cuenta las diferentes contribuciones de la resistencia térmica total del sistema:

$$R_{tot} = R_{bulk} + R_{conv} + R_{constr} + R_{cond}, \quad (4.4)$$

donde R_{bulk} es la resistencia térmica entre la entrada y la salida del canal y es una medida de como transporta energía térmica el fluido dentro del canal, R_{conv} es la resistencia térmica debida a la transferencia de energía térmica por convección entre el líquido y la superficie de los canales, R_{constr} es la resistencia térmica debida a canalizar el calor de la base hacia las paletas y R_{cond} corresponde a la resistencia térmica debida a la conducción de calor en la base, de espesor t , del disipador.

Es conveniente, para simplificar las ecuaciones que corresponden a las contribuciones de las resistencias térmicas, definir las siguientes magnitudes:

$$\alpha = \frac{H_c}{w_c} \quad (4.5)$$

$$\beta = \frac{w_w}{w_c}, \quad (4.6)$$

donde α es la relación de aspecto del canal y β es la relación entre el ancho del canal y el ancho de la pared del canal.

La resistencia R_{bulk} está definida por la ecuación:

$$R_{bulk} = \frac{T_{bulk,out} - T_{in}}{Q} = \frac{1}{\rho_f C p_f G}, \quad (4.7)$$

donde ρ_f es la densidad del fluido, $C p_f$ es el calor específico del fluido y G es el caudal volumétrico del fluido definido por la ecuación:

$$G = n H_c w_c V, \quad (4.8)$$

en la cual se tiene que n es el número de canales del disipador, y V es la velocidad media del fluido dentro del canal. Es conveniente introducir el diámetro hidráulico D dado por:

$$D = \frac{4H_c w_c}{2(H_c + w_c)} = \frac{2\alpha}{1 + \alpha} w_c, \quad (4.9)$$

y el Número de Reynolds, Re ,

$$Re = \frac{\rho_f V D}{\mu_f}, \quad (4.10)$$

donde μ_f es la viscosidad del fluido. Reemplazando las ecuaciones 4.8, 4.9 y 4.10 en 4.7 y operando se obtiene:

$$R_{bulk} = \frac{2L(1 + \beta)}{Cp_f \rho_f Re(1 + \alpha)(WL)} \quad (4.11)$$

La resistencia térmica convectiva, 4.12, entonces estará definida por:

$$R_{conv} = \frac{1}{h A_{eff}}, \quad (4.12)$$

donde h es el coeficiente de transmisión de calor convectivo y A_{eff} es el área efectiva total disponible para el coeficiente de transmisión de calor convectivo, definida por:

$$A_{eff} = nL(w_c + 2\eta H_c), \quad (4.13)$$

en la cual se considera térmicamente aislada la superficie superior. La eficiencia de las paletas η está dada por la ecuación:

$$\eta = \frac{\tanh(m H_c)}{m H_c}, \quad (4.14)$$

con m definida como:

$$m = \sqrt{\frac{2h}{k_s w_w}}, \quad (4.15)$$

donde K_s es la conductividad térmica del disipador.

El coeficiente de transmisión de calor convectivo h , introducido previamente, se obtiene de la definición del número de Nusselt, Nu , definido por:

$$Nu = \frac{hD}{K_f}. \quad (4.16)$$

A su vez, se puede calcular el Número de Nusselt en régimen turbulento ($Re > 2300$) usando (Gnielinski, 1976):

$$Nu = 0,012[1,0 + (D/x)^{2/3}](Re^{0,87} - 280)Pr^{0,4}, \quad (4.17)$$

donde $Pr = \frac{\mu_f C_{p_f}}{K_f}$ es el número de Prandtl, el cual debe estar valuado entre 1,5 y 500 para que la ecuación 4.18 sea válida y K_f la conductividad térmica del fluido.

El número de Nusselt para un fluido totalmente desarrollado está dado por:

$$Nu = 0,012(Re^{0,87} - 280)Pr^{0,4}. \quad (4.18)$$

Finalmente, reemplazando 4.13 y 4.16 en 4.12 se obtiene:

$$R_{conv} = \frac{2\alpha(1 + \beta)}{(1 + \alpha)(1 + 2\alpha\eta)K_f Nu(WL)} w_c. \quad (4.19)$$

La resistencia térmica R_{constr} se obtiene de la ecuación (Phillips, 1988):

$$R_{constr} = \frac{-(1 + \beta)}{\pi K_s(WL)} \ln[\sin(\frac{\pi\beta}{2(1 + \beta)})] w_c. \quad (4.20)$$

Por último, la resistencia térmica de conducción R_{cond} , está dada por:

$$R_{cond} = \frac{t}{K_s(WL)}. \quad (4.21)$$

Es interesante observar que debido a que todos los términos de resistencias térmicas están divididos por el área total del disipador (WL), se puede redefinir la resistencia térmica total como:

$$R'_{total} = \frac{\Delta T}{\frac{Q}{WL}}, \quad (4.22)$$

donde $\frac{Q}{WL}$ es la densidad de energía inyectada sobre el disipador.

Finalmente, la resistencia total del sistema está dada por la suma de las ecuaciones 4.11, 4.19, 4.20 y 4.21. Y multiplicando cada término por el área total del disipador (WL) queda independiente del área del disipador.

Para obtener la velocidad media del fluido se tiene:

$$\Delta P = 4f \frac{L}{D} \left(\frac{\rho V^2}{2} \right), \quad (4.23)$$

para el caso de caída de presión constante en los micro canales. Donde f_x es el factor de fricción para régimen turbulento en función de la posición del canal, x , dado por la ecuación (Phillips, 1988):

$$\begin{aligned} f_x &= A_{(x)} (Re_{eq})^{B_{(x)}} \\ A_{(x)} &= 0,00929 + \frac{1,01612}{\frac{x}{D}} \\ B_{(x)} &= -0,268 - \frac{0,31930}{\frac{x}{D}} \\ Re_{eq} &= \frac{\rho_f V D_{eq}}{\mu_f} \\ D_{eq} &= \left[\frac{2}{3} + \frac{11}{24\alpha} \left(2 - \frac{1}{\alpha} \right) \right] D, \end{aligned} \quad (4.24)$$

donde Re_{eq} se obtiene 4.10 usando D_{eq} . Para el caso en que la potencia de bombeo (Pow) se considera constante, se tiene la ecuación:

$$Pow = \Delta PG, \quad (4.25)$$

Fijadas las propiedades del fluido y la geometría del problema, los códigos escritos (uno para el caso de caída de presión constante y otro para el caso de caudal constante) que resuelven el modelo encuentran la velocidad media del fluido V usando las ecuaciones 4.23 y 4.25 según corresponda. Una vez obtenida la velocidad media V , se calcula Re , Nu , f y luego la resistencia térmica total del sistema.

Hasta ahora, la caída de presión es calculada solamente entre los extremos de los microcanales, y ya que es necesario realizar una validación experimental del modelo será necesario calcular la caída de presión entre los plenos de entrada y salida del fluido.

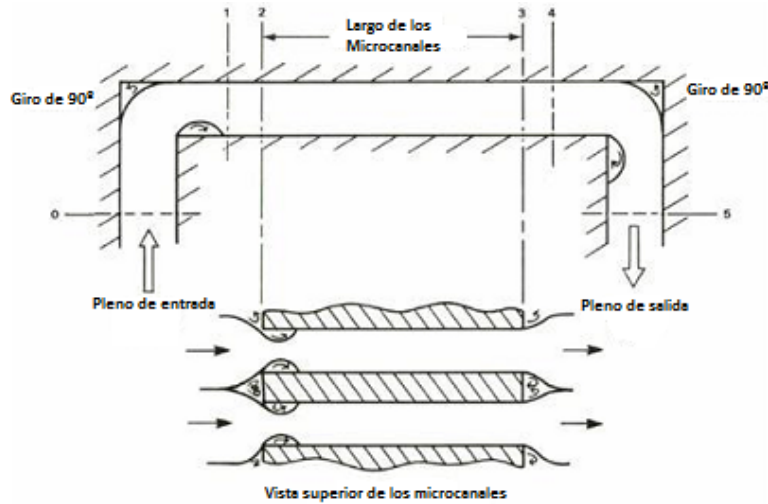


Figura 4.6: Esquema del flujo del fluido en el disipador (Phillips, 1988).

La Figura 4.6 muestra un esquema del flujo del fluido dentro del disipador. Una vez que el fluido llega a la entrada del disipador (0) experimenta un giro de 90° para ingresar al

pleno de entrada (1), en ese punto disminuye la sección repentinamente al entrar a los microcanales (2). Luego, al salir de los microcanales y entrar a los plenos de salida (3) aumenta la sección repentinamente y nuevamente gira 90° (4) para finalmente alcanzar la salida del disipador.

Entonces, la caída de presión causada por el flujo del fluido en los plenos de entrada y salida, sin considerar la caída de presión en los microcanales, está dada por:

$$\Delta P_{plenos} = K \left(\frac{\rho V^2}{2} \right). \quad (4.26)$$

K está dada por:

$$K = \left(\frac{A_c}{A_p} \right)^2 2K_{90} + K_e + K_c, \quad (4.27)$$

donde $K_{90} = 1,20$ (Phillips, 1988) es un factor debido al giro de 90° del fluido, K_e y K_c son factores que aparecen debido a la expansión y compresión del fluido, respectivamente, y son obtenidos a través de la figura 4.7 (Kays y London, 1984). Por último, A_c y A_p son las secciones transversales de los canales y los plenos, respectivamente.

Entonces, la caída de presión total del sistema ΔP_{tot} , será:

$$\Delta P_{tot} = \Delta P + \Delta P_{plenos}, \quad (4.28)$$

donde ΔP es la caída de presión en los micro canales dada por la ecuación 4.23 y ΔP_{plenos} es la caída de presión en los plenos de entrada y salida dada por la ecuación 4.26.

Es importante destacar que los materiales tienen propiedades físicas de interés, como el calor específico, la conductividad térmica y la viscosidad (en caso de fluidos), dependientes de la temperatura. Debido a esto, se usaron las formas funcionales de dichas propiedades

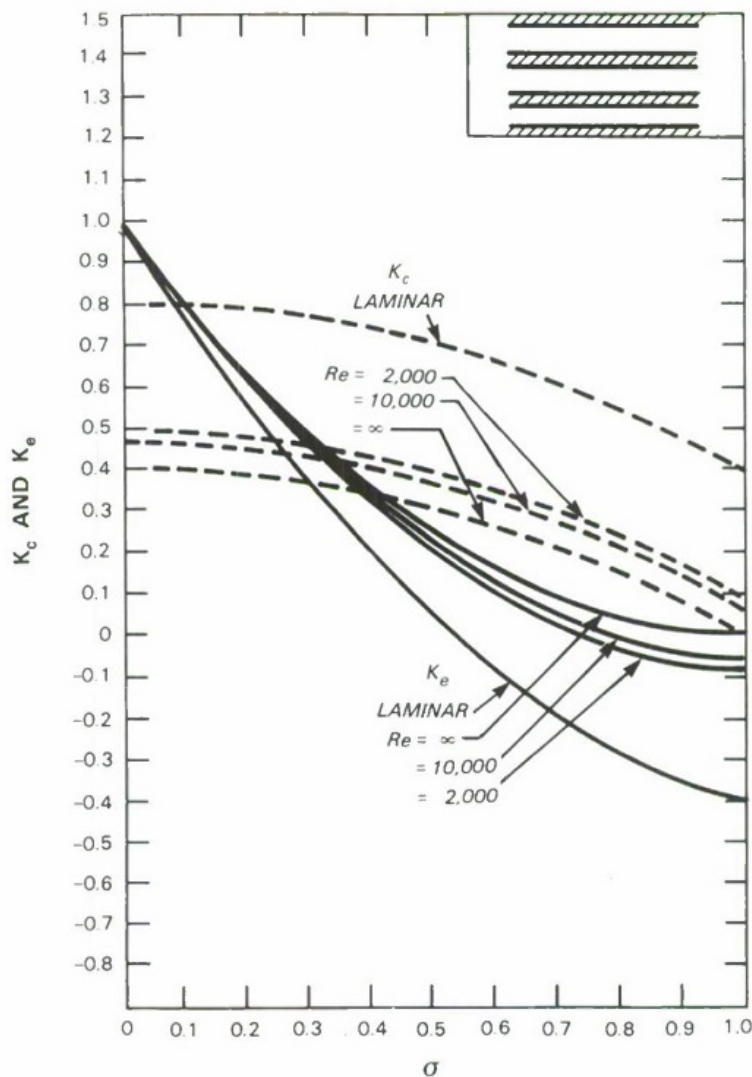


Figura 4.7: Coeficientes para el cálculo de la caída de presión debido a la entrada y la salida del fluido a través de canales paralelos (Kays y London, 1984).

físicas para los materiales elegidos en este trabajo que son: fluido agua (Ramires et al., 1995) y cobre y aluminio (R W Powell, 1966) para los sustratos refrigerantes.

4.2.2. Validación del modelo de Resistencia Térmica

En la plataforma de programación MATLAB se escribió un código, el cual se encuentra disponible en el apéndice A, que permite calcular la resistencia térmica total del sistema, la temperatura máxima en la superficie del disipador, la temperatura de salida del fluido, entre

otros parámetros, usando el modelo descrito en la sección 4.2.1.

Los valores geométricos y las condiciones hidrodinámicas de diferentes sistemas estudiados en la literatura (Knight et al., 1992; Ludewigt et al., 1997; Phillips, 1988) fueron usados para calcular la resistencia térmica total del sistema (y sus componentes), los números de Reynolds y Nusselt, con el fin de realizar una validación numérica del código escrito.

Respecto a los datos publicados por Phillips (1988), se reconstruyó la geometría con $w_c = 300 \mu m$, $\alpha = 4$, $\beta = 1$, $t = 100 \mu m$, $V = 11,59 m/s$ y material silicio $K = 148 W/(mK)$. Los resultados encontrados en este caso son los siguientes: $R_{tot} = 0,0822 \text{ } ^\circ K/(W/cm^2)$, $Re = 6230$ y $Nu = 48.52$ lo que representa una discrepancia menor a 7 %, 1 % y 14 % respectivamente.

La discrepancia en los valores reportados del número de Nusselt es debida a que en este trabajo, Nu fue calculado en el caso más pesimista ($x=L$ en la ecuación 4.18), mientras que en la literatura (Phillips, 1988), el número Nu fue calculado en su tendencia asintótica (es decir, haciendo que el largo del canal valga infinito), lo cual es una hipótesis mucho más conservativa (aunque no realista) e impacta en la resistencia térmica total de manera de proporcionar un límite superior a dicho valor.

Como puede verse en la Figura 4.8, el número de Nusselt muestra un comportamiento monótono decreciente en función de x , donde x es la posición dentro del canal. Por su parte, R_{conv} (ecuación 4.19) también muestra un comportamiento monótono decreciente en función del número de Nusselt, como puede verse en la Figura 4.9, convalidando lo discutido previamente.

Sólo algunas de las geometrías desarrolladas en el trabajo de Phillips (1988) fueron usa-

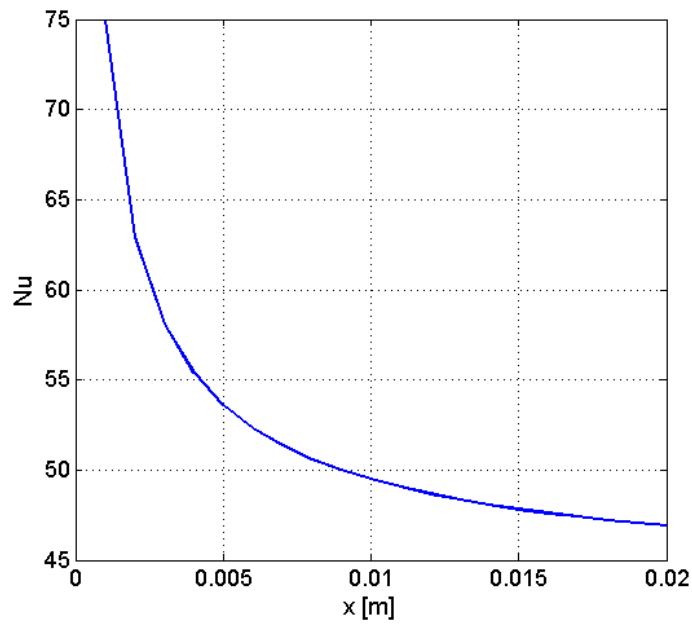


Figura 4.8: Numero de Nusselt en función del largo del canal.

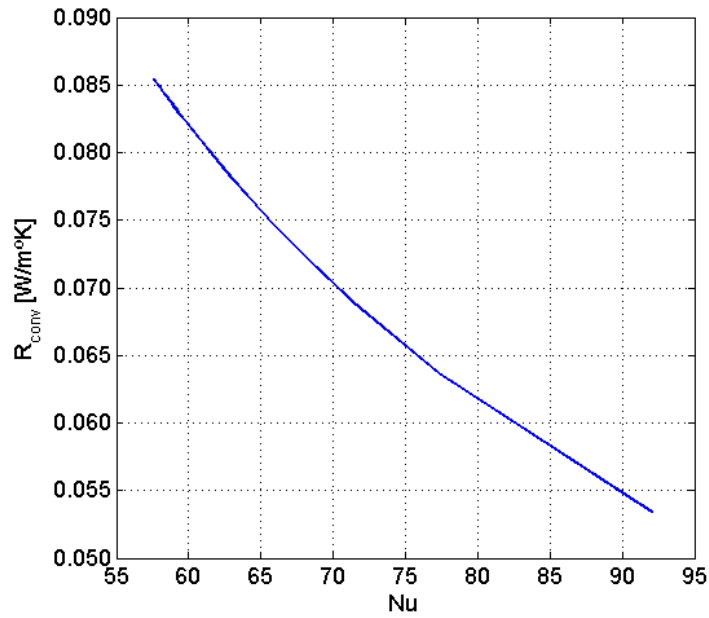


Figura 4.9: R_{conv} en función del número de Nusselt.

das. Las geometrías reconstruidas y calculadas con los códigos escritos en este trabajo entregaron resultados comparables numéricamente con los datos publicados en todos los casos.

También se utilizó la geometría y condiciones hidrodinámicas publicadas por [Ludewigt et al. \(1997\)](#), encontrando una variación de temperatura entre el fluido entrante y la superficie del blanco del orden de 100 K, valor coincidente con lo reportado en el trabajo citado.

A su vez, se reconstruyó la siguiente geometría y condiciones hidrodinámicas publicadas por [Knight et al. \(1992\)](#) con $Hc = 355 \mu m$, $Wc = 365 \mu m$, $W = L = 1 cm$, $G = 59,2 cm^3/s$. En ese trabajo, la resistencia térmica total reportada es $R_{tot} = 0,056 ^\circ K/(W/cm^2)$ y el número de Reynolds $Re = 8459$. Usando el código escrito en este trabajo, se obtuvo una resistencia térmica total $R_{tot} = 0,07 ^\circ K/(W/cm^2)$ y un número de Reynolds de $Re = 6659$, lo cual representa una discrepancia entre los valores reportados y los calculados en este trabajo de 22 % y 20 % respectivamente. El número de Nusselt reportado en el trabajo citado es de 85.6, mientras que el calculado con nuestro código es de 81.995. Las correlaciones usadas en el trabajo citado para calcular el número Re y el factor de fricción son diferentes, esto genera la discrepancia entre los resultados del trabajo citado y los calculados en este trabajo.

4.3. Método de Elementos Finitos para resolución de sistemas físicos

El método de elementos finitos ([Courant et al., 1943](#); [Hrennikoff, 1941](#)) es una técnica numérica para encontrar soluciones aproximadas a un problema de ecuaciones diferenciales parciales con condiciones de contorno.

El modelo subdivide al problema en una gran cantidad de dominios más pequeños, llamados elementos finitos. Cada elemento está gobernado por ecuaciones diferenciales parciales más simples con condiciones de contorno que relacionan cada elemento con sus vecinos. Luego, estas ecuaciones forman un sistema de ecuaciones más grande (global) que modela

todo el problema. El sistema de ecuaciones global se resuelve partiendo de valores iniciales del problema original.

El método de elementos finitos es una buena opción cuando se quiere analizar el comportamiento de sistemas con físicas subyacentes acopladas, como por ejemplo la ecuación de calor y las ecuaciones de Navier-Stokes para la dinámica de fluidos, cuya resolución analítica en una geometría complicada no es posible.

Debido a que los sistemas de refrigeración de este trabajo tienen una geometría que no permite obtener soluciones analíticas de las variables físicas de interés, se usó, en adición al modelo de resistencia térmica y como complemento del mismo, el software de simulación COMSOL MultiphysicsTM el cual usa el método de elementos finitos para resolver diferentes problemas que involucran múltiples modelos físicos.

Este software permite resolver una amplia cantidad de modelos de las físicas subyacentes a simular, como por ejemplo comportamiento mecánico, electro estático y dinámico, propiedades físicas de las reacciones químicas, dinámica de fluidos, transferencia de calor, entre otros. También permite estudiar sistemas acoplados, como por ejemplo estudiar el comportamiento electro estático acoplado a la transferencia de calor.

En el caso particular de interés de esta tesis, se usó el módulo de conducción de calor conjugado (Conjugate Heat Transfer) en régimen de fluidos turbulentos. Este módulo permite evaluar variaciones de temperatura dentro de un sistema que esté compuesto por fluidos y sólidos, en interacción entre sí, usando el modelo de transferencia de calor en sólidos y en fluidos y con el modelo de turbulencia $K - \Omega$ para la dinámica de fluidos turbulentos. Ambos modelos serán detallados a continuación.

4.3.1. Modelo de transferencia de calor en sólidos y fluidos

La transferencia de calor por conducción en sólidos está descrita por la ley de Fourier, que para el caso estacionario ($\partial/\partial t = 0$) está dada por:

$$\mathbf{q} = -(k \nabla T), \quad (4.29)$$

donde $\mathbf{q}$ es el vector flujo de calor conductivo, con dimensiones de potencia por unidad de volumen, k es el coeficiente de conducción de calor del material (el cual podría depender de la posición y la temperatura) y T es el campo de temperatura.

Para el caso de los fluidos, y debido a su movimiento, hay tres contribuciones a la ecuación de calor. La primera es debida a que en el flujo hay transporte de calor y, dependiendo del fluido y el régimen de circulación, puede dominar la transferencia de calor por conducción o por convección. Por ejemplo en el caso turbulento, las fuerzas inerciales dentro del fluido generan inestabilidades, las cuales tienden a producir vórtices y remolinos, entre otras, que aumentan la conducción de calor por convección.

Para fluidos con altos flujos, los efectos por calentamiento viscoso no pueden ser despreciados y por ende agregan una contribución a la ecuación del calor. Por último, debido a que la densidad del fluido es dependiente de la temperatura, un término de trabajo por presión (compresibilidad) contribuye a la ecuación de calor.

Teniendo en cuenta estas tres contribuciones, sumadas a la transferencia de calor por conducción, la ecuación de calor en estado estacionario para el campo de temperatura de un fluido queda:

$$\rho C_p \mathbf{v} \cdot \nabla T = -(\nabla \cdot \mathbf{q}) + \boldsymbol{\tau} : \mathbf{S} - \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \big|_p ((\mathbf{v} \cdot \nabla)p) + Q, \quad (4.30)$$

donde C_p es el calor específico a presión constante, ρ es la densidad, T es el campo de temperatura absoluta, $\mathbf{v}$ es el vector velocidad, p es la presión, $\mathbf{q}$ es el flujo de calor por conducción, Q contiene fuentes de calor diferentes a calentamiento viscoso, $\mathbf{S} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T)$ es el tensor de velocidad de deformación y $\boldsymbol{\tau}$ es el tensor de stress viscoso definido por:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) \delta_{ij} \right), \quad (4.31)$$

donde μ es la viscosidad dinámica.

La operación $\boldsymbol{\tau} : \mathbf{S}$, que aparece en la ecuación 4.30 es una contracción tensorial la cual, en este caso, puede ser escrita de la siguiente forma:

$$\boldsymbol{\tau} : \mathbf{S} = \sum_n \sum_m \tau_{nm} S_{mn}. \quad (4.32)$$

La contribución del calor debido a efectos de compresibilidad depende del número de Mach, dado por:

$$M = \frac{u}{c}, \quad (4.33)$$

donde u es el módulo de la velocidad del fluido y c es la velocidad del sonido en el medio. Esta contribución es generalmente baja, y puede despreciarse, para casos con número de Mach bajo ($M < 0,2 - 0,3$).

En el trabajo de Xu et al. (2002), se establece una relación para determinar cuando deben ser considerados los efectos del calentamiento viscoso. Para el caso en que puedan ser despreciados ambos, los efectos de calentamiento viscoso y compresibilidad, y sabiendo además que el flujo de calor conductivo $\mathbf{q}$, es proporcional al gradiente de la temperatura, ec. 4.29, la ecuación 4.30 queda:

$$\rho C_p \mathbf{v} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q. \quad (4.34)$$

4.3.2. Modelo K-Omega de sistemas de flujos turbulentos

El modelo K-Omega es un modelo de turbulencia de dos ecuaciones, desarrollado por Wilcox (1988) y posteriormente ampliado por el mismo autor (Wilcox, 2008).

Un modelo de dos ecuaciones significa que se incluyen dos ecuaciones de transporte extra a las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía, para representar las propiedades de turbulencia del flujo. Este tipo de modelos de dos ecuaciones se conoce como “modelos completos de turbulencia” en el sentido de que el sistema de ecuaciones puede ser usado para predecir un flujo turbulento sin requerir otra información más que las condiciones de contorno del sistema físico de interés.

Las ecuaciones del modelo están escritas en términos de cantidades promediadas por unidad de masa, descritas a continuación.

Conservación de masa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0. \quad (4.35)$$

Conservación de momento:

$$\sum_i \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \sum_j \sum_i \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j u_i) = - \sum_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \sum_j \sum_i \frac{\partial \hat{\tau}_{ji}}{\partial x_j}. \quad (4.36)$$

Conservación de energía media:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j H) = - \sum_j \sum_i \frac{\partial}{\partial x_j} [u_i \hat{\tau}_{ji} + (\mu + \sigma^* \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} - q_j]. \quad (4.37)$$

Energía de mezcla turbulenta:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \sum_j \sum_i \tau_{ji} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j}[(\mu + \sigma^* \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j}]. \quad (4.38)$$

Tasa de disipación específica:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \omega) = (\gamma \omega / k) \sum_j \sum_i \tau_{ji} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \sum_j \sum_i \frac{\partial}{\partial x_j}[(\mu + \sigma \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j}], \quad (4.39)$$

donde t es el tiempo, x_i es el vector posición, u_i es el vector velocidad, ρ es la densidad, p la presión, μ es la viscosidad dinámica, $\hat{\tau}_{ji}$ es la suma de los tensores de stress molecular y de Reynolds y q_j es la suma de los vectores de stress molecular y de flujo de calor turbulento. $E = e + k + u_i u_i / 2$ y $H = h + k + u_i u_i / 2$ son la energía y la entalpía total respectivamente, con $h = e + p / \rho$, donde e y h representan la energía y la entalpía interna, por último, τ_{ji} es el tensor de stress de Reynolds.

Las dos cantidades presentes en este modelo que lo definen como modelo completo de turbulencia, como se mencionó anteriormente, son la energía cinética turbulenta κ (también usada en otros modelos turbulentos como el modelo $\kappa - \epsilon$, desarrollado por Jones y Launder (1972); Launder y Sharma (1974)) y la tasa de disipación ω , donde κ determina la energía transportada en la turbulencia y ω es el cociente entre la disipación de la turbulencia del sistema y la energía de mezcla turbulenta.

Ambas cantidades, κ y ϵ , son necesarias para definir la viscosidad turbulenta, la cual modela la transferencia de momento causada por los remolinos que genera la turbulencia del fluido, y está definida por:

$$\mu_t = \gamma * \frac{\rho k}{\omega}. \quad (4.40)$$

Donde $\gamma^* = 1$ es un coeficiente de clausura del modelo. Los valores de κ y ω , en particular en el programa COMSOL MultiphysicsTM, son obtenidos a partir de las condiciones iniciales y luego se itera hasta que la simulación converge.

4.4. Diseño de un banco de pruebas

Es importante determinar la validez de las herramientas de simulación para de esta manera tener certeza de que el blanco será capaz de drenar la energía incidente del haz de deuterones.

Por este motivo, se propuso realizar una validación experimental de las herramientas de simulaciones mediante el diseño y la construcción de un banco de pruebas que tenga la cualidad de ser sencillo de fabricar y que brinde resultados precisos de las variables hidrodinámicas y térmicas del sistema de microcanales.

De esta forma, al validar el modelo, uno podría escalar el sistema con la certeza de conocer su comportamiento termo hidrodinámico a priori mediante los resultados que arrojan las herramientas de simulación.

En esta sección se desarrollará el trabajo realizado para diseñar el banco de pruebas que permitirá realizar la validación experimental de las herramientas de cálculo.

4.4.1. Elección de la geometría de canales y material

Habiendo realizado una validación numérica del modelo de resistencia térmica, previamente desarrollado, se propone encontrar una geometría y un material para los microca-

nales que sea factible de maquinar con la tecnología disponible en CNEA.

Es importante señalar que habrá que elegir un material y una geometría que tengan buen rendimiento en el drenado de calor. Los dos materiales candidatos a ser usados de disipador son Al y Cu debido, principalmente, a sus características de buenos conductores térmicos.

La tecnología disponible en CNEA para realizar el maquinado de los microcanales es la de CNC, control numérico computarizado (Slawson, 1972). La herramienta de CNC, para realizar el maquinado de los canales, más pequeña disponible en el mercado argentino es una mecha de carburo de tungsteno de 0.5 mm de diámetro con un largo efectivo de 1.5 mm. Con lo cual, el menor ancho de canal será el dictado por el diámetro de la herramienta. Con respecto a la profundidad del canal, ésta dependerá del ancho del mismo, ya que el largo de la herramienta está supeditado al diámetro de la misma.

En función de los materiales propuestos y la tecnología disponible para realizar el maquinado se realizó un estudio de rendimiento y factibilidad de una amplia variedad de geometrías para los microcanales usando el código escrito que resuelve el modelo de resistencia térmica. Teniendo en cuenta que como lo que se pretende realizar es un banco de pruebas a escala, la superficie total de disipación se fijó en 2 por 2 cm.

Dado que para realizar la validación de los modelos se requiere variar el caudal que circula por el sistema, resulta necesario para la construcción del banco de pruebas utilizar una bomba de agua y un variador de frecuencia. Se fijó un caudal de $0.6 \text{ m}^3/\text{hr}$ ($10 \text{ l}/\text{min}$), el cual es fácil de obtener mediante una bomba de mediana potencia. Además, se estableció que la potencia máxima a ser inyectada al sistema, en forma de calor generado por una resistencia eléctrica, sería de 800 W, lo que equivale a una densidad de potencia de $200 \text{ W}/\text{cm}^2$ para la superficie propuesta. Si bien esta densidad de potencia no es comparable con la den-

sidad de potencia de operación del blanco, es un valor tal que resulta ser razonable para alcanzar con una fuente de corriente y tensión.

Habiendo establecido los parámetros de operación del prototipo y conociendo las limitaciones técnicas para la fabricación del disipador, se realizaron una amplia cantidad de iteraciones con diferentes geometrías de canales, eligiéndose finalmente aquella en la cual la caída de presión en los canales y la temperatura máxima en la superficie del disipador al aplicarle la potencia máxima establecida, diera valores razonables de operación, esto es, menor a 2.5 bar y 130 °C respectivamente.

En función de los resultados obtenidos de las simulaciones, se decidió que una geometría razonable para maquinar el banco de pruebas con el objetivo de realizar la validación del modelo de resistencia térmica es la siguiente:

- Ancho de los canales (W_{ch}): 0.5 mm
- Ancho de la pared de los canales (W_w): 0.5 mm
- Alto de los canales (H): 1 mm

Esta geometría se eligió debido a que el tamaño de los canales es factible de maquinarse con CNC, usando las herramientas disponibles en el mercado Argentino. Además los valores de la caída de presión dentro de los microcanales y la temperatura máxima en la superficie del disipador que se generan no superan aquellos establecidos como cotas superiores, como se puede ver en la tabla 4.1, la cual fue obtenida como resultado del cálculo de las ecuaciones que gobiernan el sistema con el código escrito.

De los resultados se desprende que si bien el Cu tiene un coeficiente de conductividad térmica aproximadamente el doble que el del Al, el sistema de Cu tiene una resistencia térmica menor en un 38 % a la del mismo sistema maquinado en Al, haciendo que la tem-

	Al	Cu
Resistencia térmica total	0.2131 K/(W/cm ²)	0.1540 K/(W/cm ²)
Temp. salida fluido	16.1477 °C	16.1477°C
Temp superficie Max	57.61 °C	45.80 °C
$\Delta P_{channel}$	1.622 bar	1.622 bar
Eficiencia de los canales	74 %	89 %

Tabla 4.1: Resumen de las principales variables térmicas e hidrodinámicas del sistema con la geometría elegida para maquinar el banco de pruebas.

peratura máxima en la superficie de contacto con la fuente de calor sea solamente 12°C más alta. Con lo cual, debido al análisis de los resultados de las simulaciones y debido a que el Al es un material mucho más barato y extremadamente más fácil de maquinar en CNC, se proponer realizar los disipadores en Al.

4.4.2. Simulaciones del sistema propuesto y análisis de resultados numéricos

A continuación se muestran las simulaciones, y el análisis de los resultados obtenidos a través de ellas, de la geometría propuesta en la sección anterior, pensada para construir el banco de pruebas que permitirá realizar una validación de las herramientas numéricas.

Un esquema del sistema correspondiente al desarrollado para el banco de pruebas, y simulado en COMSOL MultiphysicsTM, se muestra en la Figura 4.10. El sistema tiene dos agujeros circulares en su parte superior, uno para la entrada y otro para la salida del fluido. A continuación de la entrada del fluido, el modelo tiene un pleno plano por el cual el fluido es conducido hacia los 21 microcanales de 1 mm de profundidad por 0,5 mm de ancho y 20 mm de largo.

Cada canal está separado por aletas de $0,5 \text{ mm}$ de espesor y todo el cuerpo del disipador es de aluminio¹ y el fluido que circula es agua desionizada (con una conductividad de $\sim 10 \text{ M}\Omega$).

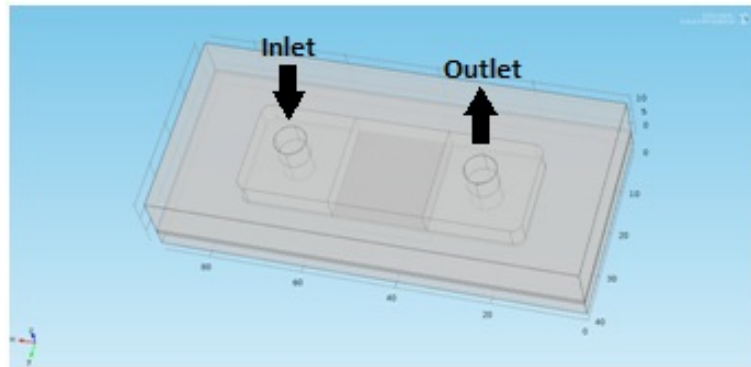


Figura 4.10: Esquema del sistema para simular en COMSOL MultiphysicsTM.

El primer paso para resolver el sistema, consiste en la discretización geométrica espacial del dominio para, posteriormente, calcular sobre la misma la aproximación numérica. Esta discretización geométrica se la conoce como mallado.

El mallado permite aproximar una geometría mediante un conjunto de elementos los cuales están conectados mediante puntos comunes. Esto permite subdividir el problema para resolver el sistema físico correspondiente usando el método de elementos finitos, considerando como nuevo problema el conjunto de elementos interconectados. Existen básicamente dos tipos: estructurados y no estructurados. El primero corresponde a un mallado tal que cada punto del mismo está inequívocamente identificado con los índices i , j y k en coordenadas cartesianas. El segundo corresponde a un mallado tal que los elementos que lo componen no tienen un orden en particular.

¹El programa permite vincular las diferentes partes de la geometría construida a diferentes materiales, ya sean precargados en una base de datos o generados por el usuario. De esta manera se aplican, automáticamente todas sus propiedades físicas correspondientes

Para resolver el modelo del sistema usando el software COMSOL MultiphysicsTM, mostrado en la figura 4.10, se realizó un mallado tetraédrico adaptativo no estructurado, es decir que es tal que reconstruye la geometría con tetraedros de diferentes volúmenes. El mismo está compuesto por dos sub mallados: el primero aproxima la geometría que define a los canales, tiene un tamaño máximo de elemento de 0.2 mm y menor de 0.05 mm. El segundo, realizado sobre el resto de la geometría del sistema, tiene un tamaño máximo de elemento de 2mm y menor de 0.2mm para que se acople sobre el mallado interno.

En total, el mallado del sistema está compuesto por $\sim 7,3$ millones de elementos, con una calidad mínima de elementos de 0,17 y una calidad promedio de elementos de 0,7352. Donde la calidad de elementos da una medida del cociente entre el largo y el ancho de los elementos de la malla.

Es importante mencionar que los resultados de la simulación son altamente dependientes de la correcta generación de la malla. Esto es, al realizar mallas con una calidad mínima de elementos menores a 0.1, se obtenían resultados que distaban un factor ~ 2 , de los valores obtenidos mediante el modelo de resistencia térmica usando el código escrito en MATLAB.

Una imagen de la malla realizada se puede ver en la figura 4.11. En la misma puede verse (a) el mallado externo, es decir sobre el volumen exterior de aluminio y (b) un detalle del mallado de los microcanales. En el detalle del mallado se puede ver que el tamaño de los elementos que describen a los canales es tal que la geometría se reconstruye de manera muy detallada.

Se realizaron simulaciones con caudales de 6, 7, 8, 9, 10 y 11 lts/min, todos con una densidad de potencia inyectada de 100 W/cm^2 sobre la base del disipador, en una superficie de

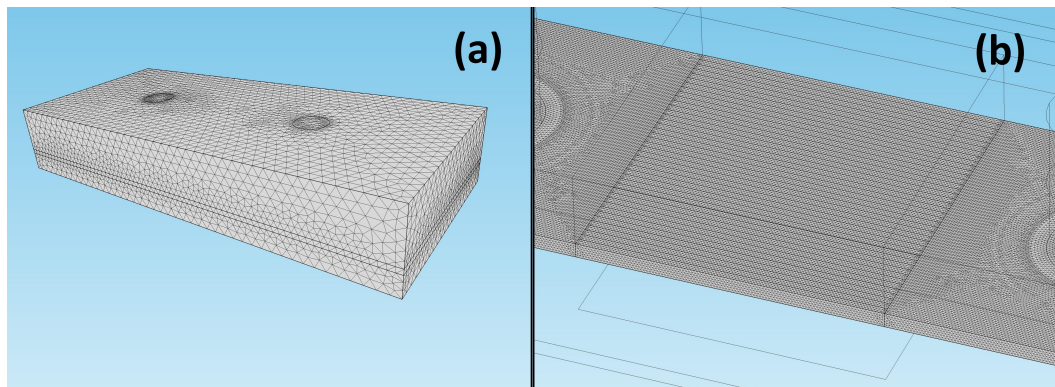


Figura 4.11: Malla realizada en el software COMSOL MultiphysicsTM para resolver el sistema. (a) Mallado externo, (b) mallado en los canales.

2 x 2 cm, equivalente a la superficie de los microcanales.

En la figura 4.12 se grafica la velocidad media del fluido dentro de cada canal del sistema, para diferentes caudales. Como puede verse, la velocidad media del fluido es comparable en todos los canales (para cada uno de los caudales) excepto por los dos del centro, donde hay un pequeño decrecimiento de la velocidad media causado por la geometría de entrada del fluido. Además, hay un incremento de la velocidad media del fluido para el canal número 21 debido a una asimetría de la posición de los canales con respecto a la geometría de entrada y la salida.

La temperatura media dentro de cada canal (para diferentes caudales) también es comparable a través de cada canal excepto por los dos exteriores, como puede verse en la Figura 4.13. El pequeño incremento de la temperatura media de los canales exteriores se debe a la masa de aluminio que encierra el área de microcanales, en la cual la energía es difundida a través de ésta y por consiguiente aumenta la temperatura media de las paredes externas de los canales exteriores.

En la Figura 4.14 se tiene la temperatura del fluido y de la pared inferior del canal para

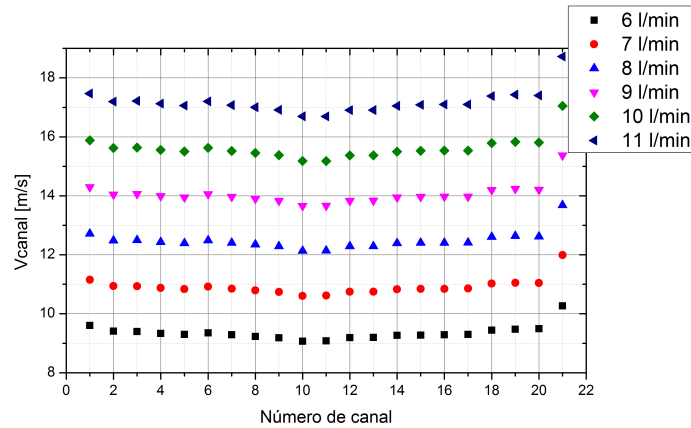


Figura 4.12: Velocidad media del fluido dentro de cada canal.

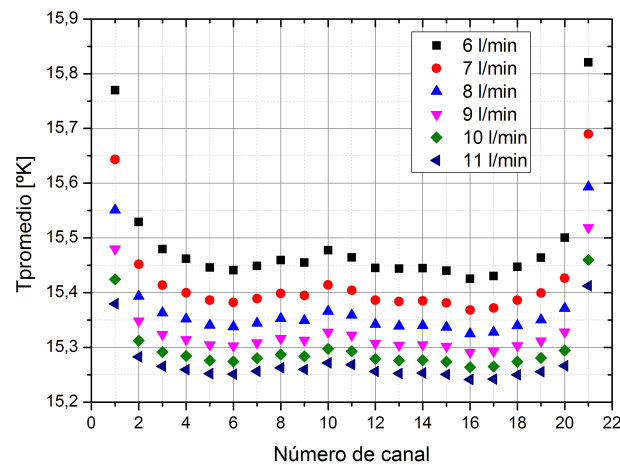


Figura 4.13: Temperatura media del fluido dentro de cada canal.

un caudal de 11 l/min . En la misma puede verse que ambas temperaturas, la del fluido y la de la pared inferior del canal aumentan linealmente a lo largo del canal, esto indica que el flujo está completamente desarrollado desde el comienzo del canal y que el flujo de calor es constante a través de todo el canal (Sahar et al., 2016).

En la figura 4.15 se puede ver la caída de presión en función del caudal obtenido con ambas herramientas de simulación (esto es, el código de MATLAB que resuelve el modelo de resistencia térmica y COMSOL MultiphysicsTM), donde $\Delta P_{\text{channel}}$ es la caída de pre-

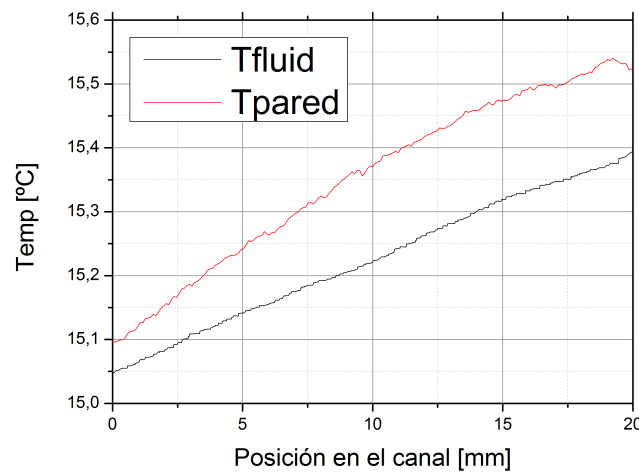


Figura 4.14: Temperatura del fluido y de la pared inferior del canal a lo largo de todo el canal para un caudal de 11 l/min .

sión dentro de los microcanales obtenidos tanto con COMSOL MultiphysicsTM como con el código escrito en MATLAB y DeltaPtotal es la caída de presión total en el sistema, esto incluye la entrada y la salida del fluido. Al comparar ambas herramientas de simulación, se puede ver que la diferencia entre ambas es menor a $\sim 10 \%$ para la caída de presión del canal.

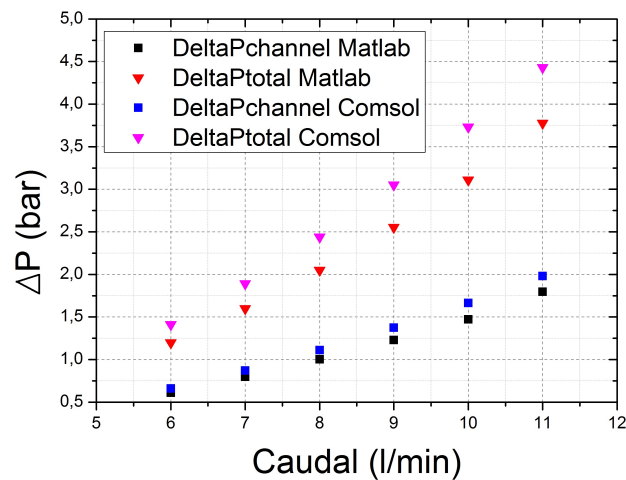


Figura 4.15: Caída de presión en función del caudal del fluido.

Para la caída de presión total del sistema se puede ver que al aumentar el caudal del fluido, ambos códigos se desvían el uno del otro hasta un valor de $0,5 \text{ bar}$ (del orden de $\sim 12 \%$). Esto puede ser causado debido a que la caída de presión total del sistema usando el modelo de resistencia térmica es obtenido usando la ecuación 4.26 en la cual K_c y K_e son parámetros altamente dependientes de la geometría del sistema y en menor medida del número de Reynolds. Estos parámetros fueron obtenidos de Kays y London (1984) y, a su vez, fueron calculados a través de suposiciones altamente idealizadas.

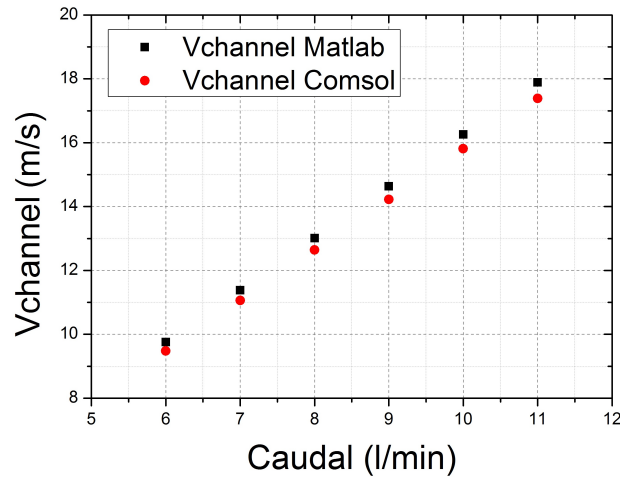


Figura 4.16: Velocidad media del fluido dentro de los canales en función del caudal.

En la Figura 4.16 se puede ver que la velocidad media del fluido obtenida tanto a partir de COMSOL como del código de MATLAB son comparables dentro de un $\sim 5 \%$.

La figura 4.17 muestra la temperatura máxima en la superficie a la que se inyecta energía en función del caudal del fluido para ambas herramientas de simulación, la cual exhibe el mismo comportamiento obtenido en cada herramienta pero separadas por lo que parece ser una temperatura constante. En la figura 4.18 se puede ver que a pesar de que ambas temperaturas no están separadas por un valor constante, este número varía entre $3 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y

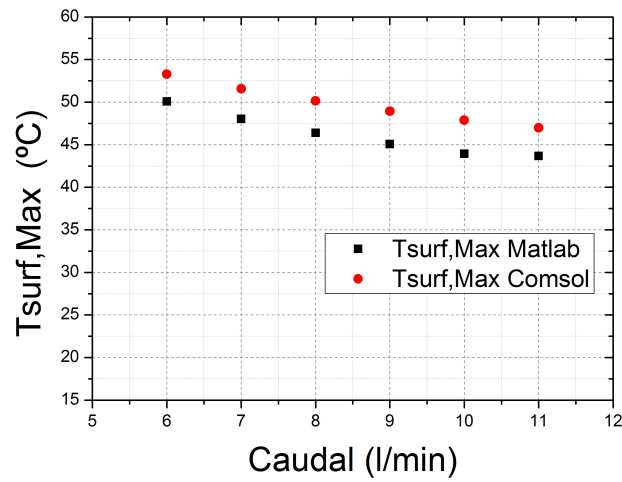


Figura 4.17: Temperatura máxima en la superficie expuesta al calor ($T_{surf,Max}$) en función del caudal del fluido.

4 °C, representando una discrepancia del orden del 5 %.

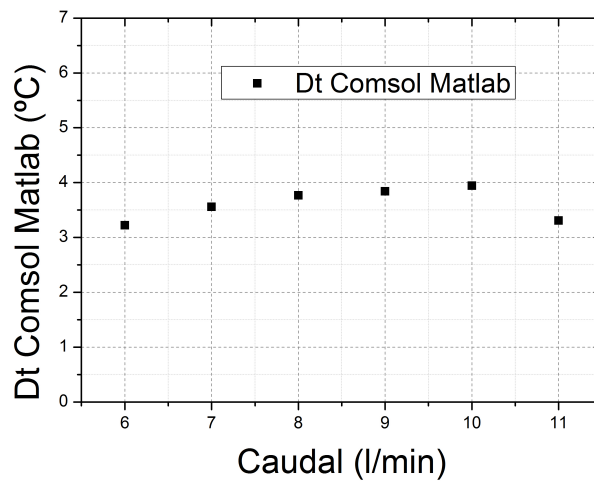


Figura 4.18: Diferencia de temperatura máxima en la superficie calentada entre el valor obtenido en COMSOL y el código de MATLAB en función del caudal del fluido.

El número de Nusselt promedio fue calculado para ambas herramientas de simulación y presentado en la Figura 4.19, en la cual puede verse que ambas herramientas dan valores comparables del número de Nusselt promedio.

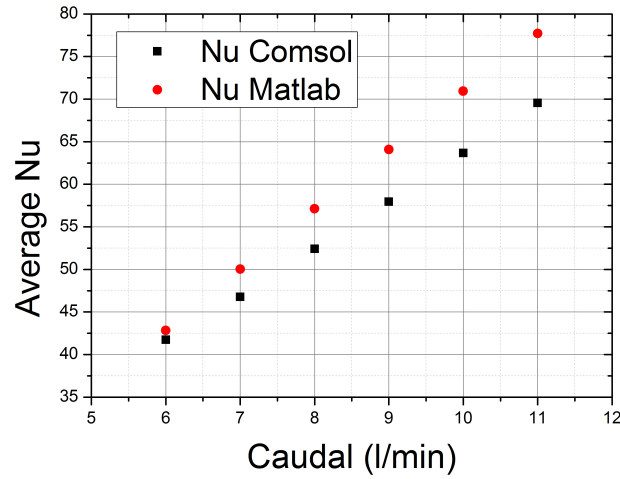


Figura 4.19: Número de Nusselt en función del caudal obtenidos con ambas herramientas de simulación, COMSOL y MATLAB.

El número de Nusselt obtenido de las simulaciones de COMSOL fue calculado usando lo siguiente:

$$Nu_{ave} = \frac{h D_h}{k_f}, \quad (4.41)$$

donde D_h y k_f son el diámetro hidráulico y el coeficiente de conductividad térmica del fluido respectivamente y h es el coeficiente de transmisión de calor dado por la ecuación:

$$h_{ave} = \frac{q}{T_{wall,ave} - T_{fluid,ave}}, \quad (4.42)$$

donde q es el flujo de calor local y $T_{wall,ave}$ y $T_{fluid,ave}$ son las temperaturas medias en pared del canal y del fluido, respectivamente.

Habiendo realizado este análisis, se puede decir que ambas herramientas entregan resultados comparables del sistema simulado, dentro de discrepancias menores que 10 %. Este

es un resultado importante debido a que una herramienta valida y complementa la otra.

4.5. Construcción de un banco de pruebas y resultados experimentales de la validación

En esta sección se describirán los detalles de la construcción de un banco de pruebas para realizar la validación experimental de las herramientas de cálculo computacional. Posteriormente se mostrarán y discutirán los resultados experimentales de la validación.

Finalmente se mostrarán los resultados de las simulaciones realizadas mediante el software de elementos finitos COMSOL MultiphysicsTM del sistema completo de laboratorio. Esto es, el disipador de aluminio con el sistema de microcanales, el sistema de inyección de potencia, el aislante implementado para no disipar potencia al ambiente y la pasta que permite acoplar térmicamente el disipador con el sistema de inyección de potencia.

4.5.1. Sistema experimental

El disipador de microcanales fue maquinado en Aluminio 1050 con las dimensiones especificadas anteriormente y la tapa fue maquinada en Aluminio 6063. La base maquinada con microcanales y plenos, y la tapa con la entrada y salida del fluido se muestran en la figura 4.20.

La base y tapa de Aluminio fueron soldadas usando la técnica de soldadura por difusión, detallada en (Keiko et al., 1997) y puesta a punto por nuestro grupo. Una imagen del dispositivo ya soldado se muestra en la Figura 4.21, en la cual se puede ver la base y la tapa, formando una sola pieza, con los dos conectores para la entrada y salida del fluido refrigerante. Ambas piezas además poseen 8 agujeros perimetrales para poder pasar los tornillos

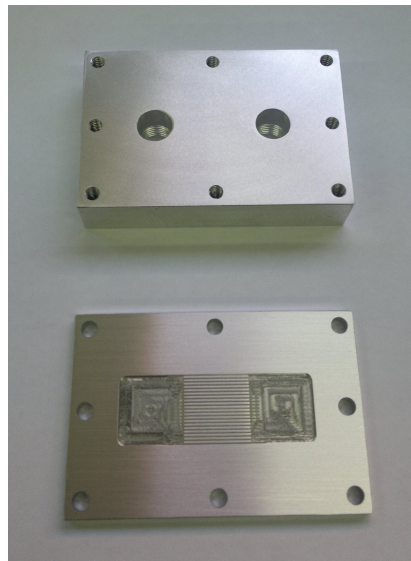


Figura 4.20: Prototipo de Aluminio maquinado. En la parte inferior se puede ver la base y en la parte superior de la imagen se puede ver la tapa del disipador.

que permitirán sostener el cartón aislante con la resistencia de nicrom montada.

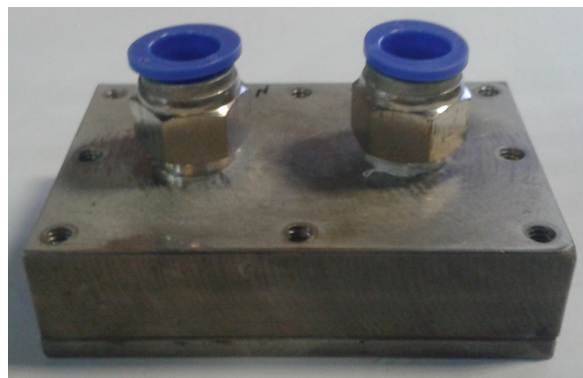


Figura 4.21: Disipador soldado usando la técnica de soldadura por difusión.

El proceso de soldadura por difusión se implementa generando una rugosidad controlada sobre ambas superficies a soldar, en este caso las rugosidades fueron realizadas con lija #220 y #600 en cada una de las caras. La rugosidad generada sobre las superficies cumple la función de punzar sobre la superficie del material opuesto para romper la capa de óxido superficial que se forma naturalmente en el aluminio y favorecer la difusión de material de una superficie a otra.

Posteriormente se las presenta de manera que queden en un contacto íntimo y se les aplica una presión externa para aumentar el contacto. Finalmente se realiza un tratamiento térmico en un horno de atmósfera de Argón a 580 °C durante 25 min.

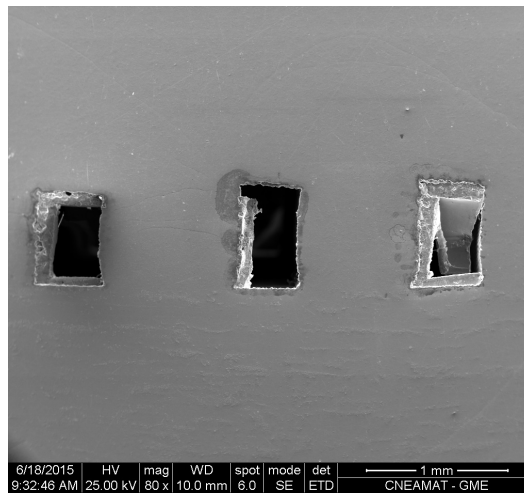


Figura 4.22: Micrografía SEM de un corte lateral de un sistema de microcanales en los que se realizó la soldadura por difusión.

En la imagen 4.22 se puede ver una micrografía SEM de un corte lateral de un sistema de microcanales en los que se realizó la soldadura por difusión. En la misma se observa que el material quedó de una sola pieza y no se observa un cordón que de cuenta de la unión de la base con los microcanales maquinados y la tapa plana.

Para aplicar calor al disipador de Aluminio, se fabricó una resistencia térmica eléctrica con un alambre de Nicrom de 0,5 mm de diámetro, el cual se encapsuló en una pasta térmica Epoxy (Arctic Silver EpoxyTM) y se recubrió con una lámina fina, del orden de 100 μm de espesor, de cobre para asegurar una buena conductividad térmica en la superficie. Esta pasta térmica, según reporta el fabricante, tiene un coeficiente de conductividad térmica $K \geq 7,5 W/(mK)$, una densidad de 1650 Kg/m³ y un calor específico a presión constante

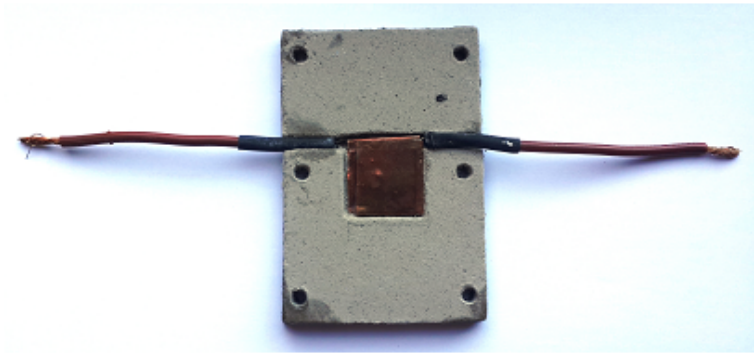


Figura 4.23: Resistencia térmica colocada en la placa de cartón aislante.

de $1000 \text{ J}/(\text{Kg K})$.

La resistencia térmica eléctrica se colocó en una placa aislante de 15 mm de espesor, como puede verse en la Figura 4.23, fabricada con cartón aislante ASH-MF 1000, compuesto de fibras minerales y ligantes especiales no especificados por el fabricante. Este cartón aislante tiene una conductividad térmica reportada por el fabricante de entre $0,03$ y $0,05 \text{ W}/(\text{m K})$ y una densidad de $1000 \text{ kg}/\text{m}^3$.

Para colocar a la resistencia térmica en un buen contacto térmico con la base del disipador se usó pasta térmica Arctic SilverTM, cuyas propiedades físicas, reportadas por el fabricante, son iguales a las de la pasta térmica epoxy detalladas anteriormente.

Se colocó una termocupla tipo K entre la resistencia térmica y la base del disipador con el fin medir $T_{surf,max}$ de la ecuación 4.1.

La adquisición de datos se realizó en un sistema desarrollado en la plataforma ArduinoTM, el cual se conectó a una PC, manejado mediante un programa de adquisición desarrollado en el software Labview.

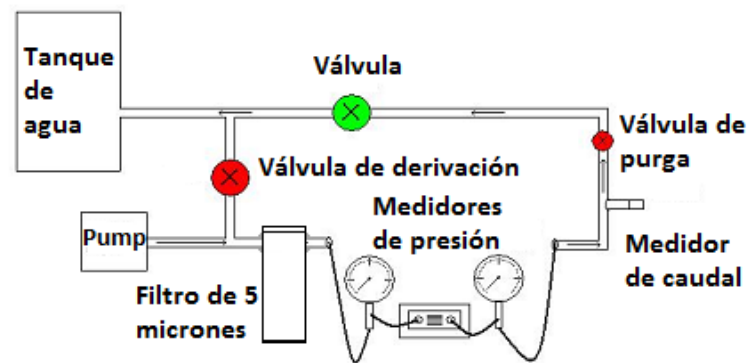


Figura 4.24: Esquema de circulación del flujo.

En la figura 4.24 se puede ver un esquema del sistema de circulación del fluido del banco de pruebas, con detalle de todos los elementos que lo componen: Dos medidores de presión, una bomba de agua, un medidor de caudal, un filtro de partículas y un reservorio de agua, detallados a continuación.

Los medidores de presión usados, modelos Nagano ADZ-SML 10.0 y Danfoss MBS 300, permiten medir en un rango de entre 0 y 10 bar y entre 0 y 6 bar respectivamente, se colocaron en la entrada y la salida del dissipador de manera que la caída de presión total ΔP_{tot} , dada por la ecuación 4.28, pueda ser medida. Además, termocuplas tipo K fueron puestas en la misma posición para medir la temperatura de entrada y salida del fluido. Las mediciones de caudal se realizaron con un medidor de caudal FLS FlowX3 Insertion Paddlewheel Flowmeter, el cual tiene un rango de medición de 0.15 m/s a 8 m/s y puede ser usado en tuberías de desde 0.5" hasta 24" de diámetro.

Los medidores de presión fueron calibrados usando un barómetro analógico FESTO con un rango de medición de 0 a 6 bar, mientras que el medidor de caudal se calibró midiendo volúmenes determinados a diferentes tiempos. Las calibraciones, tanto de los medidores de presión como del caudalímetro se encuentran disponibles en el apéndice B.

La bomba empleada para hacer circular el fluido fue una bomba trifásica de 2 HP Pedrollo modelo PK 200 controlada por un variador de frecuencia SEW Movitrak LTP. Para evitar que los microcanales se tapen con suciedad que pueda acumularse en el sistema, se colocó un filtro de 5μ m de tamaño nominal de poro.

Es importante mencionar que la bomba que se utilizó estaba sobredimensionada de manera que pueda servir en caso de querer escalar el banco de pruebas. Lo mismo sucede con los rangos de medición de los medidores de presión, y el del medidor de caudal, que permiten ser usados en caso de escalar el sistema de microcanales.

En el circuito puede verse, sumado a los elementos descritos anteriormente, una válvula de purga ubicada luego del medidor de caudal, la cual permite remover cualquier burbuja de aire que impida medir el caudal correctamente y una válvula de derivación la cual permite derivar el caudal directamente al reservorio en caso de ser necesario.

4.5.2. Resultados experimentales y validación

Con el fin de validar los parámetros hidrodinámicos del sistema se midió la caída de presión total en el disipador en función del caudal, sin calor inyectado. Dicha medición se muestra en la figura 4.25.

En la Figura 4.25, los valores simulados corresponden a los valores nominales de la profundidad del canal ($a = 1\text{ mm}$). Si se permitiese disminuir la profundidad del canal a un valor de $a = 0,98\text{ mm}$, ambos valores de caída de presión se solaparían mucho mejor, como puede verse en la Figura 4.26 en la cual se realizó la simulación cambiando la profundidad del canal al valor previamente mencionado. Es concebible que la profundidad del canal pudiera disminuir ligeramente debido al procedimiento de unión entre la base y la tapa del disipador. Esto no fue comprobado experimentalmente aún, pero se están considerando una

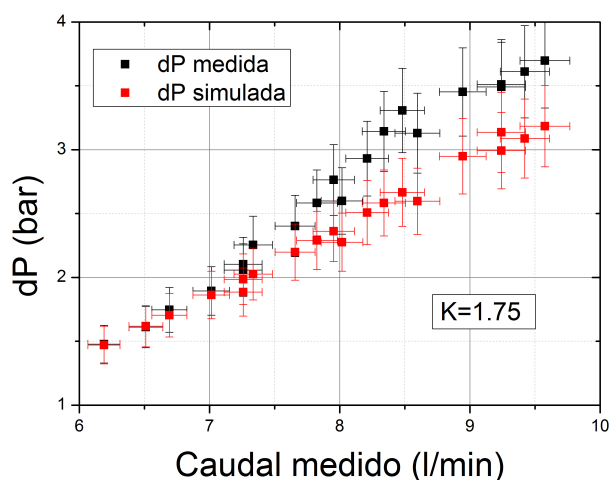


Figura 4.25: Caída de presión total en el dissipador simulada y medida, en función del caudal.

serie de opciones, tales como neutrografía o realizar un corte transversal del dissipador, para poder evaluar tal hipótesis.

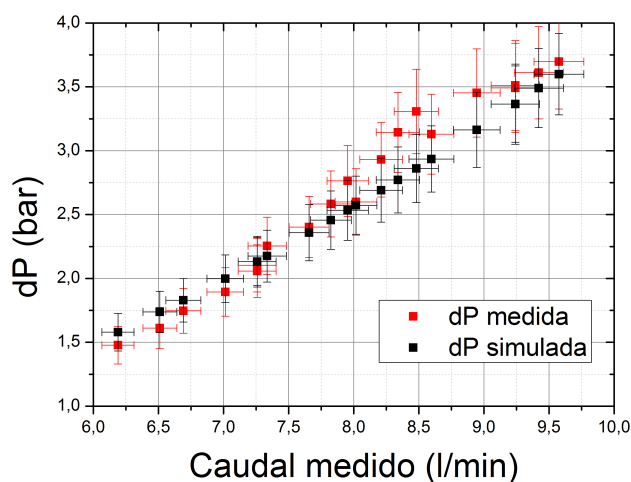


Figura 4.26: Caída de presión en el dissipador (con la geometría ajustada) medida y simulada en función del caudal.

Para realizar la validación térmica se midieron la temperatura y la presión a la entrada y a la salida del fluido, el caudal, la temperatura en la superficie del dissipador en contacto con la resistencia térmica y la potencia total inyectada al sistema. Es importante notar que,

debido a sus características físicas, el sistema tiene una resistencia térmica de acople entre la resistencia térmica eléctrica y la base del disipador, la cual es inevitable y fue estimada, midiendo el espesor generado por la pasta térmica entre ambas superficies (y sabiendo su conductividad térmica), usando la ecuación:

$$R_{coupling} = \frac{\text{Espesor pasta term}}{\text{Conductividad term de la pasta}} \quad (4.43)$$

Además, esta resistencia térmica de acople debe ser agregada a 4.4, entonces:

$$R_{tot,system} = R_{tot} + R_{coupling}, \quad (4.44)$$

donde $R_{tot,system}$ es la resistencia térmica total del sistema, R_{tot} es la resistencia térmica total dada por la ecuación 4.4 y $R_{coupling}$ es la resistencia térmica de acople.

Esta resistencia térmica de acople fue estimada para este sistema en un valor de $(0,78 \pm 0,10) \frac{Kcm^2}{W}$, mientras que el valor ajustado resultó ser $(0,70 \pm 0,05) \frac{Kcm^2}{W}$, por lo que ambos valores son comparables dentro de sus errores.

La Figura 4.27 muestra la temperatura en la superficie del disipador ($T_{surf,max}$), medida experimentalmente y simulada en función de la potencia total inyectada a la resistencia térmica eléctrica para un caudal fijo de $6,45 \text{ l/min}$. Se puede ver que ambas curvas se superponen bien, dentro de sus errores.

En ausencia de un dispositivo de refrigeración, los alambres de Nicrom de $0,4 \text{ mm}$, conectados a una fuente de 200 W de potencia, con corrientes del orden de 5 A , alcanzan temperaturas del orden de los $900 \text{ }^\circ\text{C}$. Además es importante notar que para el sistema de microcanales estudiado la resistencia térmica total (ecuación 4.4) obtenida en la simulación es de $(0,27 \pm 0,02) \frac{Kcm^2}{W}$.

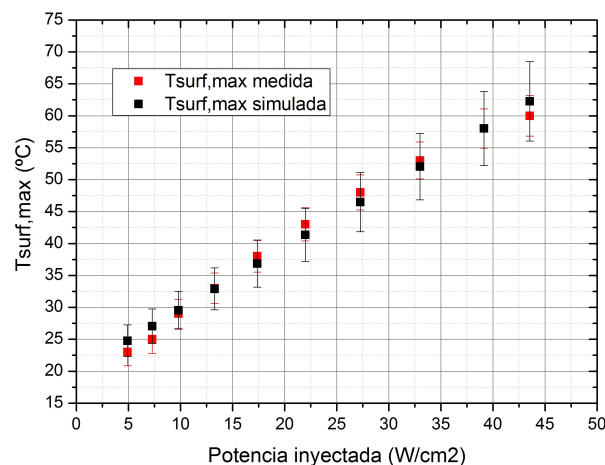


Figura 4.27: Temperatura máxima en la superficie del disipador en función de la potencia inyectada.

Esto muestra que la resistencia térmica de acople es un factor de disminución importante para la eficiencia de los microcanales, pero a pesar de esto, el sistema de microcanales sigue siendo una técnica de refrigeración muy eficiente si es considerado como un dispositivo de refrigeración de un blanco, debido a que esta resistencia térmica de acople no existe o va a ser espúrea si se piensa en un contacto íntimo directo generado a través de un proceso de soldadura por difusión, el cual se desarrollará en el capítulo 7.4.

4.5.3. Simulaciones del sistema completo del banco de pruebas

En esta sección se presentarán los resultados de las simulaciones realizadas en COMSOL MultiphysicsTM del banco de pruebas completo, esto es, el disipador de aluminio, la resistencia de nicrom, la pasta térmica de acople entre el disipador y la resistencia de nicrom y el cartón aislante ubicado en la base. El software permite diseñar la geometría y luego asignar a cada parte de la misma el material que le corresponde, de esta manera, se aplican las propiedades físicas de cada material y las condiciones de contorno entre cada parte de la geometría compuesta de diferentes materiales.

El objetivo de estas simulaciones es poder comparar los resultados experimentales con una simulación completa del sistema, que permita obtener información extra del sistema en operación en zonas en las cuales es difícil medir y, habiendo validado experimentalmente, realizar extrapolaciones de parámetros tales como la potencia inyectada, caudal, etc.

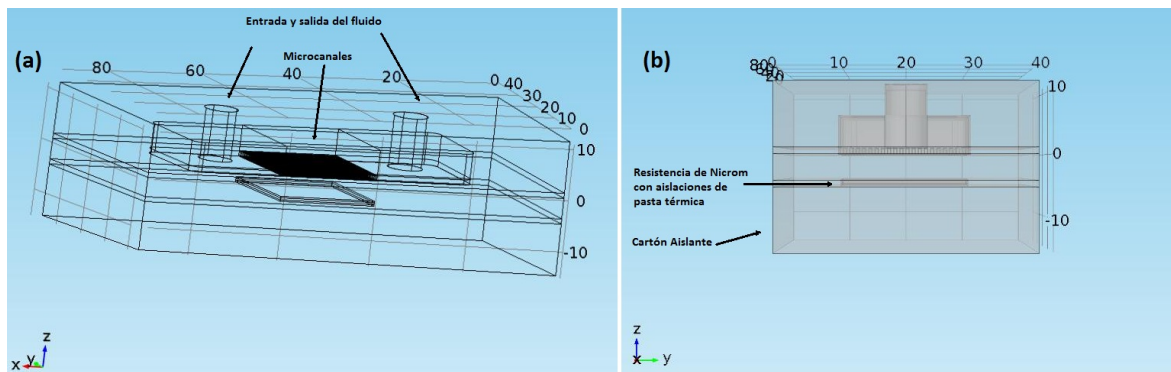


Figura 4.28: Esquema del banco de prueba completo simulado en COMSOL. (a) perspectiva, (b) lateral.

En la figura 4.28 (a) se tiene un esquema transparente del banco de prueba completo que se reconstruyó para ser simulado, en esta imagen se puede ver los plenos de entrada y salida del fluido, los microcanales y en la figura 4.28 (b) se puede ver en detalle la posición de la resistencia de nicrom y la pasta térmica aislante.

Se simuló el sistema con un caudal del $6,45 \text{ lts/min}$ con potencias inyectadas de 53, 70, 109 y 175 W. Estos valores, tanto de caudal como de potencia inyectada, fueron elegidos dado que son los mismos valores de caudal y potencia inyectada que se usaron en la validación experimental. Los resultados experimentales de estas condiciones fueron mostradas en la sección 4.5.2.

De las simulaciones se obtuvo una temperatura máxima en la superficie de disipador de 66, 48,8, 38,5 y 34°C mientras que las mediciones obtenidas experimentalmente fueron de

60, 48, 38 y 33 °C, los cuales corresponden a 175, 109, 70 y 53 W de potencia inyectada, respectivamente. En el caso del sistema con una potencia inyectada de 175 W, la diferencia entre la simulación en COMSOL y la medición experimental es del 10 % mientras que en el resto de los casos la diferencia es menor al 5 %.

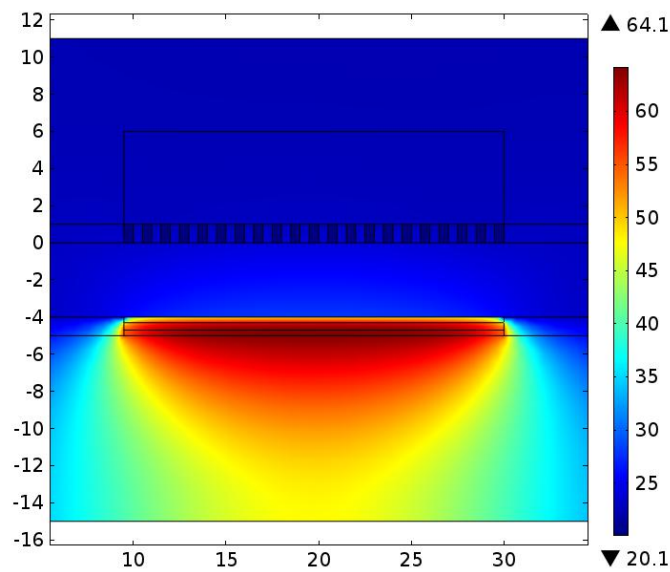


Figura 4.29: Corte perpendicular a los canales del sistema simulado en COMSOL MultiphysicsTM, con la temperatura del sistema.

En la imagen 4.29 se puede ver la temperatura del sistema para 109 W de potencia inyectada en un corte transversal a mitad del disipador. En la figura se puede ver un gran gradiente térmico a la altura de la superficie de contacto entre la resistencia de nicrom y la base del disipador, causado por la resistencia de acople entre ambas superficies.

4.6. Conclusiones del capítulo

En este capítulo se explicaron dos técnicas de alta eficiencia para drenar calor de un sistema: la técnica de microcanales y la de Impacto Jet (Jet Impingement). Se dieron las razones por las cuales se decidió elegir la técnica de microcanales por sobre la de Impacto Jet,

se describió la técnica elegida y se hizo una breve reseña histórica y se mostraron diversas aplicaciones de la misma.

Se desarrolló el modelo de resistencia térmica (Phillips, 1988; Tuckerman y Pease, 1981) y se realizó una validación numérica del código escrito usando dicho modelo con diversos sistemas de microcanales publicados en la bibliografía.

Además, se realizó una comparación entre el código escrito del modelo de resistencia térmica y las simulaciones realizadas con el programa COMSOL MultiphysicsTM. Dicha comparación mostró que los valores de la caída de presión entre los plenos de entrada y salida del fluido en función del caudal son comparables con una discrepancia de $\sim 12\%$. Además, se encontró que la velocidad media del fluido dentro del canal y la temperatura máxima en la superficie del disipador son comparables dentro de un $\sim 5\%$ de discrepancia.

Finalmente, se realizó un ensayo de validación experimental usando el banco de pruebas desarrollado y construido para tal fin y se encontró que los valores experimentales de la caída de presión total son comparables con aquellos obtenidos usando el modelo de resistencia térmica. Los valores experimentales obtenidos para la temperatura máxima en la superficie del disipador también resultaron comparables con los resultados del código escrito para el modelo de resistencia térmica.

Se encontró una resistencia térmica de acople entre la resistencia eléctrica y la base del disipador que fue obtenida tanto experimental como numéricamente.

Se realizaron simulaciones de elementos finitos del sistema completo del banco de pruebas y se encontraron valores comparables a los experimentales para todas las potencias y

caudales.

Debido a que la validación experimental entregó valores comparables entre las herramientas de simulación y el banco de pruebas, se considera que es factible usar las herramientas de simulación para poder desarrollar el sistema de refrigeración del blanco final que cumpla con las sollicitación requerida de drenar hasta 1 kW/cm^2 y poder predecir su comportamiento termo-hidrodinámico dentro de valores aceptables de discrepancia.

Capítulo 5

Armadura

5.1. Introducción

En este capítulo se expondrá el desarrollo de la capa protectora contra el daño por radiación e hidrógeno para el blanco de producción de neutrones, la cual fue llamada armadura, tal como usualmente se denominan a los materiales que integran la primera pared en los reactores de fusión (Sharafat et al., 2005).

En primera instancia se detallarán brevemente los mecanismos de generación de burbujas (blisters) causadas por la irradiación de haces de partículas cargadas sobre diferentes materiales y se hará una breve reseña histórica del estudio del fenómeno.

Luego se realizará una revisión de los antecedentes existentes en la bibliografía sobre materiales que sean capaces de soportar altas fluencias de haces de partículas compuestos principalmente por H y D. Posteriormente, se evaluará la elección de los materiales propuestos haciendo una recopilación de antecedentes bibliográficos.

Con los materiales seleccionados se discutirá el resultado de las pruebas experimentales de irradiación realizadas con fluencias desde 10^{17} hasta $5 \cdot 10^{20}$ iones/cm². Las irradiaciones se realizaron en el acelerador prototipo de 200 kV desarrollado en CNEA y en el inyector del acelerador TANDAR.

Para llevar a cabo las pruebas realizadas en el acelerador desarrollado en CNEA, se pusieron a punto las condiciones experimentales y de irradiación, las cuales se describirán en este capítulo. Esto incluye los resultados de las simulaciones térmicas del sistema de refrigeración del blanco usado para montar las muestras a ser irradiadas y el diseño y construcción del sistema de purificación del agua de refrigeración.

Finalmente, se mostrarán los resultados de las experiencias de irradiación de materiales y por último se discutirán las conclusiones.

5.1.1. Daño por radiación: conceptos generales y materiales propuestos

Los desplazamientos de átomos pueden ocurrir de manera balística, es decir a través de transferencia de energía cinética, o radiolíticamente, mediante la excitación inducida por radiación que se convierte en movimiento atómico (recoil). Al incidir, las partículas cargadas disipan energía excitando orbitales electrónicos y generando colisiones elásticas con los núcleos del material.

Una colisión elástica puede expulsar o dislocar un átomo de su posición en la red. Este átomo eyectado se lo denomina *primary knock-on atom* (PKA), el cual a su vez, puede causar una cascada de desplazamientos atómicos hasta que eventualmente se frena.

El átomo desplazado se convierte en un intersticial y la posición que ocupaba anteriormente se convierte en una vacancia, los cuales en conjunto forman un par de Frenkel, como puede verse en la imagen 5.1. Algunos átomos desplazados pueden producir desplazamientos secundarios, colisionando y remplazando, otro átomo luego de ser desplazado.

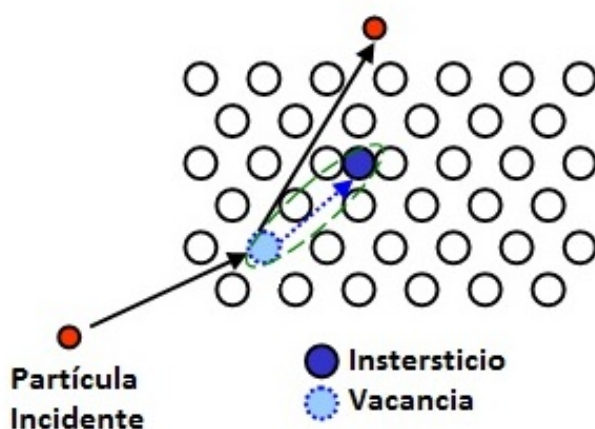


Figura 5.1: Esquema de una colisión elástica y par de Frenkel.

El daño por desplazamientos es el resultado de interacciones nucleares, las cuales causan defectos en la red. Este es debido al daño acumulativo no ionizante causado por la radiación incidente.

Una única partícula incidente puede provocar una cascada de colisiones a una porción del material en el que incide antes de detenerse posicionándose en vacancias, clusters de vacancias o intersticios del material. Una cascada de colisiones es generada por las partículas incidentes que generan uno o más PKA y las partículas secundarias.

Al bombardear un material con un haz de iones, en particular H o D, se observa a partir de una cierta dosis, la formación de burbujas (o blisters) en la superficie del material bombardeado. Estas burbujas se forman debido a que, al incidir, el haz va generando daño (por radiación) en el material (Guseva y Martynenko, 1981) y luego de frenarse, las partículas se acumulan en intersticios y vacancias. A medida que aumenta la fluencia del haz implantado en el material se van generando más pares de Frenkel y más H (o D) se acumula dentro de las mismas vacancias, clusters de vacancias y dislocaciones, formando en ocasiones moléculas y conglomerados atómicos de hasta ocho elementos, es decir H_2 , H_3 ... H_8 y de igual mane-

ra con D. Esto hace que se incremente la presión local de la estructura del material, hasta que se llega a un punto en el que el mismo cede y se expande formando burbujas (daño por hidrógeno) (Besenbacher et al., 1987; Nakahara, 1988; Piaggi et al., 2015), como puede verse en la figura 5.2. En la misma se observa la superficie de una lámina de W luego de ser irradiada por un haz de protones a una fluencia acumulada total de $\sim 2,8 \cdot 10^{21}$ iones/cm².

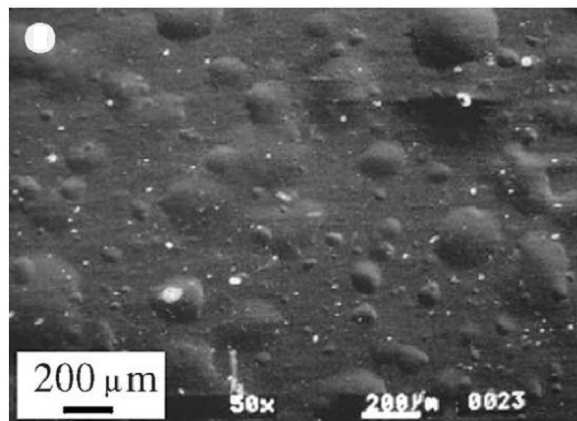


Figura 5.2: Micrografía SEM de la superficie de una lámina de W, en la cual pueden verse las burbujas ocasionadas por la irradiación con un haz de protones a una fluencia acumulada total de $\sim 2,8 \cdot 10^{21}$ iones/cm² (Ye et al., 2003).

En la bibliografía se pueden encontrar diversos trabajos que estudian diferentes aspectos de este fenómeno, algunos de los cuales son de relevancia para este trabajo y se mencionarán a continuación.

El estudio de la formación de burbujas es de gran interés en el campo de la ciencia de materiales, en el desarrollo de los reactores de fusión y otras aplicaciones en la que los materiales son bombardeados por altas fluencias de iones de H, D y He (García-Rosales et al., 1996; Haasz y Davis, 1997; Ye et al., 2003; Yoshida, 1999).

Este fenómeno de generación de burbujas fue observado por primera vez por Primak (1963) y cobró relevancia internacional a partir del año 1972, impulsado por el desarrollo de

los reactores de fusión y los problemas que se generan en la primera pared, y otros elementos que los constituyen, debido a que estos están sujetos a altos flujos de deuterio, tritio y helio (el cual es formado a partir de la reacción DT).

El daño de los materiales W, V y Ta debido a un haz de 200 keV a diferentes fluencias fue evaluado por [Astrelín et al. \(2010\)](#), en este trabajo se muestra que el Ta y el V son los materiales que más soportan el daño por radiación, seguidos por Pd, Fe, W y Cu.

Los materiales como el W y el Mo fueron estudiados por [Causey y Venhaus \(2001\)](#); [Fukumoto et al. \(2008\)](#); [Haasz y Davis \(1997\)](#); [Sharapov y Alimov \(2004\)](#), encontrando que soportan, en comparación, fluencias mayores que otros materiales para las cuales aparecen burbujas cuando se irradia con fluencias del orden de $10^{18} - 10^{19} \text{ iones/cm}^2$.

[Ye et al. \(2003\)](#) observó blisters en W a fluencias del orden de $10^{20} \text{ iones/cm}^2$ a temperaturas menores a 950 K mientras que [Wang et al. \(2001\)](#) encuentra que al bombardear con deuterones a 100 eV, se observan burbujas en la superficie del material a partir de fluencias del orden de $10^{19} \text{ iones/cm}^2$ para el caso del W mientras que para el caso del Mo, el autor no observa burbujas formadas en la superficie del material hasta fluencias de $10^{21} \text{ iones/cm}^2$.

En función a esta evidencia bibliográfica, se seleccionaron como materiales candidatos a ser empleados como armadura del blanco de producción de neutrones al Mo, Ta y W. Como la bibliografía muestra valores distintos, según el autor, para cada material, se realizarán para los tres materiales elegidos pruebas de irradiación bajo las mismas condiciones.

En las siguientes secciones se mostrarán los resultados de estas pruebas realizadas con el fin de elegir, dentro de los materiales candidatos propuestos, a aquel que posea una resistencia mayor a los fenómenos de daño mencionados anteriormente.

5.1.2. Simulación y cálculo de daño por radiación

El código de simulación por el método de Montecarlo llamado Frenado y Rango de Iones en Materiales o SRIM (Stopping and Range of Ions in Materials) fue desarrollado para permitir el cálculo de perfiles de deposición de haces de iones sobre materiales (Ziegler y Biersack, 1985; Ziegler et al., 2010). Este software permite, entre otras cosas, cuantificar el espectro PKA producido en un material debido a un haz de partículas con una energía dada.

El software usa el modelo inicialmente desarrollado por Kinchin y Pease (1955) y posteriormente modificado por Norgett et al. (1975), por quienes recibe el nombre de NRT (Norgett, Robinson & Torrens). El modelo NRT provee un método para calcular un número estable de desplazamientos atómicos dado un PKA con una dada energía. Este modelo es adoptado por la comunidad internacional de efectos por radiación y continúa siendo uno de los métodos estándar para convertir un parámetro calculable, la energía de daño, en un número estable de desplazamientos atómicos (Stoller y Odette, 1992; Stoller et al., 2013). Es importante destacar que el número de desplazamientos obtenidos con este método no es el número exacto, sino que permite adoptarlo como un valor de referencia.

Para obtener los desplazamientos por átomo (DPA) el procedimiento recomendado es el siguiente (Stoller et al., 2013):

Primero, se realiza una simulación en SRIM usando la opción de cálculo de daño rápido y una cantidad de iones no menor a 10^4 para obtener una buena estadística. Luego, se ajusta la energía de unión de la red (Latt) a cero y se elijen las energías de desplazamiento límite (E_d) para los materiales en estudio. En este trabajo, las E_d usadas para cada material son: 52,5 eV para el Be (Jackson et al., 2016), 43 eV para el W (Maury et al., 1978), 34 eV para el Mo y 32 eV para el Ta (Jung, 1981). Del resultado de la simulación se extrae la distribución

de vacancias expresada en número de vacancias por Angstrom y por Ion. Finalmente para obtener la distribución de desplazamientos por átomo se realiza la siguiente operación:

$$DPA_{(x)} = \frac{Vac_{(x)}\Phi}{\delta}, \quad (5.1)$$

donde $Vac_{(x)}$ es la distribución de vacancias por Angstrom y por Ion incidente entregado por la simulación del SRIM, Φ es la fluencia a la cual se desea calcular los desplazamientos por átomo y δ es la densidad atómica (en átomos/cm³), proporcionada por el SRIM.

El daño total en DPA que recibió el material será el resultado de la integración numérica de la distribución obtenida mediante la ecuación 5.1.

5.2. Irradiaciones en el acelerador de 200 kV desarrollado en CNEA

En las siguientes secciones se mostrarán las condiciones de irradiación de la experiencia realizada en el acelerador prototipo de 200 kV desarrollado en CNEA. También se mostrarán los resultados de la puesta a punto de dichas experiencias, la cual incluye el diseño, simulaciones y construcción del blanco que permite montar las muestras y drenar la potencia inyectada por el haz y el diseño del sistema de circulación y purificación de agua refrigerante.

5.2.1. Condiciones experimentales de irradiación

Dado que el acelerador permite, mediante el ajuste de los potenciales de aceleración, ajustar la energía de las partículas aceleradas, se propuso irradiar con una energía de 150 keV (150 kV en el terminal) y una corriente de 1 mA (lo cual equivale a una potencia de 150 W). Si bien el acelerador de 200 kV puede entregar corrientes de hasta 10 mA, se decidió

irradiar a 1 mA debido a que, en esta configuración, el acelerador es capaz de generar un haz estable durante un tiempo de por lo menos una hora, el cual es un tiempo suficiente para alcanzar las fluencias buscadas.

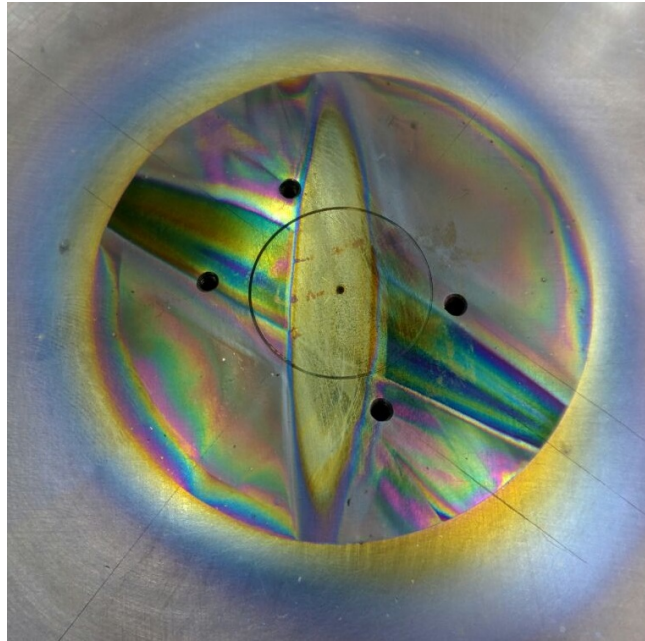


Figura 5.3: Imagen de la impronta del haz en pruebas de funcionamiento del acelerador, previas a las experiencias de irradiación de materiales para evaluar daño por radiación. Se observa un haz elíptico con semieje menor de $\sim 3\text{cm}$ y $\sim 6\text{cm}$ de semieje mayor.

Las muestras se irradiaron usando los resultados de las pruebas de funcionamiento del acelerador, previas a las irradiaciones. En estas pruebas se observó que el haz tiene forma elíptica con un radio menor de 3 cm y un radio mayor del orden de 6 cm. Dicha geometría puede observarse en la figura 5.3, donde puede verse la impronta que deja el haz en una superficie metálica.

Con esta geometría de haz, se determinó que si se irradiaba una muestra de un tamaño de 1 cm por 1 cm se obtendría una fluencia del orden de 10^{18}cm^{-2} partículas en un tiempo de una hora, lo que además coincide con el tiempo de un tratamiento por BNCT.

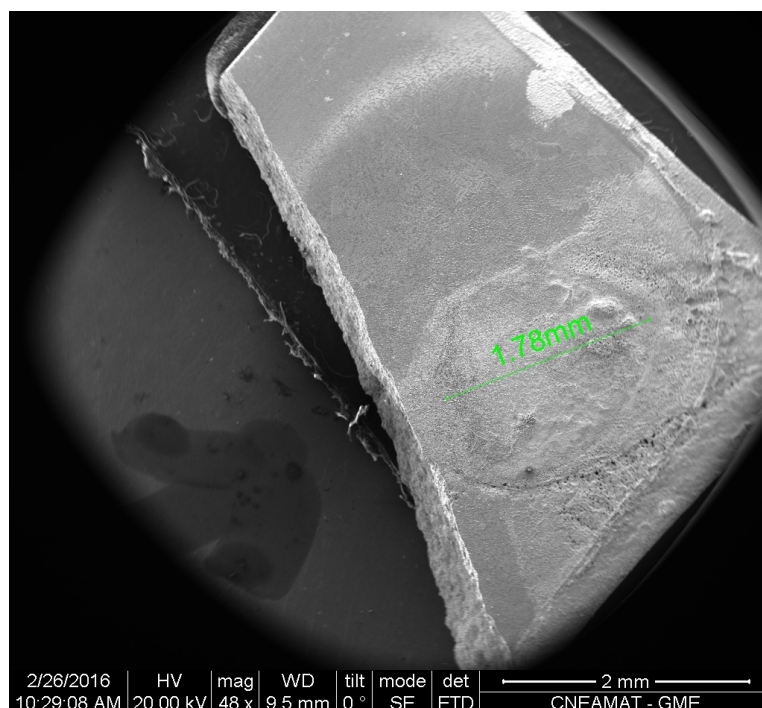


Figura 5.4: Imagen de la impronta del haz generada sobre una muestra, en pruebas de funcionamiento del acelerador.

Posteriormente a haber realizado el análisis anterior, se realizaron cambios en la configuración de los tubos de aceleración y transporte del haz. A partir de esto se observó que el diámetro del haz se redujo a aproximadamente 2 mm, como puede verse en la figura 5.4, la cual corresponde a una micrografía SEM de una muestra que, como puede verse, se quebró en la periferia de la impronta luego de la irradiación.

Con esta nueva sección transversal del haz se estableció que el tiempo total de irradiación, en el cual se llega a la fluencia antes mencionada, sería del orden de 15 min. Las experiencias realizadas en este acelerador permitieron alcanzar una fluencia de $5 \cdot 10^{20} \text{ iones/cm}^2$ sobre muestras de W y Mo.

5.2.2. Puesta a punto para irradiar con el acelerador de 200 kV

Para realizar una serie de las experiencias de daño por radiación sobre los materiales seleccionados en el acelerador prototipo de 200 kV, se diseñó un blanco capaz de drenar la potencia inyectada por el haz, en el cual se montan las muestras de dichos materiales.

Se mostrarán, en las siguientes sección, las simulaciones realizadas para estudiar como drenar la potencia inyectada por el haz incidente sobre el blanco, optimizando la geometría y eligiendo los materiales del mismo.

Además, se describirá el diseño y construcción del sistema de refrigeración, incluyendo el desarrollo del sistema de desionización del agua refrigerante.

Diseño, construcción y simulaciones del blanco para la irradiaciones

El blanco se maquinó en Al 6063 y está compuesto por dos piezas. La inferior tiene maquinado un sistema de 10 canales de 5 mm de profundidad, 5 mm de ancho y 100 mm de largo. En total el sistema de canales abarca un área de 10 x 10 cm. La entrada y salida del fluido y los plenos de entrada y salida también están maquinados en la pieza inferior.

Por su parte, la pieza superior sella los canales para que el fluido circule por el interior de los mismos. En la figura 5.5 se puede ver (a) la base y (b) ambas piezas del blanco ya maquinado.

Las muestras a irradiar se colocaron sobre la base inferior del blanco usando una máscara atornillada. En la figura 5.6 (a) se puede ver la base del blanco y (b) la base con el portamuestra montado. El portamuestra tiene un orificio que no está centrado con respecto al centro del blanco, esto es debido a que el haz impacta en esa zona y no en el centro geométrico del



Figura 5.5: Blanco maquinado para la irradiación de materiales, en el acelerador de 200 kV, para estudiar el daño por radiación. (a) base, (b) tapa y base.

blanco.

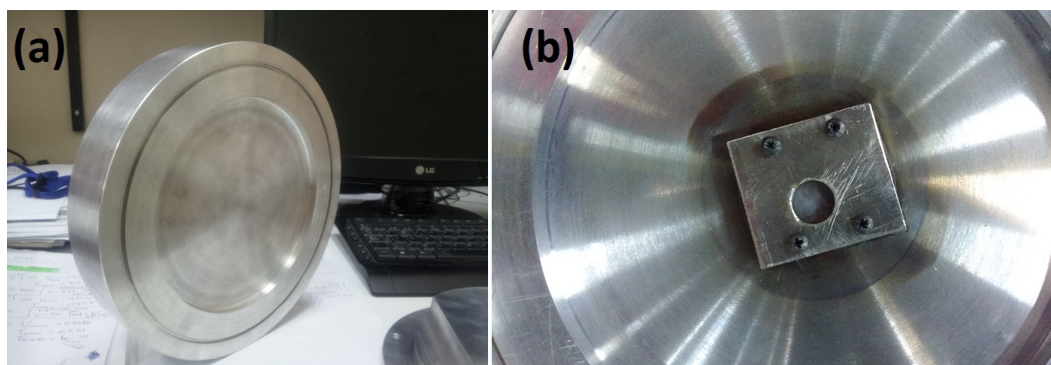


Figura 5.6: Base del blanco para irradiación de materiales en el acelerador de 200 keV. (a) base (b) base con portamuestra montada.

Para aumentar la transferencia de temperatura entre la base del disipador y la muestra, se colocó un pad térmico Koolance PAD. El mismo tiene un espesor de 0,5 mm, una conductividad térmica de $1,5 \text{ W}/(\text{mK})$ y una densidad de $3,09 \text{ g}/\text{cm}^3$.

Para obtener una estimación de las temperaturas del blanco en el prototipo de 200 kV y poder diseñar el experimento que va a permitir estudiar el daño por radiación en los distintos sustratos propuestos se realizaron simulaciones de la geometría del blanco propuesto para pruebas de irradiación de materiales usando el programa COMSOL MultiphysicsTM.

La geometría simulada es la de un blanco de Al, el cual tiene canales paralelos de 5x5 mm en un área total de 100 x 100 mm. Un esquema del blanco puede verse en la figura 5.7. Las características geométricas de la simulación son idénticas a las que posee el sistema experimental real.

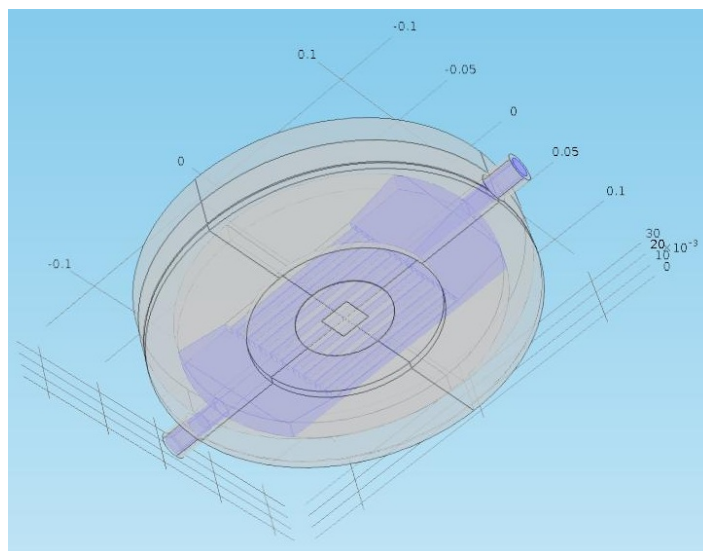


Figura 5.7: Geometría de la Brida. En gris la parte exterior de la brida, en azul, la geometría interna por donde circula el fluido refrigerante.

Para que la simulación represente fehacientemente el arreglo experimental, se agregó el pad térmico (Koolance PAD) que permitirá generar un contacto íntimo entre los sustratos propuestos y la base refrigerante colocado entre el sustrato y la muestra a irradiar. En esta sección, se presentan solamente los resultados de las simulaciones usando tungsteno como blanco.

En la imagen 5.8 (a) se puede ver el plano correspondiente al corte transversal de la brida que incluye (de abajo hacia arriba) un canal refrigerante en el sustrato de base de aluminio, el pad térmico y, en este caso, la lámina de W y (b) el resultado de la simulación con un haz de 2 mm de diámetro (el cual es el diámetro actual del haz de protones del acelerador), en

la zona de impacto del haz.

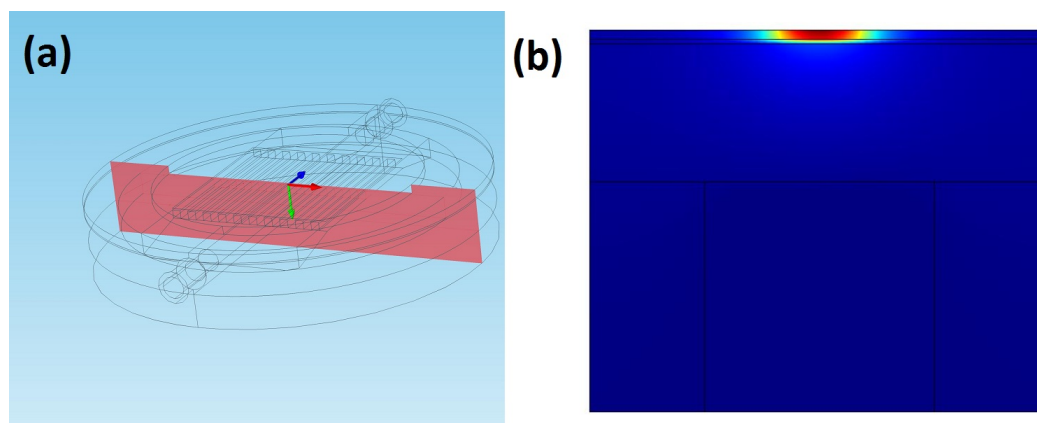


Figura 5.8: (a) plano correspondiente al corte transversal de la brida simulada, (b) Simulación en la brida con un haz de 2 mm de diámetro, en la zona de impacto del haz.

Los resultados de la simulación predicen una temperatura máxima en la superficie del tungsteno de 640°C con un gradiente térmico muy pronunciado de manera de que al llegar al pad térmico, la temperatura ya alcanza un valor del orden de los 250°C y al llegar a la superficie de Al del blanco se tiene una temperatura de 130°C .

Las simulaciones se realizaron con un espesor del pad térmico de 0.5 mm que es el espesor nominal del mismo. Según especificaciones del fabricante, la conductividad térmica del material aumenta a medida que el pad se comprime y su espesor disminuye, con lo cual dejar el espesor nominal es una hipótesis conservativa, y en la práctica, se podrían tener temperaturas menores a las obtenidas en la simulación.

Agua desionizada

Dado el diseño actual del acelerador, el blanco estará sometido a un potencial de hasta 200 kV durante el tiempo en el que se realicen los experimentos de daño por radiación. Por lo tanto, es necesario desionizar el agua refrigerante para disminuir su conductividad y de

esta manera disminuir las corrientes de fuga que se podrían generar en el circuito refrigerante y, lo más importante, evitar descargas que en consecuencia se podrían producir.

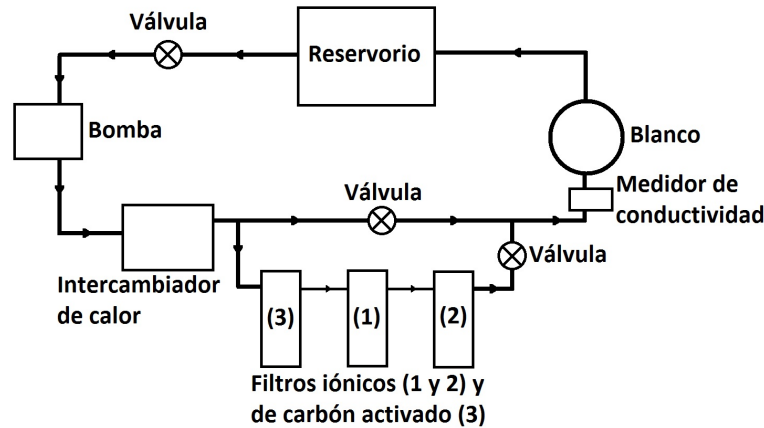


Figura 5.9: Esquema del sistema de desionización del agua refrigerante.

Para esto se diseñó un sistema de desionización del agua refrigerante en el cual se hace circular, al menos, un 10 % (Dortwegt, 2003) del total del fluido por un loop de desionización compuesto por dos filtros de resinas de intercambio iónico mixtas y un filtro de carbón activado. El circuito además cuenta con un intercambiador de calor de placas, una bomba de acero inoxidable roto pump ps1 x 35 - 50T y un medidor de conductividad eléctrica WPS TDS - IL con una sonda CON1134 - 13. Un esquema de los componentes del circuito del fluido puede verse en la figura 5.9.

Con la implementación de este sistema, se logra mantener el agua de refrigeración con una conductividad menor a $0,4 \mu S m/cm$ o $2,5 M\Omega cm$, lo cual es suficiente para operar con éxito el acelerador. El sistema de desionización construido puede verse en la figura 5.10.

Es interesante mencionar que, debido a que el blanco con el cual se realizarán los experimentos de irradiaciones es de Al, sobre las superficies expuestas al aire o al fluido refrigerante se genera óxido de aluminio (Al_2O_3 , comúnmente conocido como alúmina) de



Figura 5.10: Imagen del sistema de desionización de agua implementado.

manera natural. Este óxido es muy estable, y el blanco se ve beneficiado en el sentido que dicho óxido lo protege de la corrosión que podría generar el contacto con el líquido refrigerante. Este fenómeno de oxidación natural de la superficie del material permite que el blanco no se desgaste y el agua no cambie su conductividad eléctrica a causa de fenómenos de corrosión (Dortwegt, 2003).

5.3. Irradiaciones en el acelerador TANDAR

Las experiencias de irradiación realizadas en el inyector del acelerador TANDAR se realizaron a 150 keV con corrientes del orden de los $5 \mu A$. La fluencia del haz dependerá del área que tenga el haz al momento de irradiar. Esto es debido a que el acelerador cuenta con un sistema de focalización que permite cambiar la forma de la sección transversal de haz de protones.

En este caso se cuenta con un porta muestras hexagonal con un eje giratorio central, como puede verse en la imagen 5.11, el cual permite rotar y desplazar, en dirección axial, a las muestras.



Figura 5.11: Imagen del porta muestra para realizar las irradiaciones en el inyector de acelerador TANDAR.

Tres de las caras del hexágono se pintaron con Sulfuro de Zinc (ZnS), material que emite luz al irradiarlo y en las tres caras restantes se colocaron máscaras de Cu con dos perfora-

ciones en cada cara, que cumplen la función de sostener y delimitar la zona de irradiación de las muestras.

Mediante una cámara y una ventana de inspección se focaliza el haz en las caras con el material fosforescente y luego se gira el porta muestras para focalizar en el material a irradiar.

Con las condiciones experimentales antes mencionadas, en esta experiencia se lograron alcanzar fluencias de $\sim 10^{17}$ iones/cm², $\sim 10^{18}$ iones/cm² y $\sim 10^{19}$ iones/cm² sobre los materiales propuestos.

5.4. Materiales y técnicas de caracterización

Para realizar las experiencias de irradiación, en ambos aceleradores, se usaron láminas de Ta, Mo y W de 70 μm , 127 μm y 200 μm de espesor respectivamente, todas de pureza mayor al 99,96 %. Antes de montarlas en los portamuestra, las superficies de los materiales fueron limpiadas con alcohol isopropílico. Debido al bajo espesor de los materiales, se decidió no realizar ningún tratamiento superficial para de esta forma evitar deformar las láminas.

Con el fin de estudiar la estructura cristalina de los sustratos se realizaron difractogramas por incidencia a bajo ángulo con haz paralelo en un equipo Empyrean Panalitycal, con un blanco de radiación de Cu y un filtro monocromador. El rango de medición del ángulo 2θ fue de 30° a 90° con un paso de 0,05° y un tiempo de incidencia por paso de 3 segundos.

En función de los rangos de implantación del haz de H de 150 keV sobre los diferentes materiales se fijó el ángulo de incidencia del haz de rayos X, para las tres muestras, en 6°.

Para el ángulo de incidencia de los rayos X provenientes del difractómetro, antes mencionado, se logra una absorción del 95 % de los rayos a una profundidad del material de $0,95\ \mu m$, $1,96\ \mu m$ y $1,15\ \mu m$ para el W, Mo y Ta respectivamente.

De esta forma, eligiendo estas condiciones de incidencia del haz de rayos X, se logra realizar el difractograma sólo en la superficie del material y a una profundidad que abarque prioritariamente la zona de irradiación.

También se estudió mediante SRIM la distribución de implantación de proyectiles de H de 150 keV, dentro de los materiales propuestos como armadura, W, Mo y Ta.

Se realizaron micrografías SEM de los sustratos, se cuales se llevaron a cabo en un equipo ESEM QUANTA 200 de Phillips en las instalaciones del Centro Atómico Constituyentes.

5.5. Resultados de las irradiaciones

5.5.1. Fluencias alcanzadas y estudio del daño

Se realizó una primera tanda de irradiación de W, Mo y Ta, en la cual se irradiaron las muestras con fluencias de hasta $(5 \pm 1) 10^{17}\ \text{iones}/\text{cm}^2$.

A continuación se realizó una nueva serie de irradiaciones sobre estos mismos tres materiales, pero irradiando hasta fluencias de $(2,0 \pm 0,5) 10^{18}\ \text{iones}/\text{cm}^2$. Como se discutió anteriormente, esta fluencia corresponde a 2 horas de irradiación en condiciones de operación final del haz.

Materiales	Acelerador	
	Inyector TANDAR [iones/cm ²]	200 kV desarrollado en CNEA [iones/cm ²]
W	$(5 \pm 1) 10^{17}$ $(2,0 \pm 0,5) 10^{18}$ $(1,1 \pm 0,1) 10^{19}$	$(5,0 \pm 1,0) 10^{20}$
Mo	$(5 \pm 1) 10^{17}$ $(2,0 \pm 0,5) 10^{18}$ $(1,2 \pm 0,1) 10^{19}$	$(5,0 \pm 1,0) 10^{20}$
Ta	$(5 \pm 1) 10^{17}$ $(2,0 \pm 0,5) 10^{18}$ $(8,0 \pm 1,0) 10^{18}$	-

Tabla 5.1: Resumen de fluencias alcanzadas para cada material y acelerador en el que se realizó la irradiación.

Por último se realizó una tercera tanda de irradiación en el inyector del acelerador TANDAR usando las mismas muestras de los tres materiales utilizados anteriormente, de manera de acumular la mayor cantidad de fluencia en el tiempo disponible de irradiación. En este caso se alcanzó una fluencia de $(1,1 \pm 0,1) 10^{19}$ iones/cm² para el W, $(1,2 \pm 0,1) 10^{19}$ iones/cm² para el Mo y $(8,0 \pm 1,0) 10^{18}$ iones/cm² para el Ta.

En el acelerador de 200 kV desarrollado en CNEA, se realizó una serie de irradiaciones sobre W y Mo, en ambos casos de irradió con una fluencia de $(5,0 \pm 1,0) 10^{20}$ iones/cm².

En la tabla 5.1 se presenta un resumen de las fluencias alcanzadas para cada material y el acelerador en el que se realizó la irradiación.

5.5.2. Caracterización y discusión de resultados de las muestras irradiadas

Como era de esperarse, según la evidencia bibliográfica, para la experiencia de irradiación con una fluencia de $(5 \pm 1) 10^{17}$ iones/cm², no se observó en ningún material, daño

causado por el haz sobre la superficie de las muestras de este grupo.

Con el fin de evaluar cada material en particular, se muestran a continuación, micrografías SEM de los materiales tanto en la zona irradiada como en la zona sin irradiar.

La imagen 5.12 corresponde a una micrografía SEM de los tres materiales (a) W, (b) Mo y (c) Ta, a la izquierda no irradiados y a la derecha irradiados a una fluencia de $(2, 0 \pm 0, 5) 10^{18} \text{ iones/cm}^2$ en el inyector del acelerador TANDAR. No se observan blisters o daño significativo de la superficie de ningún material irradiado al comparar no irradiados en la imagen.

En la imagen 5.13 se pueden ver micrografías SEM de (a) W, (b) Mo y (c) Ta a la izquierda no irradiados y a la derecha irradiados. En esta oportunidad se irradió el Ta hasta una fluencia acumulada de $(8, 0 \pm 1, 0) 10^{18} \text{ iones/cm}^2$, W hasta una fluencia acumulada de $(1, 1 \pm 0, 1) 10^{19} \text{ iones/cm}^2$ y Mo hasta una fluencia acumulada de $(1, 2 \pm 0, 1) 10^{19} \text{ iones/cm}^2$.

Estas fluencias equivalen a ~ 8 , ~ 11 y ~ 12 hs de irradiación, en condiciones finales de operación, para el Ta, W, y Mo respectivamente. En ninguno de los casos se observan blisters en la superficie de los materiales.

La imagen 5.14 corresponde a una micrografía SEM de (a) W, (b) Mo y (c) Ta, irradiados en el inyector del TANDAR hasta una fluencia total de $(1, 1 \pm 0, 1) 10^{19} \text{ iones/cm}^2$, $(1, 2 \pm 0, 1) 10^{19} \text{ iones/cm}^2$ y $(8, 0 \pm 1, 0) 10^{18} \text{ iones/cm}^2$, respectivamente. En este caso, la imagen tiene un aumento menor a la imagen 5.13, lo que permite evaluar un área de irradiación mayor. Nuevamente, no se observan blisters o daño superficial significativo.

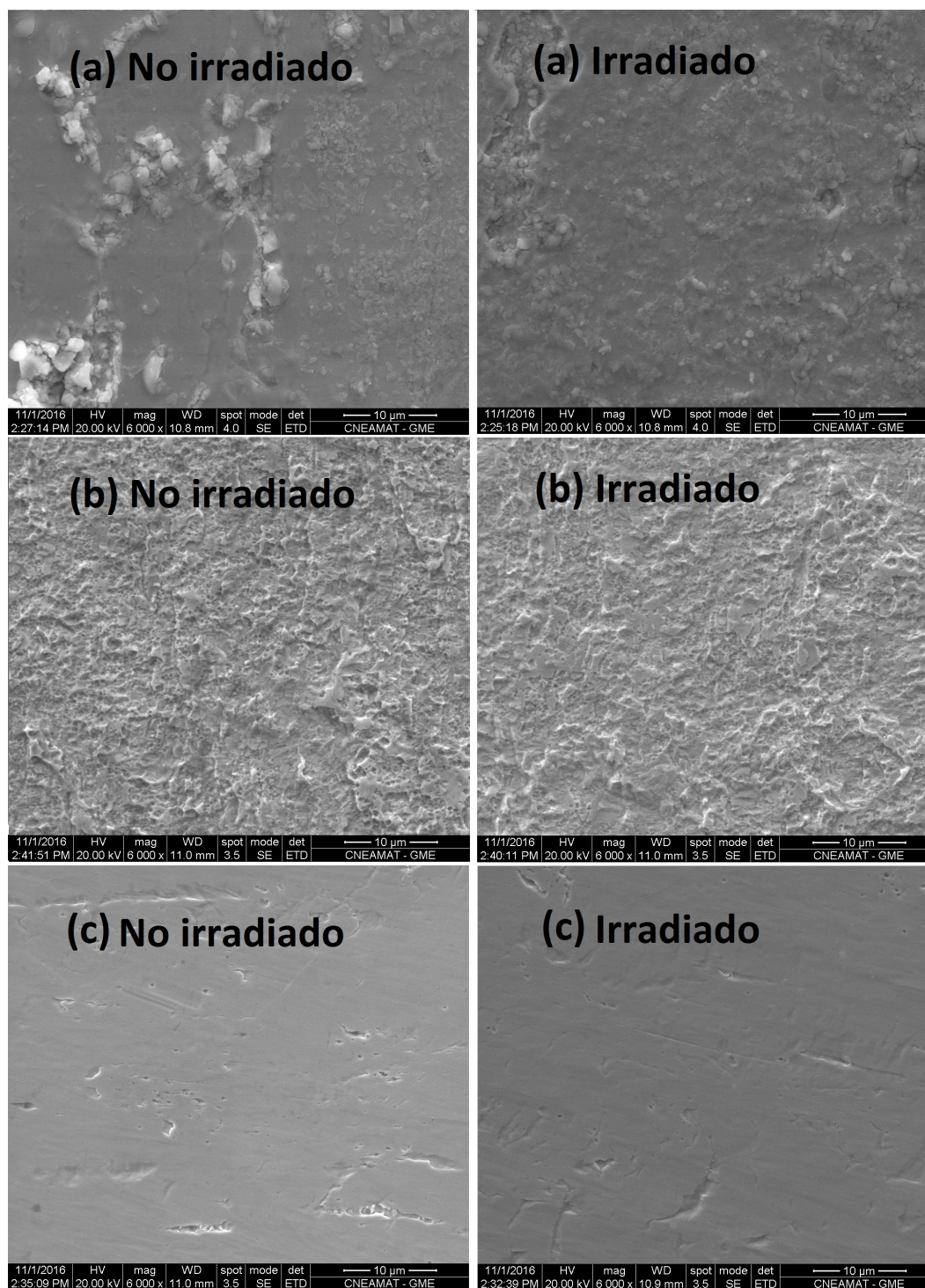


Figura 5.12: Micrografía SEM de (a) W, (b) Mo y (c) Ta, a la izquierda no irradiados y a la derecha irradiados a una fluencia total de $2 \cdot 10^{18} \text{ iones/cm}^2$ en el inyector del TANDAR.

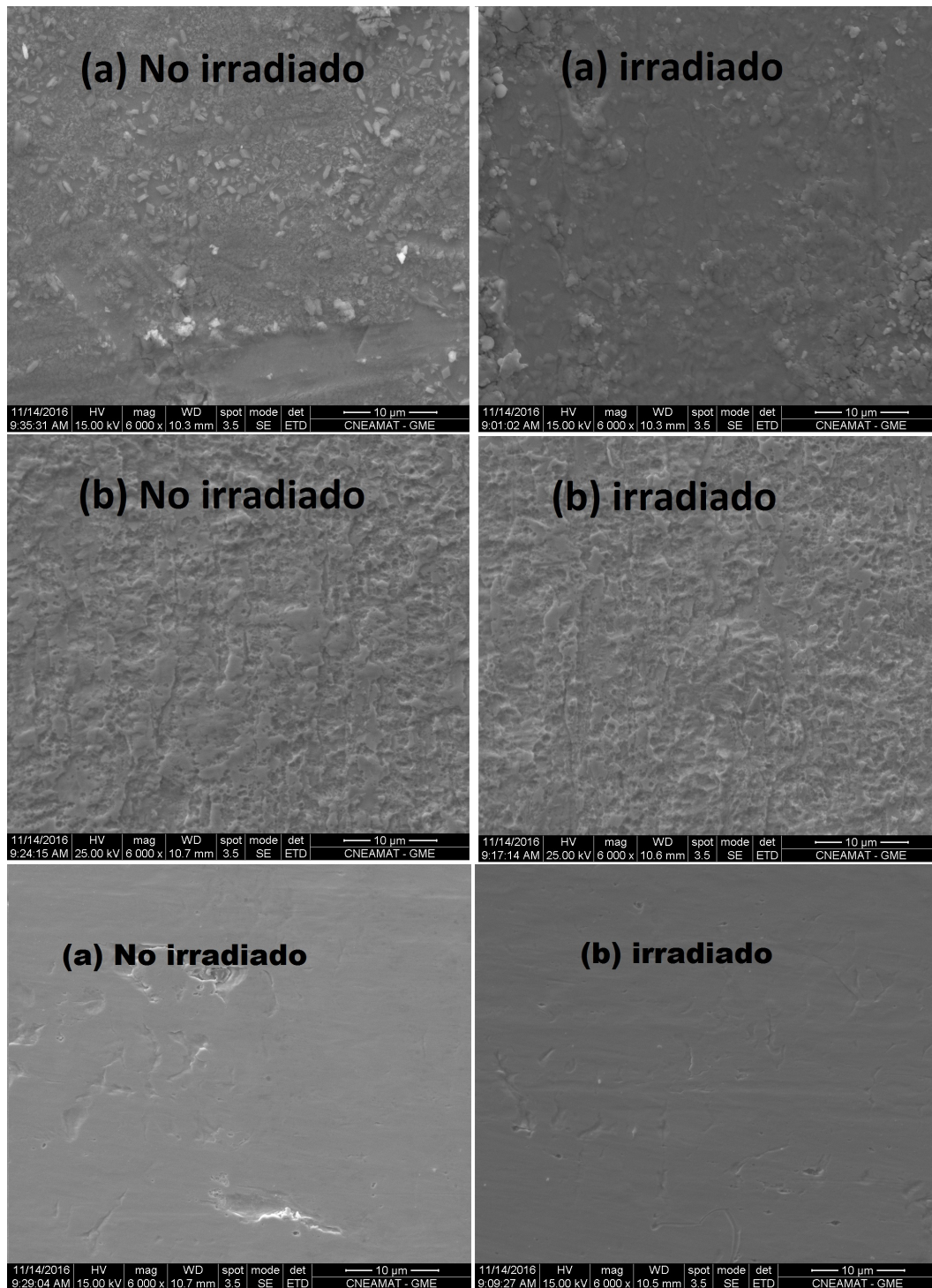


Figura 5.13: Micrografía SEM de (a) W, (b) Mo y (c) Ta, a la izquierda no irradiados y a la derecha irradiados en el inyector del TANDAR. En este caso la fluencia alcanzada fue de $(1,1 \pm 0,1) 10^{19} \text{ iones/cm}^2$, $(1,2 \pm 0,1) 10^{19} \text{ iones/cm}^2$ y $(8,0 \pm 1,0) 10^{18} \text{ iones/cm}^2$, respectivamente.

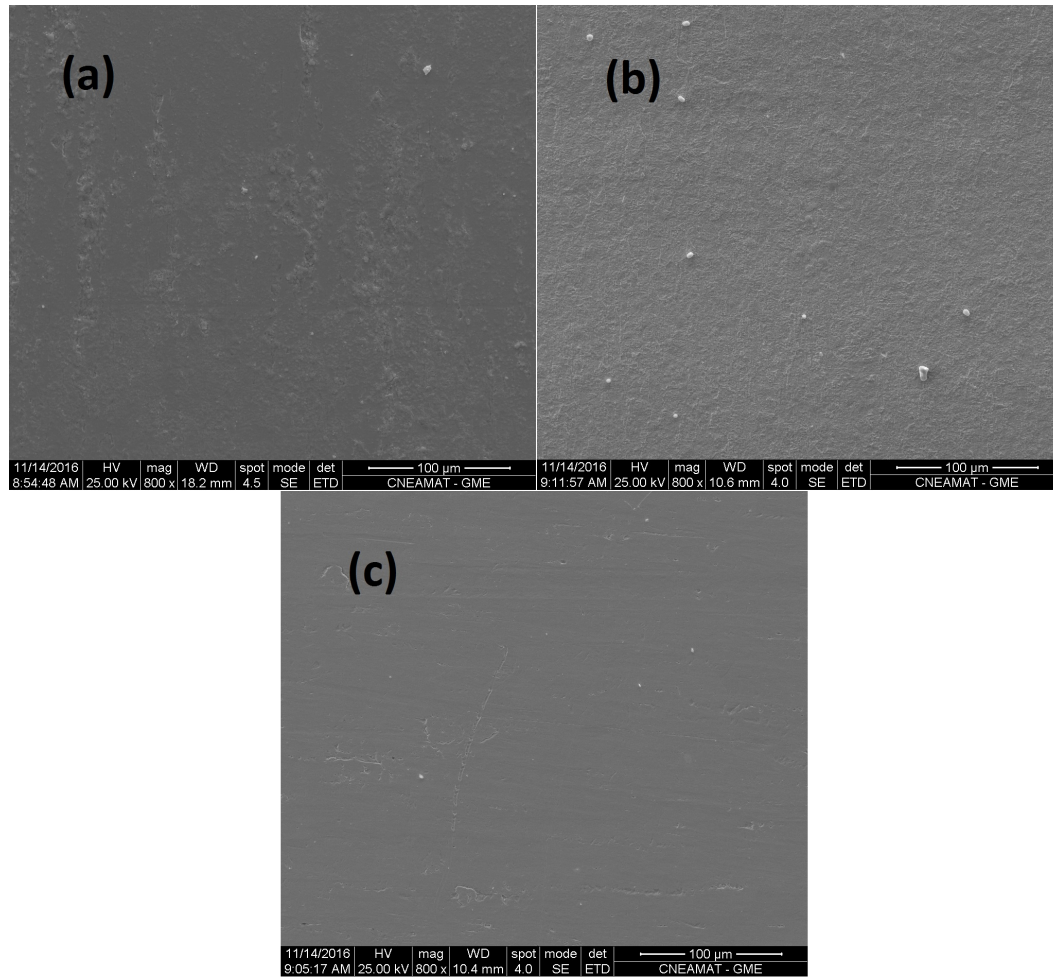


Figura 5.14: Micrografía SEM de (a) W, (b) Mo y (c) Ta, irradiados en el inyector del TANDAR hasta una fluencia total de $(1, 1 \pm 0, 1) 10^{19} \text{ iones/cm}^2$, $(1, 2 \pm 0, 1) 10^{19} \text{ iones/cm}^2$ y $(8, 0 \pm 1, 0) 10^{18} \text{ iones/cm}^2$, respectivamente.

Es importante destacar que ninguno de los tres materiales fue tratado superficialmente. Es por esto que en todos los casos las superficies presentan la morfología particular de los procesos de laminación de cada material. Hasta la fluencia aquí presentada solo puede observarse un leve pulido iónico sobre las superficies irradiadas y no se observan blisters causados por el daño por hidrógeno y radiación.

En la imagen 5.15, se puede ver una micrografía SEM de las superficies de (a) W y (b) Mo irradiados con una fluencia de $(5, 0 \pm 1, 0) 10^{20}$. En ambos casos pueden verse las burbujas

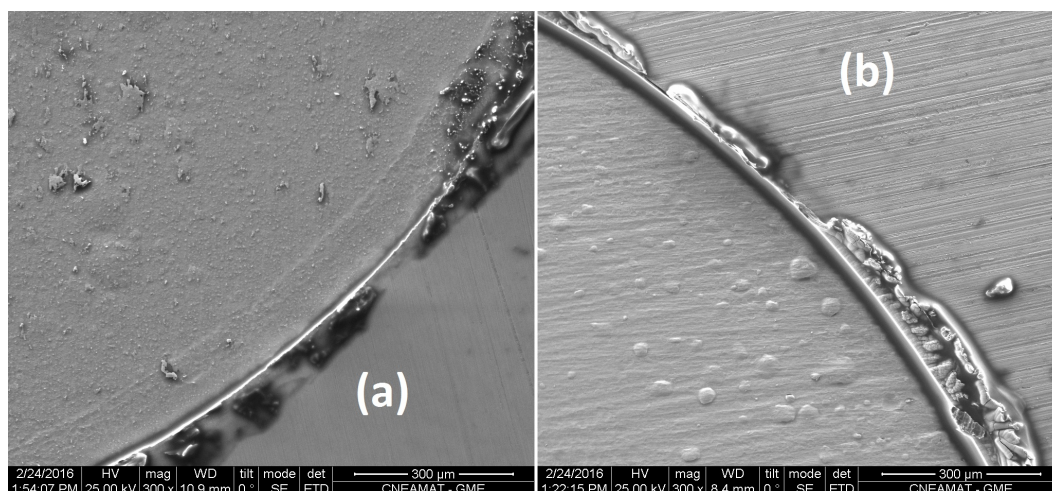


Figura 5.15: Micrografía SEM de (a) W y (b) Mo, irradiados en el acelerador de 200 kV desarrollado en CNEA con fluencias de hasta $5 \cdot 10^{20} \text{ iones/cm}^2$.

generadas por la alta fluencia de irradiación y distribuidas uniformemente en toda la superficie de ambos materiales. En el caso de la muestras de W irradiada, puede verse además descascaramiento de la superficie.

Las muestras de W y Mo irradiadas con una fluencia total de hasta $5 \cdot 10^{20} \text{ iones/cm}^2$ fueron analizadas mediante espectroscopía de aniquilación de positrones (Grafutin et al., 2008; Procházka, 2001), en el Instituto de Física de Materiales, Tandil (IFIMAT - UNCPBA). A partir de este análisis se observó que la muestra de Mo, presenta una introducción de defectos del orden del 20 % mientras que la muestra de W presenta sólo un 2 %.

En el caso del Mo, los positrones censan hasta una profundidad de más de $100 \mu\text{m}$, mientras que en el caso del W, censan hasta una profundidad del orden de los $60 \mu\text{m}$. Ambas profundidades de censado superan ampliamente la profundidad de implantación.

Dado que las muestras ya contenían una gran cantidad de defectos, resulta difícil concluir la naturaleza de los defectos introducidos por la irradiación y por tanto, será necesario realizar análisis complementarios que permitan comprender estos resultados.

Resumiendo, los materiales irradiados en el acelerador TANDAR (W, Mo y Ta) con fluencias acumuladas desde 10^{17} iones/cm² hasta 10^{19} iones/cm² no presentaron blisters en sus superficies, como se pudo comprobar a través de microscopía SEM.

Las muestras de W y Mo irradiadas en el acelerador de 200 kV desarrollado en CNEA, recibieron una fluencia total de $(5,0 \pm 1,0) 10^{20}$ iones/cm². En este caso, ambas muestras presentaron blisters en su superficie.

Se realizó una irradiación de Ta en el acelerador de 200 kV, los resultados de la misma no fueron satisfactorios, dado que en dicha experiencia la convergencia del haz cambió por razones ajenas a nosotros, haciendo que haya una mayor densidad de potencia local en el blanco. Por otro lado, el espesor de la chapa que se consigue en el mercado Argentino es muy fino ($72 \mu m$) y al montar la muestra sobre el porta muestra, esta se curva anulando el contacto térmico con la base del disipador.

Estos dos factores ocasionaron que al irradiarla, la muestra no pudo disipar la gran cantidad de densidad de potencia inyectada por el haz y por consiguiente se fundió, como puede verse en la figura 5.16. Ya subsanado el inconveniente del acelerador de 200 kV, se está tratando de soportar la muestra de otra manera para poder repetir la prueba en condiciones mas apropiadas. Por el momento no tenemos los resultados de dicha muestra.

Usando el software SRIM v2013.00 (Ziegler et al., 2010), se calculó el daño producido por el haz sobre los materiales, usando el procedimiento recomendado por (Stoller et al., 2013), para las diferentes condiciones de irradiación y fluencias alcanzadas. En la imagen 5.17 (a) se puede ver el daño generado por el haz sobre los tres materiales, a una fluencia de $(2,0 \pm 0,5) 10^{18}$ iones/cm². El daño máximo que se produce en los materiales, en este

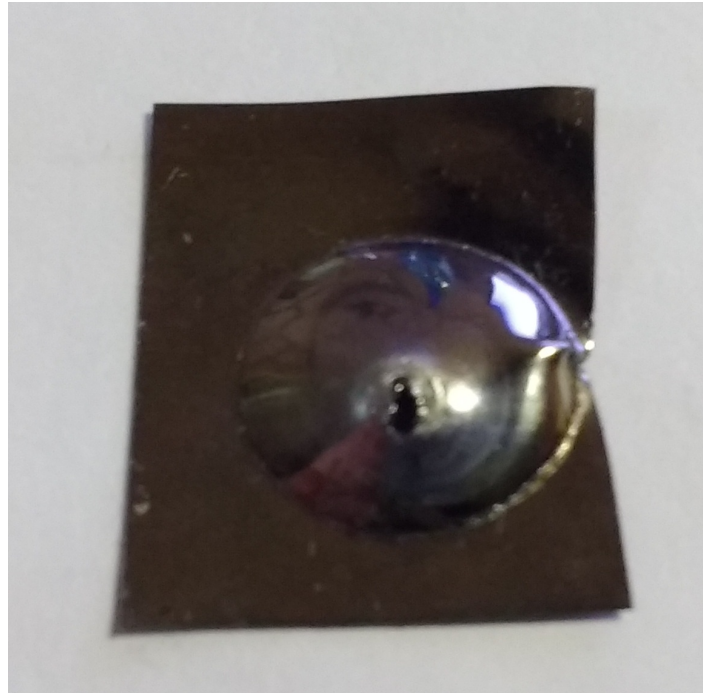


Figura 5.16: Muestra de Ta fundida en la zona de impacto del haz del acelerador de 200 kV

caso, fue de 285, 393 y 381 DPA para el W, Mo y Ta a una profundidad de $0,54\ \mu\text{m}$, $0,64\ \mu\text{m}$ y $0,72\ \mu\text{m}$ respectivamente.

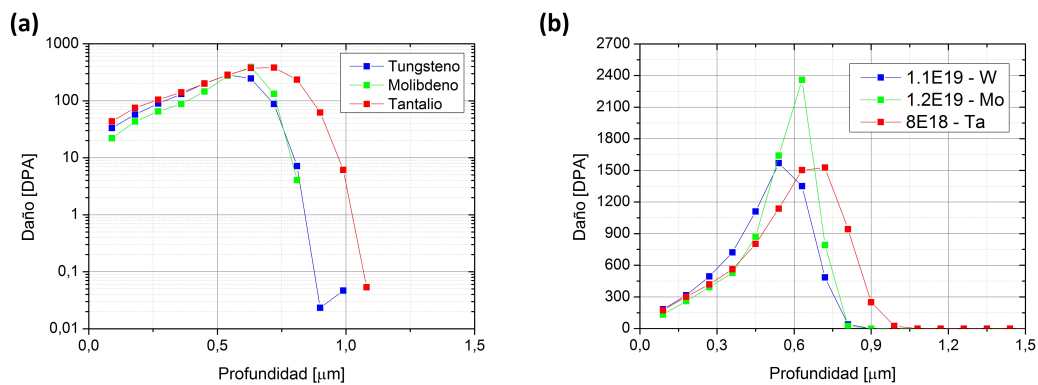


Figura 5.17: Daño generado por el haz de protones para una fluencia de (a) $(2,0 \pm 0,5) \times 10^{18}$ iones/cm² sobre los tres materiales W, Mo y Ta y (b) $(1,1 \pm 0,1) \times 10^{19}$ iones/cm², $(1,2 \pm 0,1) \times 10^{19}$ iones/cm² y $(8,0 \pm 1,0) \times 10^{19}$ iones/cm², ambas obtenidas usando el software SRIM.

En la figura 5.17 (b) se puede ver el daño generado por el haz con una fluencia de

$(1,1 \pm 0,1) 10^{19} \text{ iones/cm}^2$, $(1,2 \pm 0,1) 10^{19} \text{ iones/cm}^2$ y $(8,0 \pm 1,0) 10^{19} \text{ iones/cm}^2$.

Para estos casos, el daño máximo que se produjo en los materiales fue de 1569, 2358 y 1526 DPA para el W, Mo y Ta, respectivamente.

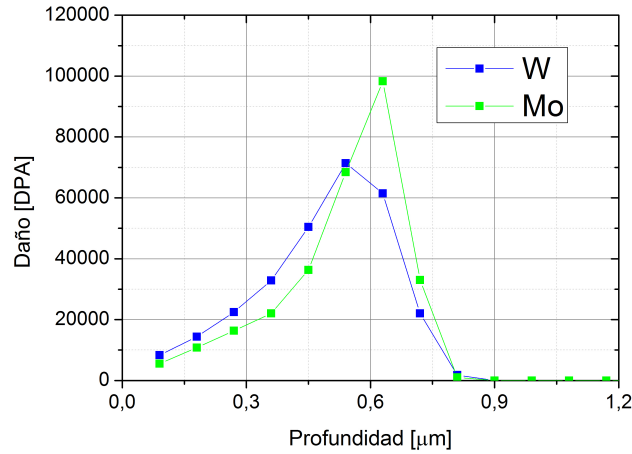


Figura 5.18: Daño generado por el haz de protones, producido en el acelerador de 200 kV construido en CNEA, para una fluencia de $(5,0 \pm 1,0) 10^{20} \text{ iones/cm}^2$ sobre los materiales W, Mo.

Para el caso de los materiales irradiados con una fluencia de $(5,0 \pm 1,0) 10^{20} \text{ iones/cm}^2$, el daño es de 71350 y 98270 DPA para el W y Mo, respectivamente, como puede verse en la figura 5.18.

En la figura 5.19, se puede ver la distribución de proyectiles de H con una energía de 150 keV, dentro de los materiales (a) W, (b) Mo y (c) Ta, obtenidos nuevamente con el software SRIM.

Dado que no se observó la formación de blisters en la superficie de los materiales irradiados en el inyector del TANDAR con una fluencia de hasta $\sim 10^{19}$, se decidió realizar difractogramas de rayos X con incidencia a bajo ángulo, para ver si se encontraba algún cambio en los difractogramas de las muestras irradiadas, comparándolas con las muestras

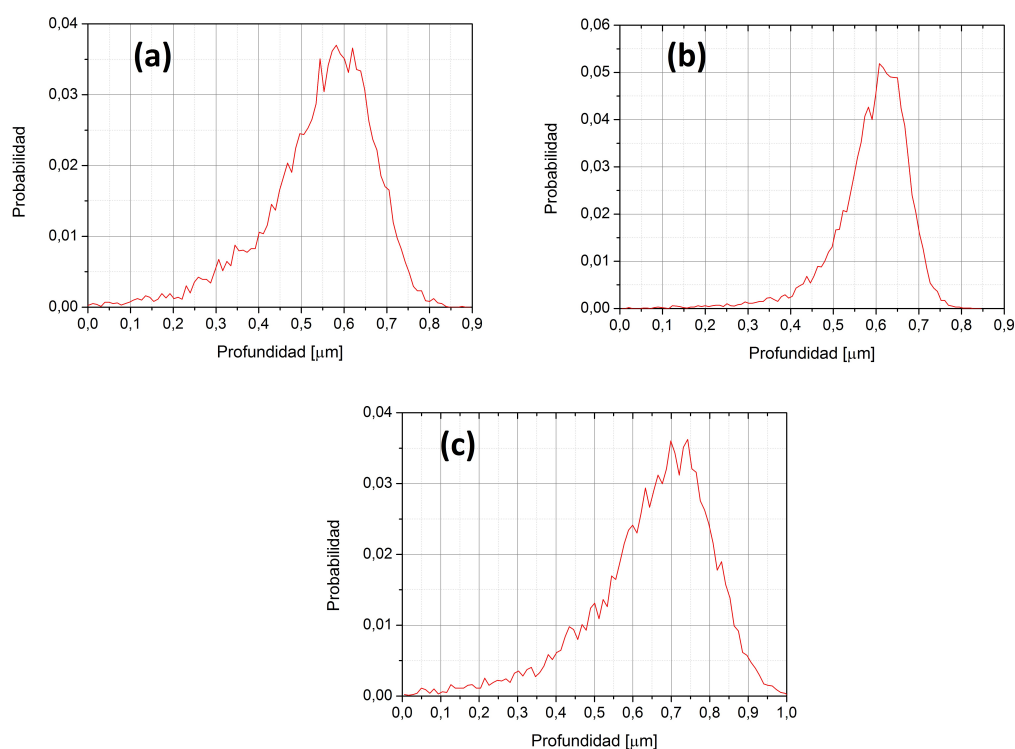


Figura 5.19: Distribución de proyectiles de H incidentes dentro de (a) W, (b) Mo y (c) Ta, calculado con el SRIM.

sin irradiar.

En la figura 5.20, se pueden ver los difractogramas de (a) W irradiado y sin irradiar, (b) Mo irradiado y sin irradiar y (c) Ta irradiado y sin irradiar. Los difractogramas realizados sobre los materiales irradiados en el acelerador TANDAR, mostrados en la imagen, corresponden a las muestras irradiadas con una fluencia de 10^{19} iones/cm² y se comparan con los de los materiales sin irradiar. Los picos de las muestras irradiadas no muestran diferencias con respecto a las prístinas, no hay corrimientos ni ensanchamiento de picos.

En la muestra de W, los picos de 58 y 86 grados, aumentaron considerablemente su intensidad. Lo mismo se observa en el pico de 59 grados de la muestras de Mo, el cual no aparece en el difractograma de la muestra sin irradiar y si aparece en la muestra irradiada.

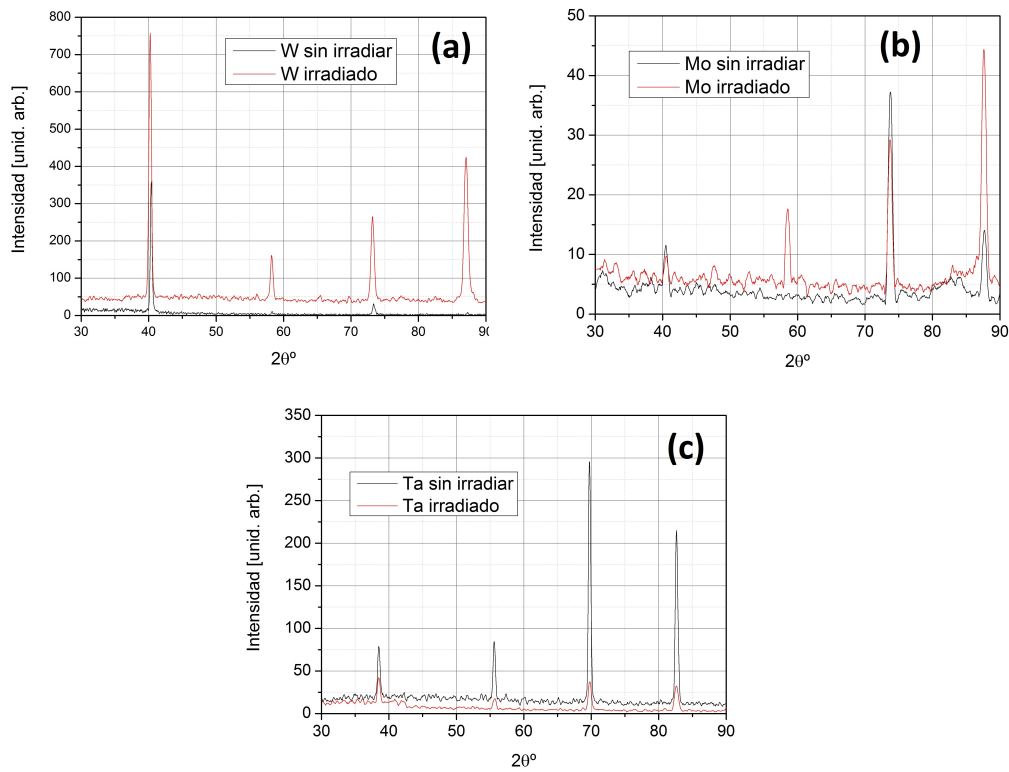


Figura 5.20: Difractogramas de (a) W irradiado y sin irradiar, (b) Mo irradiado y sin irradiar y (c) Ta irradiado y sin irradiar. Los difractogramas corresponden a las muestras irradiadas con una fluencia de 10^{19} iones/cm².

Esto último puede ser causado debido a que el proceso de laminación de los materiales puede favorecer la orientación de los planos cristalográficos en ciertas partes de la muestra y no en otras y dado que la difracción por incidencia a bajo ángulo con haz paralelo, al ser una técnica óptica, sólo genera patrones de difracción con los planos cristalográficos que satisfagan la condición de difracción de Bragg (Chang, 2001). Estas desapariciones/apariciones de picos no están relacionadas directamente con la radiación.

5.6. Conclusiones del capítulo

Luego de realizar una breve introducción y recopilación bibliográfica de los fenómenos de daño por radiación e hidrógeno, se propuso al W, Mo y Ta como posibles materiales para formar parte de la armadura del blanco.

Se preparó un ensayo de daño por radiación en el acelerador prototipo de 200 kV construido en CNEA. Para lo cual se realizaron tareas de puesta a punto. Dichas tareas fueron: preparar el sistema de desionización del agua que se emplea como fluido refrigerante, para lo cual se armó un sistema de lecho mixto que permite mantener la conductividad del fluido por debajo de los $0,40 \mu S/m$ y diseñar y construir un blanco que permita montar las muestras y drenar de manera eficiente la potencia inyectada por el haz.

El ensayo realizado en dicho acelerador, permitió caracterizar el haz incidente e irradiar muestras de W y Mo con fluencias de $5 \cdot 10^{20} \text{ iones/cm}^2$. En este caso se observaron burbujas (clusters de vacancias llenos con hidrógeno) en ambos materiales.

Se realizaron también, ensayos en el inyector del acelerador TANDAR. En estos ensayos se irradiaron muestras de W, Mo y Ta con fluencias de $(1,1 \pm 0,1) \cdot 10^{19} \text{ iones/cm}^2$, $(1,2 \pm 0,1) \cdot 10^{19} \text{ iones/cm}^2$ y $(8,0 \pm 1,0) \cdot 10^{18} \text{ iones/cm}^2$. En todos los casos se mostraron micrografías SEM en zonas irradiadas y no irradiadas y en ninguno de los tres materiales se observaron blisters o daño significativo en la superficie. Este ensayo permite concluir que los materiales seleccionados pueden soportar, al menos, 11, 12 y 8 hs de irradiación en condiciones finales de operación del blanco.

Mediante espectroscopía de aniquilación de positrones, se observó un aumento en la cantidad de vacancias de un 2 % y de un 20 % para el caso del W y Mo, respectivamente, al

ser irradiados con una fluencia de $5 \cdot 10^{20} \text{ iones/cm}^2$, en comparación con los materiales sin irradiar.

Se realizaron difractogramas de las muestras irradiadas en el acelerador TANDAR y a los materiales sin irradiar, con la técnica de incidencia a bajo ángulo con haz paralelo. Dichos difractogramas realizados a muestras irradiadas no mostraron cambios en los anchos y posiciones de los picos y se observó un cambio en la intensidad relativa de los picos del W y Mo, en comparación con las muestras no irradiadas.

Se observó que los difractogramas de las muestras de W y Mo no irradiadas presentan una ausencia de picos cristalográficos, en comparación con las muestras irradiadas y se atribuyó esto a una posible orientación de los planos cristalográficos del material generada por los procesos de laminación de los mismos.

No se realizaron difractogramas de rayos X a las muestras irradiadas en el acelerador de 200 kV desarrollado en CNEA debido a que no se consideró necesario realizarlos dado que se observaron los blisters en las micrografías SEM que se realizaron sobre dichas muestras.

Usando el software SRIM v2013.00 (Stoller et al., 2013) se calculó el daño producido por el haz para las diferentes fluencias alcanzadas en cada una de las experiencias. Se observó que en los tres materiales se genera un daño del mismo orden para cada fluencia.

Es importante destacar que las fluencias máximas alcanzadas en el acelerador TANDAR, para cada material, corresponden a 17,3 hs para el Ta, 26,5 hs para el Mo y 21,4 hs para el W de irradiación. Con lo cual, si se quisiera seguir aumentando la fluencia, la cantidad de horas para irradiar en el inyector del TANDAR no sería una cantidad razonable. Debido a esto, como es de interés evaluar el daño que se genera al irradiar con fluencias entre $1 \cdot 10^{19}$

y $5 \cdot 10^{20}$, se deberá seguir trabajando con el acelerador de 200 kV desarrollado en CNEA, que debido a su alta corriente, permite alcanzar en tiempos razonables las altas fluencias buscadas.

Capítulo 6

Depósitos de Be

6.1. Introducción

En este capítulo se desarrollará el trabajo realizado para obtener depósitos estables de Be sobre sustratos de W y Mo, los cuales deberán proveer el flujo de neutrones adecuado para realizar la terapia AB-BNCT.

En primera instancia se realizará una descripción de la reacción nuclear ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ que genera el haz de neutrones buscado y, de dicha descripción, se verá la necesidad de realizar depósitos de Be de un espesor determinado.

Luego se realizará una breve recopilación histórica acerca de las diferentes aplicaciones de los depósitos de Be y se discutirán las técnicas más adecuadas para realizarlos. Posteriormente, se detallarán los materiales, métodos y técnicas de caracterización y se discutirá acerca de los resultados obtenidos.

6.1.1. La reacción ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ como fuente de neutrones para AB-BNCT

Como fue desarrollado brevemente en el capítulo 1.3.2, una de las reacciones nucleares consideradas para generar el flujo neutrónico adecuado para realizar la terapia por captura neutrónica en boro con aceleradores, es la reacción ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ (Capoulat et al., 2011). Esta, es una reacción exotérmica cuyo residuo ${}^{10}\text{B}$ puede quedar en un estado excitado,

aún para bajas energías de bombardeo. En la tabla 6.1.1 se tiene un resumen de los estados excitados del residuo de la reacción con sus respectivas energías de umbral y energías de nivel (Capoulat, 2014).

Nivel	Umbral [keV]	Energía del Nivel [keV]
Fundamental (#0)	sin umbral	0
1° Excitado (#1)	sin umbral	718.38
2° Excitado (#2)	sin umbral	1740.05
3° Excitado (#3)	sin umbral	2154.27
4° Excitado (#4)	sin umbral	3587.13
5° Excitado (#5)	504.92	4774.00
6° Excitado (#6)	916.73	5110.30
7° Excitado (#7)	981.95	5163.90
8° Excitado (#8)	1004.09	5182.00
9° Excitado (#9)	1906.37	5919.50

Tabla 6.1: Energías de umbral para los 9 primeros estados excitados y el fundamental y las energías de nivel del residuo ^{10}B de la reacción $^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{B}$.

Al irradiar con deuterones de energías apenas por arriba de los 0.5 MeV, se logran excitar los 4 primeros estados de más baja energía (#1, #2, #3 y #4) y el fundamental, los cuales generan un espectro de neutrones rápidos con energías en un rango de ~ 1 a 4,5 MeV.

En el caso de incidir con Deuterones de energías levemente mayores a 1 MeV y dado que la reacción es exotérmica, se libera una energía de reacción de $\sim 5,4$ MeV. En los casos en los que se produce la reacción y el ^{10}B queda en el estado fundamental, la mayor parte de la energía liberada se la lleva el neutrón como energía cinética, debido a que su masa es mucho menor a la del núcleo de ^{10}B .

En los casos en los que la reacción logra poblar estados excitados del núcleo, el neutrón así generado tiene menor energía disponible puesto que gran parte de esta se emplea en la excitación del núcleo de ^{10}B . Así, poblando los estados de más alta energía, en particular los estados #6, #7 y #8, se generan neutrones de algunos cientos de keV.

Es interesante destacar además que los estados que generan neutrones de baja energía (#6, #7 y #8) se pueblan de manera más frecuente, si es que la energía de bombardeo así lo permite, que los estados que generan los neutrones rápidos (Bonner y Butler, 1951; Waterson et al., 1997).

Esto es un aspecto vital para la implementación de la reacción en BNCT ya que bombardear con deuterones de energía mayor a 1 MeV permite obtener un espectro neutrónico más fácil de termalizar o epitermalizar por su baja energía, que un espectro neutrónico compuesto por neutrones rápidos.

A su vez, se puede disminuir la producción de neutrones de alta energía eligiendo el espesor del depósito de Be de manera que los deuterones pierdan progresivamente su energía hasta alcanzar la energía umbral del menor estado de producción de neutrones de baja energía. De esta forma, los deuterones atraviesan el depósito de Be con una energía tal de favorecer la población de los estados de producción de neutrones de baja energía, estados #6, #7 y #8.

Si bien el estado #5 genera neutrones de $\sim 0,5$ MeV, los cuales serían adecuados para la terapia luego de termalizarlos, hacer un depósito de Be de mayor espesor de manera de aumentar el rango energético en el cual este estado genera neutrones (hasta 504,92 keV 6.1.1), no representaría una ventaja sino mas bien una desventaja. Esto es debido a que por debajo

de los ~ 915 keV no se pueblan los estados de interés y si se pueblan significativamente los estados de más baja energía, que son aquellos que generan los neutrones no deseados.

Ademas, estableciendo el espesor de Be de la manera propuesta, maximiza el cociente entre neutrones de baja energía y de alta energía (Capoulat, 2014).

Resumiendo, al incidir con un haz de deuterones con energía entre 1.45 MeV y 915 KeV, se logran excitar principalmente los estados productores de neutrones de baja energía, estados #6, #7 y #8. Esto implica que el haz deberá degradar su energía en aproximadamente 535 keV al atravesar el Be, luego de eso dejará de interactuar con el mismo y de esta manera no favorecer la población de estados de baja energía con la consecuente generación de neutrones de alta energía. Para lograr esto, el volumen de Be con el cual interactúa el haz incidente de deuterones deberá tener un espesor de $\sim 9 \mu m$.

6.1.2. Recopilación de otras aplicaciones en las que se emplean depósitos de Be

Sumado a la aplicación de interés de este trabajo, las aplicaciones en las cuales se requieren depósitos estables de diferentes espesores de Be son muy diversas.

Por ejemplo, para proteger espejos ópticos fabricados en Al y Ag usados en el campo de la vigilancia óptica, de altas dosis de rayos X de baja energía, Barnes Jr y Wirtenson (1976) propone realizar depósitos de Be o B del orden de $0.07 \mu m$. Taylor (1982) estudia la realización de depósitos de Be, de hasta 0.025 mm de espesor sobre sustratos de cobre, para ser usados en espectroscopía de rayos X.

En el caso del trabajo realizado por Stoner (1997), se realizan depósitos de Be de hasta $1 \mu m$ de espesor, sobre sustratos de mica de 82 mm de diámetro, para ser usados como blancos

en la técnica RBS (Rutherford Back Scattering). Los depósitos de Be también se emplean para realizar estudios microbiológicos por rayos X (Marshall y Carde, 1984; Marshall et al., 1985).

En el trabajo de Joo et al. (2013), se estudia el funcionamiento de un sensor de guía de ondas ultrasónica, para ser usado en un reactor de fisión de generación IV, al cual se le realizó un depósito interno de Be para aumentar su desempeño.

Muggleton (1987) realizó una extensa revisión sobre técnicas de evaporación para producir depósitos delgados de Be para ser usados como blancos y en otras diversas aplicaciones para aceleradores, tales como ventanas de inspección.

Otro gran campo de aplicación para los depósitos de Be, que sigue en desarrollo en la actualidad, son los reactores de fusión Tokamak (Dua et al., 1985), en los cuales se plantea el uso de los depósitos como un material de primera pared (Castro et al., 1998; Keilhacker et al., 1990; Lungu et al., 2007), es decir, que está directamente en contacto con el plasma.

6.1.3. Evaluación de las técnicas apropiadas para realizar depósitos de Be

Debido a que el Be posee una fuerte afinidad con el O y tiene un potencial de electrodo más alto que el del H, las técnicas de electrodeposición y deposición de vapor química (Chemical Vapor Deposition, CVD por sus siglas en inglés) no son efectivas o convenientes para realizar los depósitos buscados de Be.

Es por esto que las dos técnicas más viables para realizar tales depósitos (por factibilidad y disponibilidad) son la técnica de deposición por evaporación y deposición por pulverización catódica (sputtering) (Chen y Alford, 1985). En diferentes trabajos tales como (Bunshah y Juntz, 1973; Mah y Nordin, 1972; Nieh et al., 1982; Taylor, 1982; Verderber, 1964; Wheeler

et al., 1982) se han estudiado los aspectos de la deposición por evaporación, los cuales se resumen brevemente a continuación.

El principio del funcionamiento de las técnicas antes mencionadas para realizar los depósitos de Be es el agregar átomos al sustrato. En el caso de los depósitos por evaporación, los átomos que luego serán depositados en el sustrato, se producen de manera colectiva a raíz de la vaporización o sublimación de la superficie del material del cual son extraídos, en este caso Be, debido a la inyección de energía térmica. En el caso de los depósitos por pulverización catódica, los átomos son arrancados individualmente mediante la transferencia de momento por un gas inerte que impacta la superficie del material (Chen y Alford, 1985).

Al no producirse colisiones entre átomos desde la fuente hasta el sustrato (debido a que el sistema se encuentra en alto vacío), la técnica de deposición por evaporación es más adecuada para enmascarar parte de la superficie del sustrato y realizar el depósito en una parte del mismo. Además, debido a que la producción de vapor mediante energía térmica es una reacción espontánea, se logran tasas de deposición de 5 a 50 veces más altas para evaporación que las que se producen por pulverización catódica.

Sumado a lo anterior, la diferencia en las tasas de evaporación, entre las dos técnicas antes mencionadas, se ven aumentadas dado que el berilio tiene un rendimiento muy bajo de pulverización catódica.

Otras de las ventajas que posee la deposición por evaporación por sobre la pulverización catódica es que debido a que en el proceso de evaporación no se usan gases externos (la evaporación se hace en cámaras a alto vacío) se logra purificar el material eliminando elementos gaseosos como el H, N y O, elementos volátiles como Na, Mg, Cl, Ca y Zn y compuestos

insolubles como óxidos y carburos de Be. [Bunshah y Juntz \(1966\)](#) mostraron que era posible reducir el contenido de C, N, O, Na y Cl de 28, 2, 60, 1.8, 10 y 24 appm a valores de 7, 0,2, 15, 0,3, 1 y 0,15 appm respectivamente, usando el proceso de deposición de Be por evaporación.

Por otro lado, el proceso de deposición por pulverización catódica tiene la posibilidad de ajustar muchos parámetros operacionales como por ejemplo el voltaje aplicado al sustrato, la presión del gas de pulverización, etc. De esta manera, con esta técnica se logra producir, por ejemplo, una determinada micro estructura del depósito.

Para resumir, las ventajas de la técnica de deposición por evaporación, frente a la técnica de pulverización catódica son las siguiente: Tasas de deposición mas elevadas, capacidad de purificar el material a depositar y mejor control de la forma y tamaño de los depósitos usando máscaras sobre los sustratos. Mientras que la técnica de pulverización catódica posee la ventaja de poder controlar una amplia cantidad de parámetros de operación para de esta manera lograr controlar la micro estructura del depósito, entre otras.

En este trabajo, se eligió la técnica de deposición física de vapor por evaporación. La técnica de deposición por pulverización catódica no pudo ser probada para realizar los depósitos de Be, y así contrastarla con la técnica elegida, ya que no se poseen en CNEA las facilidades necesarias para realizar dicha técnica en las condiciones requeridas para tratar con Be evaporado. De todas maneras, debido a las ventajas que posee la técnica de deposición por evaporación, no se consideró necesario contrastar ambas técnicas.

6.1.4. Manipulación y cuidados con Berilio

Bajo ciertas circunstancias el Be puede llegar a ser tóxico y causar problemas de salud. Es interesante discutir tanto aquellas circunstancias que presenten un riesgo para la salud como los mecanismos de manipulación de los depósitos ([Materion, 2011a,b](#)) y conocer el

correcto manipuleo y almacenaje de las muestras que contengan Be.

El Be, en su forma sólida, es decir, como aparece en productos terminados, no representa riesgos especiales para la salud. Sin embargo, la inhalación de polvo, vapor o humo que contenga Be puede causar una condición pulmonar seria en algunos individuos. El grado de peligrosidad varía dependiendo de la forma del producto, como es manipulado, procesado y también la cantidad de Be presente en el producto. La ingestión y el contacto con la piel u ojos no producen riesgos especiales a la salud.

Sólo las personas sensibles a las partículas de Be inhaladas pueden desarrollar una enfermedad en los pulmones llamada Enfermedad Crónica por Berilio (Chronic Beryllium Disease, CBD por sus siglas en inglés), cuyos efectos crónicos o a largo plazo a la salud pueden tardar meses o años en desarrollarse.

A pesar que esta condición sólo afecta a personas que son potencialmente alérgicas al Be, no es posible saber a priori que individuo es alérgico al material. Por lo tanto todas las personas potencialmente expuestas a vapores, polvo o gas que contenga Be deberán realizar trabajos en condiciones de seguridad adecuadas.

Resumiendo, los tres factores que son requisitos necesarios para que una persona adquiera CBD son los siguientes:

1. El sujeto debe estar expuesto a Be en el aire en forma de polvo, humo o vapor.
2. Las partículas de Be deben ser lo suficientemente pequeñas para que lleguen a lo profundo de los pulmones.
3. El sujeto debe ser alérgico al Berilio.

Partículas respirables pueden depositarse en las manos, guantes o ropa y pueden ser transferidas o inhaladas durante el movimiento normal de las manos hacia la cara. Se debe

tener cuidado de no tocar la cara con ropa o manos contaminadas. Además, se debe usar en todo momento un equipo protector y se deben lavar las manos al terminar de manipularlo.

En las instalaciones de CONUAR (Combustibles Nucleares Argentinos S.A.), donde se realizaron los depósitos de Be, se cuentan con todas las medidas de seguridad y controles adecuados, junto con los últimos avances en tecnología para manipular de manera segura el Be.

Una vez que se realizan los depósitos se comprueba que hayan quedado bien adheridos y las muestras se guardan dentro de doble bolsas selladas, hasta su manipuleo. Las muestras son manipuladas con las herramientas adecuadas y usando guantes de látex para evitar el contacto con las manos. Al finalizar el estudio de las muestras, las mismas vuelven a ser guardadas en las bolsas doble selladas.

6.2. Métodos, materiales y caracterización

Los depósitos de Be se realizaron con la técnica de deposición física de vapor por evaporación, en las instalaciones de CONUAR (Combustibles Nucleares Argentinos), en donde se disponen de las facilidades adecuadas para manejar Be siguiendo todas las normas de seguridad relevantes ya que, como se discutió en la sección 6.1.4, bajo ciertas circunstancias el Be puede resultar con consecuencias desfavorables para la salud.

Como se discutió en el capítulo 5, los depósitos de Be deben realizarse sobre sustratos que tengan una gran resistencia al daño por radiación e hidrógeno que genera el haz intenso de deuterones incidente. Debido a esto, los sustratos elegidos para depositar el Be son Mo y W.

Se usaron láminas de Mo y W de $127\ \mu\text{m}$ y $200\ \mu\text{m}$ de espesor respectivamente, ambas de pureza mayor al 99,96 %. Las superficies de los materiales elegidos se trataron de dos formas, para obtener dos conjuntos diferentes, con el fin de poder lograr que los depósitos de Be resulten bien adheridos al sustrato.

El primero de los dos tratamientos superficiales, al cual llamaremos condición 1, consiste en un granallado con micro esferas de silicio de malla 140-270, esto es, partículas de entre $105\ \mu\text{m}$ y $53\ \mu\text{m}$ de diámetro medio. Para el segundo, condición 2, se realizó un granallado con micro partículas de óxido de aluminio de malla 80 (partículas $170\ \mu\text{m}$ de diámetro, en promedio). Los tratamientos superficiales, en ambas condiciones, se realizaron a una presión de granallado de 3 bar, con tiempos de 30 y 60 segundos de aplicación directa a una distancia aproximada de 10 cm.

En el trabajo de (Knowles y Hazlett, 1970) se propone que para aumentar la adherencia de los depósitos de Be sobre diferentes sustratos metálicos (entre ellos los aquí elegidos) se realice una intercapa de Ag entre el sustrato y el Be. Debido a esto se realizaron depósitos de Ag de $0,5\ \mu\text{m}$ de espesor, los cuales se depositaron mediante la técnica de deposición física de vapor por evaporación (PVD), en una serie de sustratos de Mo y W para evaluar si dicha intercapa de Ag mejora la adhesión de los depósito Be.

6.2.1. Técnicas parra la caracterización de los depósitos

Usando el equipo Microderm MP 700 con una sonda PS 10 se realizaron mediciones de los espesores de los depósitos. Tanto las rugosidades de los sustratos como la de los depósitos de Be fueron medidas usando un rugosímetro mecánico Taylor-Hobson. Las mediciones se realizaron con un movimiento de la sonda de medición de 2 mm de longitud.

Se realizaron también pruebas de adherencia de los depósitos usando la técnica de prue-

ba de cinta adhesiva, conocido como tape test (Ohring, 2001).

En régimen de operación final, es decir durante las irradiaciones del blanco para realizar sesiones de terapia por captura neutrónica, se espera que el blanco no supere los 250°C , para de esta forma asegurar la integridad física del blanco en su conjunto. Con esto en mente se realizó un tratamiento térmico a 800°C bajo atmósfera de Ar a las muestras con Be depositado.

La temperatura del tratamiento térmico se eligió debido a que ésta permitió evaluar dos características de la estabilidad del blanco. La primera es la que se mencionó anteriormente acerca del estrés térmico en régimen de operación y la segunda, es ver si la alta temperatura favorece la formación de compuestos binarios (o ternarios en el caso de las muestras con intercapa de Ag) entre el depósito de Be y los elementos elegidos de sustrato. Ambas muestras, con y sin tratamiento térmico se analizaron con diferentes técnicas de caracterización.

Para estudiar la estructura cristalina de los depósitos se realizaron difractogramas mediante la técnica de difracción de rayos X en un equipo Empyrean Panalitycal, con un blanco de radiación de Cu. El rango de medición del ángulo 2θ fue de 20° a 110° y los difractogramas se obtuvieron en condición de irradiación normal.

Por último, se tomaron micrografías SEM con un equipo ESEM QUANTA 200 de Phillips y se realizaron además análisis cualitativos de composición por espectroscopia de energía dispersiva (Energy Dispersive X-ray Spectroscopy, EDS por sus siglas en inglés) y espectroscopia de dispersión de longitud de onda con rayos X (Wavelength Dispersive X-ray Spectroscopy, WDS por sus siglas en inglés) en una microsonda Sx-Five Ametek CAMECA.

6.2.2. Irradiación de depósitos

Es necesario también estudiar la estabilidad de los depósitos frente al daño causado por la irradiación de un haz. Para esto, se realizaron dos experiencias de irradiación de depósitos de Be, una en el laboratorio INFN-LNL en Legnaro, Italia y la segunda se realizó en el inyector del acelerador TANDAR, CNEA.



Figura 6.1: Imagen de la copa de Faraday empleada para montar el depósito de Be. La impronta del haz puede verse sobre la superficie del depósito.

Para realizar la experiencia de irradiación en el laboratorio INFN-LNL, la muestra, un depósito de Be sobre un sustrato de W, se montó en un porta muestra que hacía las veces de Copa de Faraday, como puede verse en la figura 6.1, con la cual se sensaba la corriente incidente del haz.

En este caso, el depósito se irradió con un haz de Deuterones con una energía de 1,45 MeV durante un tiempo total de 46,29 hs y una corriente media de 70,38 nA. Durante dicha irradiación el blanco recibió una carga total de 11.73 mC y una fluencia total de $1,55 \cdot 10^{17} \text{ iones/cm}^2$. En la figura 6.1 puede verse también, sobre la superficie de la muestra,

la impronta que dejó el haz de deuterones al incidir sobre la misma.

Si bien este experimento fué pensado para medir la sección eficaz y el rendimiento neutrónico de la reacción, resultó interesante evaluar y caracterizar el comportamiento del depósito frente a la irradiación, a pesar de que la fluencia estuviese alejada de la requerida para el tratamiento de AB-BNCT.

En el inyector de acelerador TANDAR se realizaron irradiaciones de depósitos de Be sobre un sustrato de W y sobre un sustrato de Mo. En este caso se incidió sobre las muestras con un haz de protones a 150 keV y corrientes de entre 2 y los 6,5 μA . El tiempo total de irradiación se fijó de manera de llegar a una fluencia del orden de 10^{18} iones/cm².

6.3. Tratamientos superficiales de los sustratos

Debido a la alta dureza de los materiales elegidos como sustratos, el tratamiento superficial realizado bajo la condición 1 generó una rugosidad media menor a 0,25 μm . Bajo estas condiciones de rugosidad superficial, los depósitos de Be no se adhirieron satisfactoriamente.

El resultado del tratamiento superficial realizado a los sustratos mediante la condición 2, generó una rugosidad media para los sustratos de Mo sin intercapa de Ag de 1,45 μm y una rugosidad entre picos y valles de 11,7 μm , mientras que para el caso del W (nuevamente sin la intercapa de Ag) se obtuvo una rugosidad media de 1,11 μm y una rugosidad entre picos y valles de 10,9 μm . Donde la rugosidad entre picos y valles es la distancia entre el pico más alto y el valle más profundo de la muestra.

En el caso de los sustratos con intercapa de un depósito de Ag posterior al tratamiento

superficial, realizado bajo la condición 2, se obtuvieron rugosidades medias de $1,56 \mu m$ y $1,29 \mu m$ para el Mo y W respectivamente. La rugosidad entre picos y valles en estos casos fue de $13,66 \mu m$ y $11,56 \mu m$ para el Mo y W respectivamente.

La rugosidad media sobre la superficie de los depósitos de Be sobre Mo fue de $1,41 \mu m$ y de $1,33 \mu m$ para el depósito sobre W, mientras que la rugosidad entre picos y valles fue de $11,27 \mu m$ y $13,81 \mu m$ para el Mo y W respectivamente.

Muestras	Rugosidad	
	Media [μm]	Picos y valles [μm]
W	1,11	11,90
Mo	1,45	11,70
AgW	1,29	11,56
AgMo	1,56	13,66
BeW	1,41	11,2
BeMo	1,33	13,81

Tabla 6.2: Resumen de rugosidades medias y entre picos y valles obtenidas a partir de la condición 2.

En la tabla 6.2 se tiene un resumen de las rugosidad medias y entre picos y valles, obtenidas a partir del tratamiento superficial realizado a los sustratos, condición 2.

De las mediciones de rugosidad, se puede concluir que los depósitos copian la morfología superficial del sustrato, manteniendo su rugosidad. Esto se sostiene debido a que ambas rugosidades, media y entre picos y valles son comparables antes y después de que se realizó el depósito.

6.3.1. Mejoramiento de la rugosidad del sustrato

El espesor del depósito debe ser uniforme y de baja rugosidad debido a que, como se discutió anteriormente, esta característica es necesaria para que el haz de neutrones tenga la

energía adecuada para la aplicación que se desea, AB-BNCT (Capoulat et al., 2011). Debido a esto, se decidió tratar de minimizar la rugosidad superficial de manera que los depósitos de Be tengan un espesor más uniforme.

De esta manera, se repitió el tratamiento superficial previamente discutido (al cual denominamos condición 2), con la diferencia de que en esta oportunidad se aumentó la distancia entre la pistola de granallar y el sustrato, manteniendo una distancia de 25 cm y a presiones de granallado variables de entre 1.5 y 3 bar.

Con los cambios realizados al tratamiento superficial, se obtuvieron valores de rugosidad media y entre picos y valles como los que se pueden ver resumidos en la figura 6.2 (a) para el sustrato de W y (b) para el sustrato de Mo.

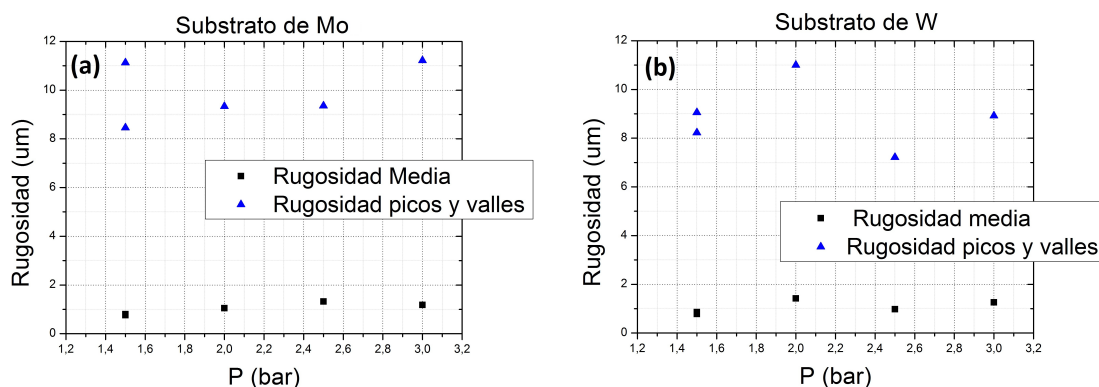


Figura 6.2: Resumen de la rugosidad obtenida para diferentes presiones de granallado en sustratos de W y Mo.

El cambio en la presión de granallado no generó un cambio en la rugosidad para el sustrato de W. En el caso del Mo, la rugosidad media decrece ligeramente al disminuir la presión de granallado. La rugosidad entre picos y valles no muestra una correlación evidente con la variación de la presión, para ambos sustratos.

Las rugosidades medias más bajas alcanzadas fueron de $0,75\ \mu m$ y $0,54\ \mu m$ para Mo y W respectivamente, lo cual representa una disminución del orden del 50 % con las rugosidades medias obtenidas anteriormente.

Del análisis de estos resultados podemos concluir que el parámetro que más impacta para lograr obtener rugosidades bajas en la superficie del sustrato es la distancia entre la pistola de granallar y el material a granallar.

Usando los sustratos tratados con los cambios previamente mencionados y habiendo obtenido las rugosidades mostradas en la figura 6.2, se realizó una nueva partida de depósitos de Be. Nuevamente, los depósitos resultaron bien adheridos sobre todas las muestras, en especial en aquellos sustratos con rugosidades medias más bajas. El espesor medio de los depósitos obtenidos a partir de estos cambios a los métodos de tratamiento superficial fue de $9\ \mu m$.

A pesar de haber logrado bajar la rugosidad media de los sustratos entre $0,51\ \mu m$ y $0,72\ \mu m$, no se logró disminuir la rugosidad entre picos y valles. Esto es debido a que las partículas que componen el material de granallado, en este caso óxido de aluminio (comúnmente conocido como alúmina, Al_2O_3), poseen bordes afilados que impactan sobre la superficie del sustrato, arrancando pedazos del mismo.

La morfología usual de las partículas de óxido de aluminio puede verse en la figura 6.3, en la cual se observan los bordes filosos causantes de la alta rugosidad de picos y valles.

Los depósitos de Be con la menor rugosidad media ($0,51\ \mu m$ para el caso del depósito sobre un sustrato de W y $0,72\ \mu m$ para el caso del depósito sobre un sustrato de Mo) fueron además los que presentaban la rugosidad media de sustrato más baja, en concordancia con

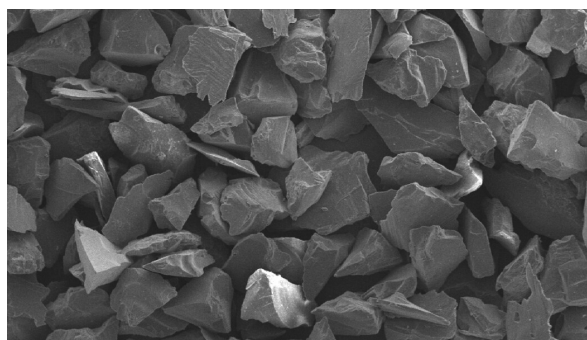


Figura 6.3: Micrografía SEM de las micro partículas de óxido de aluminio, proporcionada por el fabricante.

lo discutido anteriormente.

6.4. Resultados de los depósitos y su caracterización

6.4.1. Microestructura de los depósitos sin irradiar

Los depósitos de Be obtenidos a partir de los sustratos de baja rugosidad media se estudiaron con las técnicas antes descriptas.

En la figura 6.4 puede verse la micrografía SEM de un depósito de Be sobre un sustrato de Mo, (a) con y (b) sin tratamiento térmico. Ambos casos presentan un granulado uniforme en toda la superficie.

La figura 6.5 corresponde una micrografía SEM de un depósito de Be sobre un sustrato de W en la cual se muestran las medidas de algunos de los granos superficiales, los cuales presentan diámetros de entre $6,5\ \mu m$ y $10\ \mu m$ en promedio.

Para el caso de un depósito de Be sobre un sustrato de W, se observa en la figura 6.6 (a) sin tratamiento térmico y (b) con tratamiento térmico, una morfología similar a la observada en el caso anterior. En ninguno de los dos casos se observa un cambio en la morfología

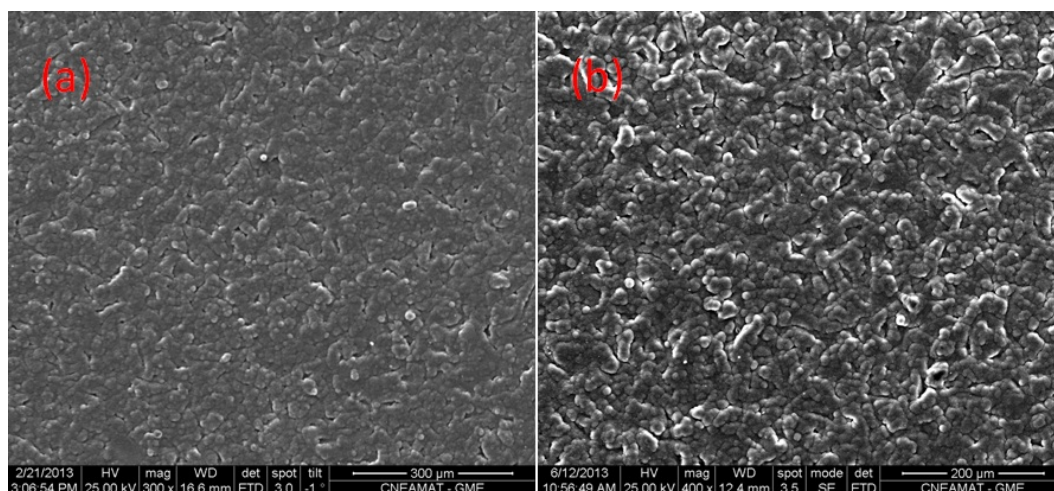


Figura 6.4: Micrografía SEM de un depósito de Be sobre Mo , (a) con y (b) sin tratamiento térmico.

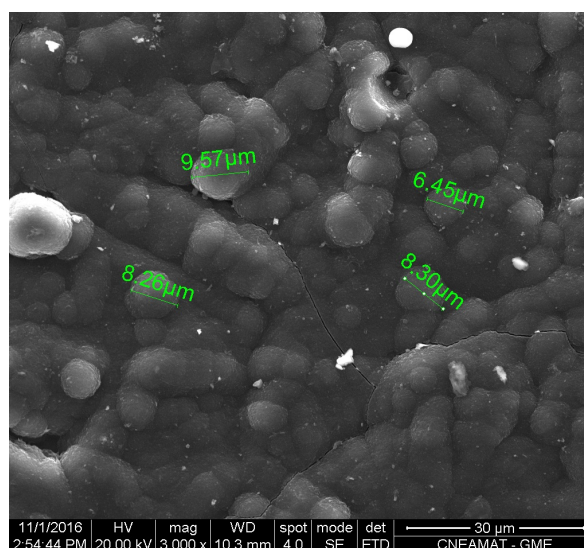


Figura 6.5: Micrografía SEM de un depósito de Be sobre un sustrato de W en la cual se muestran las medidas de algunos los granos superficiales.

superficial del depósito luego de realizado el tratamiento térmico.

En la figura 6.7 se puede ver una vista lateral de un depósito de Be sobre un sustrato de W, la cual muestra que el depósito es uniforme y compacto en todo su espesor. Además, se puede ver que el depósito posee un crecimiento columnar, como se discute en (Winand et al., 1997).

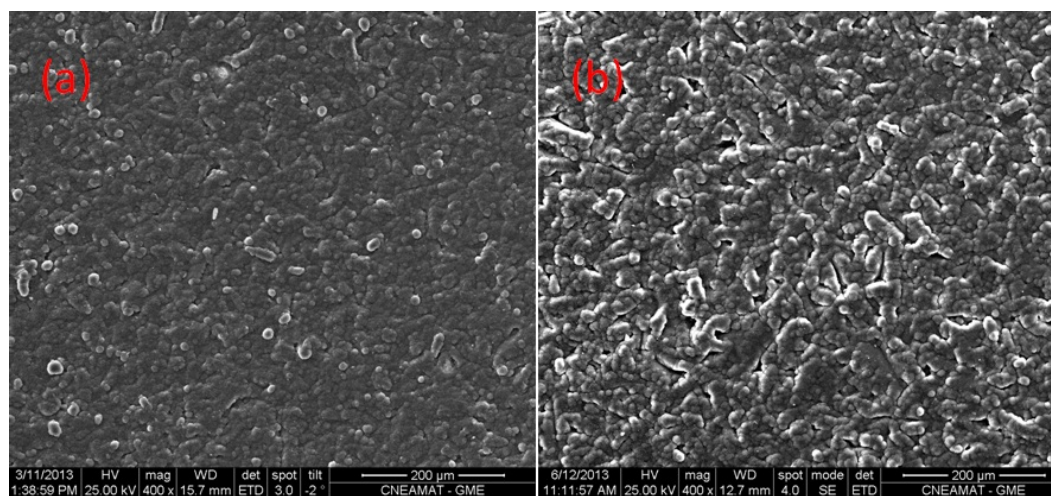


Figura 6.6: Micrografía SEM de un depósito de Be sobre un sustrato de W, (a) con tratamiento térmico y (b) sin tratamiento térmico.

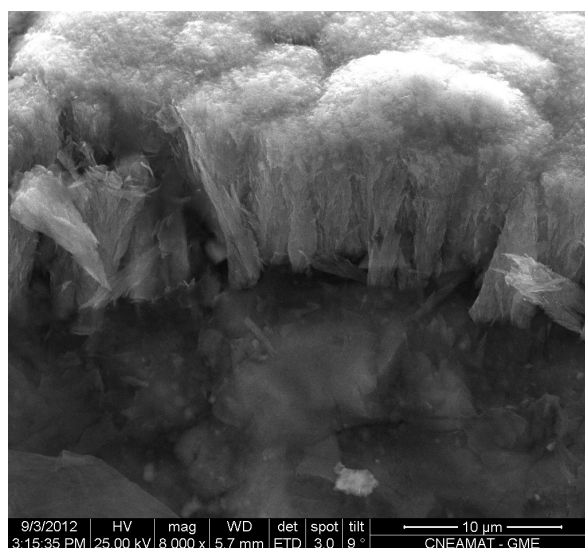


Figura 6.7: Vista lateral de un depósito de Be sobre un sustrato de W.

Una micrografía SEM de un depósito de Be sobre Mo con una intercapa de Ag se puede ver en la figura 6.8. El depósito resultó bien adherido mediante la prueba de la cinta y no se observó ninguna diferencia en la fuerza de adhesión tanto mediante la prueba de la cinta como por inspección visual, comparando con los depósitos sin intercapa de Ag.

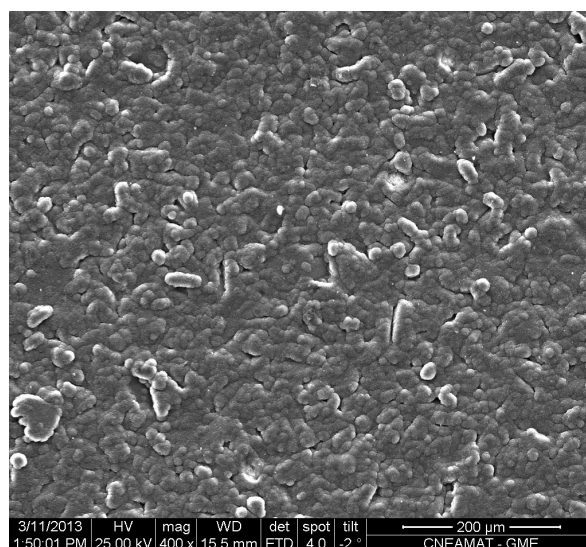


Figura 6.8: Micrografía SEM de un depósito de Be sobre un sustrato de Mo con intercapa de Ag.

6.4.2. Microestructura de los depósitos de Be luego de la irradiación

También se estudiaron las muestras después de ser irradiadas. En la figura 6.9 se puede ver la muestra irradiada en el laboratorio INFN-LNL, tanto en la zona con la impronta del haz (izquierda, lado más oscuro) como en la zona en la cual el haz no impactó (derecha, zona más clara). En la figura se puede observar que, luego de la irradiación, la superficie del depósito mantuvo su morfología superficial de cúmulos circulares uniformes sin daño en toda su superficie.

La adherencia del depósito de Be sobre el sustrato no se modificó ya que luego de realizar la prueba de la cinta, el depósito quedó bien adherido. La zona irradiada se analizó también mediante difracción de rayos X y Microsonda y los resultados serán analizados más adelante.

En la imagen 6.10, se puede ver una micrografía SEM de los depósitos de Be sobre un sus-

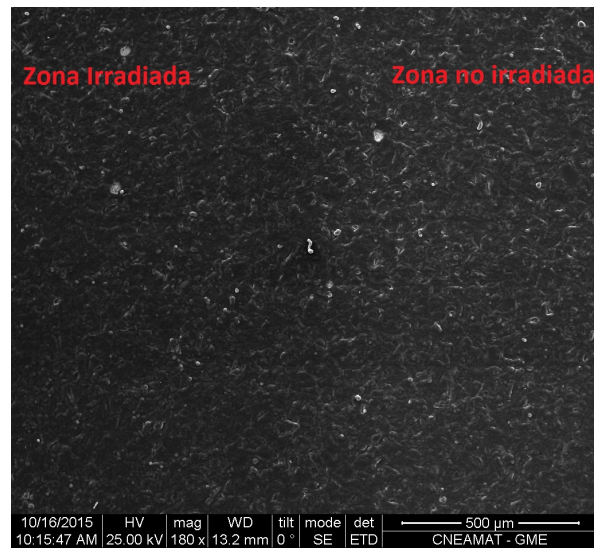


Figura 6.9: Micrografía SEM de la superficie del depósito de Be irradiado en el laboratorio INFN, en la cual se observan ambas zonas, la irradiada y la no irradiada por el haz.

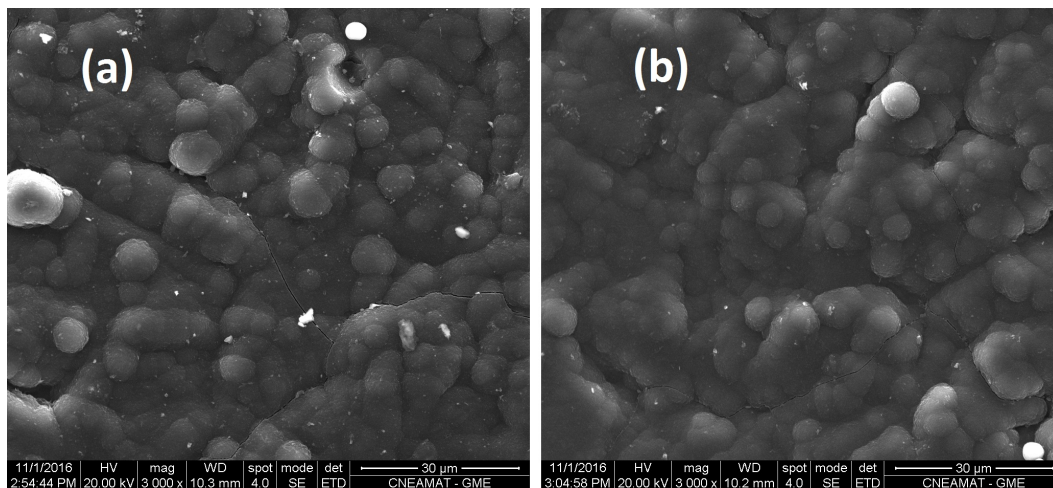


Figura 6.10: Micrografías SEM de los depósitos de Be sobre un sustrato de (a) W y (b) Mo irradiados en el inyector del acelerador TANDAR.

trato de (a) W y (b) Mo irradiados en el inyector del acelerador TANDAR. En las imágenes puede verse que la superficie mantuvo su micro estructura y no se observan daños superficiales en el depósito en ninguno de los dos casos. Tampoco se observan, en ninguno de los dos casos, burbujas causadas por el haz.

La imagen 6.11 corresponde a micrografías SEM de los depósitos de Be sobre un sustrato

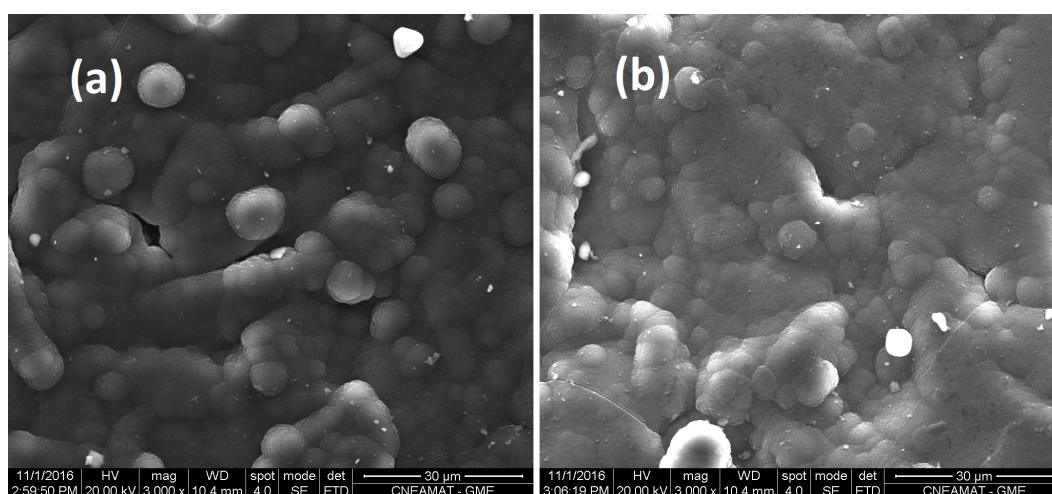


Figura 6.11: Micrografías SEM de los depósitos de Be sobre un sustrato de (a) W y (b) Mo irradiados en el inyector del acelerador TANDAR pero evaluando en una zona de las muestras en la cual el haz no incidió.

de (a) W y (b) Mo que fueron irradiadas pero evaluando en una zona de la muestra en la cual el haz no incidió. Esta imagen permite comparar ambas zonas de las muestras, irradiadas y no irradiadas, y de esta manera poder concluir que el depósito resulta estable frente a una irradiación de alta fluencia, en las condiciones dadas, debido a un haz de partículas cargadas.

6.4.3. Difracción de rayos X

Se realizó un análisis de la estructura cristalográfica de los depósitos, para esto se tomaron difractogramas de rayos X. En la figura 6.12 se muestran los difractogramas obtenidos de los depósitos de Be sobre (a) un sustrato de Mo con una intercapa de Ag y (b) un sustrato de W. Se realizó una identificación de los difractogramas usando la base de datos del programa High Score PlusTM mediante la cual se encontraron picos correspondientes a los elementos simples (Ag, Mo, Be y W) y no se encontraron picos que correspondan a compuestos binarios o ternarios de los materiales constituyentes.

Se analizó también un depósito de Be sobre un sustrato de W con intercapa de Ag. En este caso se encontraron resultados similares al caso anterior, es decir que luego de la iden-

tificación del difractograma se encontraron picos correspondientes a los elementos constituyentes y no se encontraron aquellos correspondientes a compuestos binarios o ternarios de los mismos.

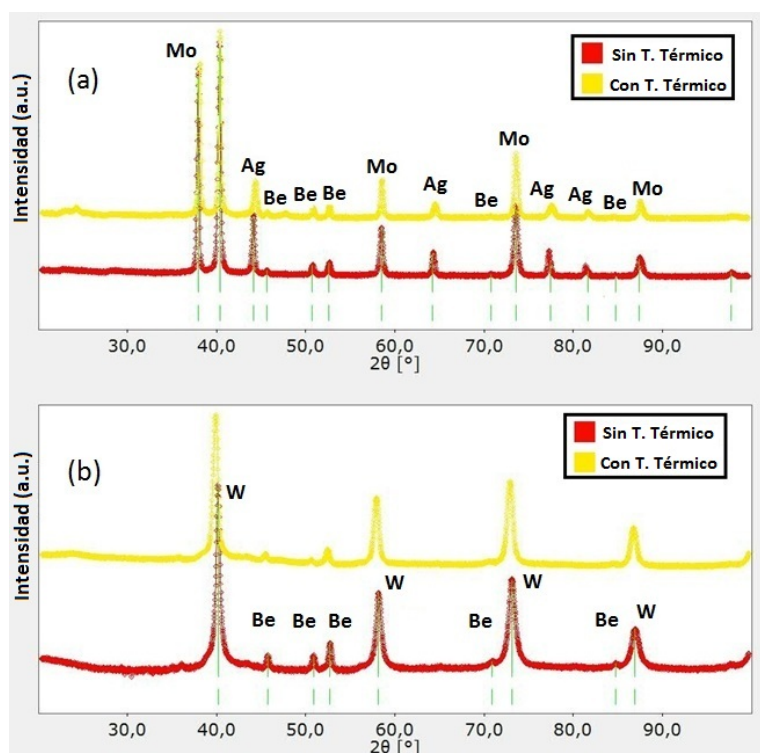


Figura 6.12: Difractogramas de depósitos de Be sobre sustratos de (a) Mo con intercapa de Ag y (b) W, ambos con y sin tratamiento térmico.

Del análisis realizado a los difractogramas, se puede decir que el tratamiento térmico realizado no generó ningún compuesto binario o ternario entre los materiales que constituyen las muestras y por tal motivo puede concluirse que la adherencia de los depósitos a los sustratos elegidos es principalmente por interacción mecánica, generada por la rugosidad superficial lograda en los sustratos.

Se realizó un difractograma de la muestra irradiada en el laboratorio INFN-LNL y al comparar ambos espectros obtenidos de las muestras, antes y después de la irradiación, se

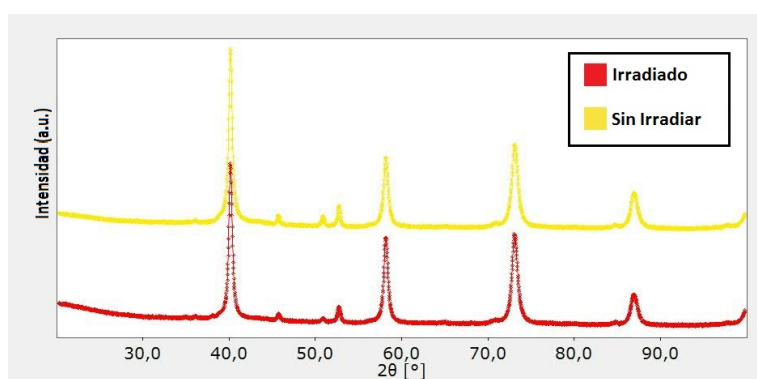


Figura 6.13: Difractogramas de rayos X de depósitos de Be sobre sustratos de W, irradiados y no irradiados.

logró determinar que el depósito preserva su estructura cristalina debido al hecho de que ambos espectros son comparables y como dijimos anteriormente no presentan picos mas anchos ni hay ausencias o picos nuevos, como puede verse en la figura 6.13.

6.4.4. Caracterización de las zonas irradiadas en el INFN-LNL

Para continuar con la caracterización de los efectos producidos por un haz sobre los depósitos, se realizó EDS y WDS sobre la zona de impacto del haz en la muestra realizada en el INFN-LNL y se encontró, como puede verse en la figura 6.14 (a), que además de oxígeno debido a la capa de BeO generada por el contacto de la superficie del depósito de Be con el oxígeno de la atmósfera (Adams y Hurd, 1969), hay presente una componente de C en el espectro obtenido.

La figura 6.14 (b) muestra el espectro EDS de un depósito de Be sobre un sustrato de W en el cual puede verse O y W pero no se observa C. De este espectro se puede concluir que la presencia de C es debido a la irradiación de la muestra y al manipuleo previo a la irradiación.

Con el fin de verificar los elementos encontrados con EDS, se realizó un análisis WDS con microsonda y como puede verse en la figura 6.15 (a) se encontró C y O. En este análisis

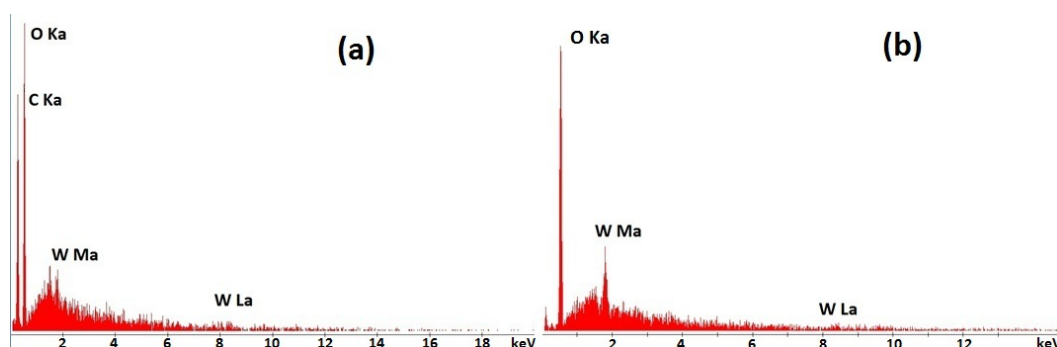


Figura 6.14: Espectro EDS de un depósito de Be sobre un sustrato de W (a) irradiado y (b) no irradiado.

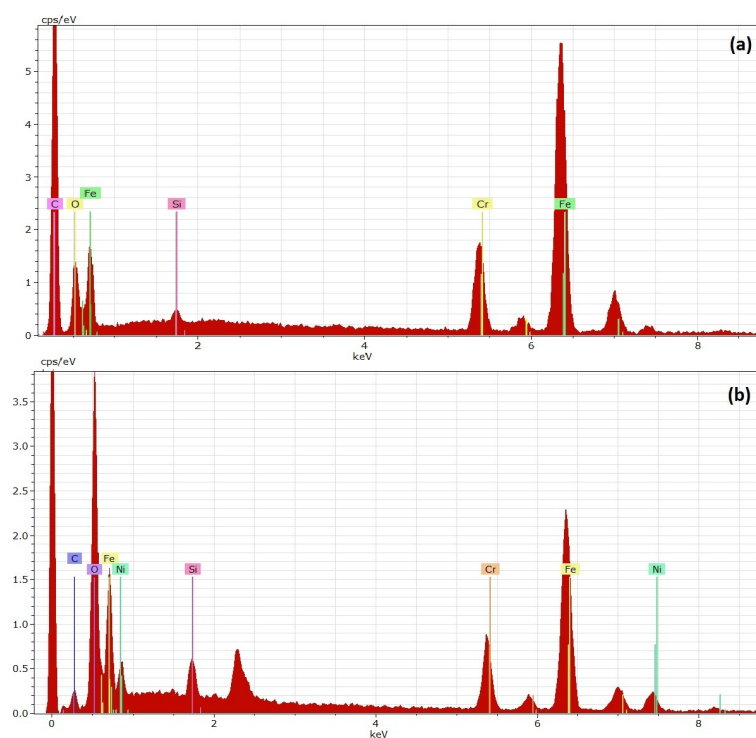


Figura 6.15: Espectro EDS obtenido con microsonda de la muestra (a) irradiada y (b) no irradiada, del depósito de Be sobre un sustrato de W.

también se encontraron, aunque en menores cantidades, Ni, Fe y Al. Dichos elementos fueron también encontrados en una muestra no irradiada, como puede verse en la figura 6.15 (b).

Estas impurezas se cree que provienen del material que se emplea para realizar los

depósitos de Be, como se discute en el trabajo de Adams y Nordin (1989).

6.4.5. Simulaciones con el SRIM

Para estudiar el comportamiento de los depósitos de Be al ser irradiados por un haz de H, se analizaron las condiciones experimentales de irradiación con el software SRIM. Se evaluó el rango de implantación y el daño generado por un haz de H con una energía de 150 keV incidente sobre Be y de un haz de H con energía de 1,45 MeV (la cual corresponde a la energía en régimen de operación del blanco) en depósitos de Be sobre sustratos de W y Mo.

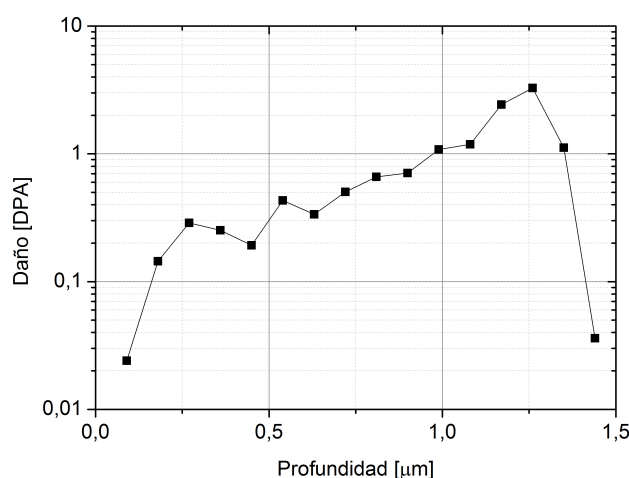


Figura 6.16: Daño sobre un blanco de Be generado por un haz de H con energía de 150 keV, a una fluencia de 10^{18} iones/cm².

En la figura 6.16 se puede ver el daño generado por un haz de protones de 150 keV incidente sobre un depósito de Be para una fluencia de 10^{18} iones/cm². En la figura se puede ver que el haz se frena completamente a una profundidad menor a $1,5 \mu\text{m}$ y genera un daño máximo de 3 DPA a una profundidad de $1 \mu\text{m}$.

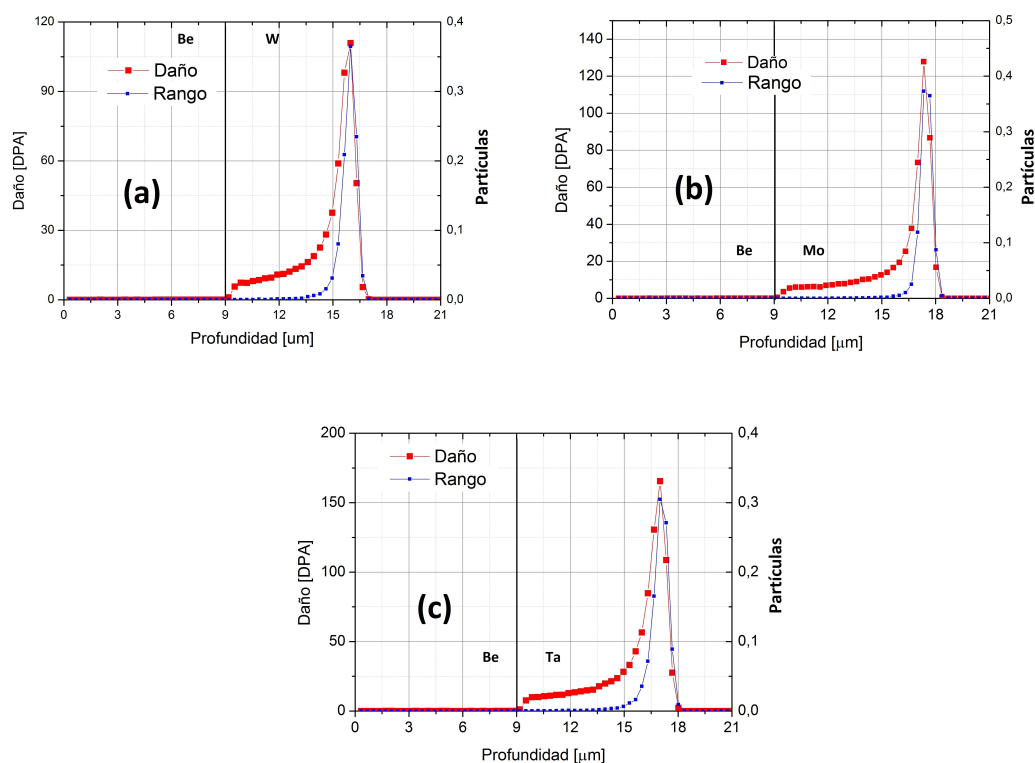


Figura 6.17: Rango de implantación y daño sobre un blanco de Be de $9\ \mu m$ de espesor depositado sobre una armadura de (a) W, (b) Mo y (c) Ta, generado por un haz de H con una energía de 1,45 MeV, a una fluencia de $10^{18}\ \text{iones}/\text{cm}^2$.

Por otro lado, si la energía es mayor (1,45 MeV) el rango de implantación también lo es, como se muestra en la figura 6.17, donde se puede ver el resultado de una simulación realizada con el software SRIM (Stoller et al., 2013), con la cual se obtuvo el rango de penetración y el daño generado por un haz de H. El depósito de Be de $9\ \mu m$ de espesor es totalmente atravesado y los iones penetran hasta la armadura de (a) W, (b) Mo y (c) Ta. En esta figura se puede ver que el haz se frena completamente en el material de la armadura a una profundidad de entre 14 y $18\ \mu m$.

En la figura 6.18 se puede ver el daño que se genera sobre un blanco de Be de $9\ \mu m$ de espesor con armadura de (a) W, (b) Mo y (c) Ta, para fluencias de $2 \cdot 10^{18}$, $1,2 \cdot 10^{19}$ y $5 \cdot 10^{20}$, obtenido de una simulación realizada con el software SRIM. En este caso se puede ver que

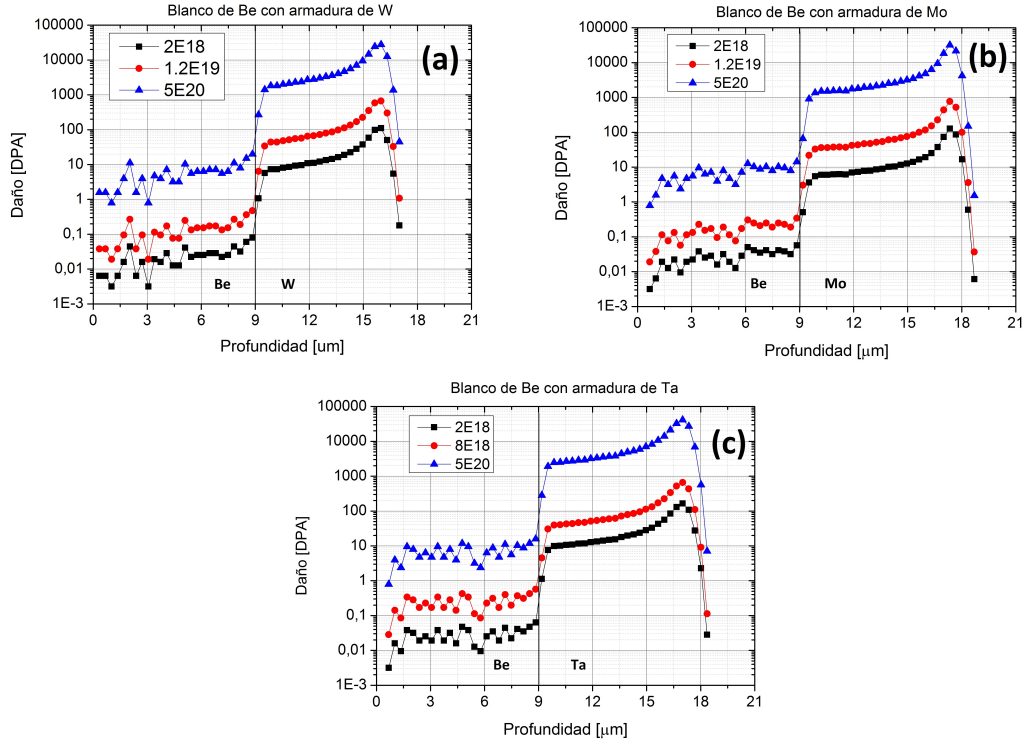


Figura 6.18: Daño generado por un haz de H con 1,45 MeV sobre un blanco de Be de 9 μm de espesor con armadura de (a) W, (b) Mo y (c) Ta, para fluencias de $2 \cdot 10^{18}$, $1,2 \cdot 10^{19}$ y $5 \cdot 10^{20}$.

para todos los materiales y fluencias, el daño que se genera en el depósito de Be es ~ 2 órdenes de magnitud menor al daño que se genera en el pico de Bragg localizado en la armadura, comparando en cada caso.

A partir de los resultados de estas simulaciones podemos concluir que el material que limita la vida útil del blanco es la armadura debido a que, en condiciones finales de operación, el haz se frena completamente en la armadura haciendo que las consecuencias del daño por hidrógeno y radiación sólo se manifiesten en la armadura. Además, el daño que se genera en la armadura es de 2 órdenes de magnitud mayor al generado en el depósito de Be.

6.4.6. Degradación del depósito de Be causado por las reacciones nucleares

La proporción P es la probabilidad de que un D que incide sobre el blanco de Be, con energías entre 1,45 y 1 MeV, produzca una reacción nuclear. Para obtenerla, se tiene que el número de reacciones Π por átomo de Be por segundo está dado por:

$$\Pi = \sigma \Phi_d, \quad (6.1)$$

donde σ es la sección eficaz de reacción y $\Phi_d = i/(Aq_e)$ es el flujo de deuterones, i es la corriente del haz incidente, A es el área transversal del haz y q_e es la carga del electrón. La densidad atómica y la cantidad de átomos de Be en el volumen de interacción del haz estarán dadas por:

$$\eta_{Be} = \rho_{Be} \frac{N_a}{A_{Be}} A \Delta x, \quad (6.2)$$

$$V_{Be} = \eta_{Be} A \Delta x, \quad (6.3)$$

donde Δx es el espesor del depósito, N_a es el número de Avogadro y A_{Be} es la masa atómica del Be.

Al multiplicar la ecuación 6.1 por la cantidad de átomos de Be en el volumen del blanco, se obtiene la cantidad de reacciones nuclear por segundo κ , dada por:

$$\kappa = \frac{\sigma \eta_{Be} \Delta x i}{q_e}, \quad (6.4)$$

y sabiendo que $N_D = i/q_e$ es la cantidad de deuterones incidentes por segundo, se tiene que:

$$P = \sigma \eta_{Be} \Delta x, \quad (6.5)$$

es el cociente entre cantidad de reacciones nucleares totales producidas y la cantidad de D incidentes, es decir, la probabilidad de que se produzca una reacción nuclear.

Entonces, sabiendo que $\sigma = 0,8 \text{ barn}$ es la sección eficaz total (Capoulat, 2014), $\Delta x = 9 \mu m$ es el espesor medio del blanco y $\eta_{Be} = 1,204 \cdot 10^{23} \frac{\text{atoms}}{\text{cm}^2}$ se obtiene que $P \sim 2 \cdot 10^{-7}$. Es decir que si se usara el blanco unas 100 o 1000 horas de irradiación (lo que equivale a fluencias de 10^{20} y $10^{21} \text{ iones/cm}^2$), la cantidad de D interactuaría con el depósito de Be sería del orden de $10^{13} - 10^{14} \text{ iones/cm}^2$.

Hay que tener en cuenta que el valor de la sección eficaz total utilizada para el cálculo de P es en el peor de los casos, es decir que es cuando la sección eficaz es máxima y corresponde a D incidentes de 1 MeV (Capoulat, 2014). Esta energía, en nuestro caso, representa a la energía de los D que salen del blanco. Debido a esto la probabilidad real P será aún menor al valor aquí calculado, es decir que la hipótesis es conservativa.

Esto nos permite determinar que la cantidad de reacciones nucleares que se generan durante las irradiaciones son varios órdenes de magnitud menores a la cantidad de partículas incidentes del haz y por tanto, no es necesario tener en cuenta este fenómeno como una causa significativa de degradación del depósito de Be.

6.5. Conclusiones del capítulo

En este capítulo se presentó una breve descripción de la reacción ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ y, a partir de esta descripción, se mostró la necesidad de realizar depósitos bien adheridos de Be sobre diferentes sustratos propuestos. Se evaluaron las dos técnicas más apropiadas para realizar

los depósitos de interés y se describieron en particular, los detalles de la técnica utilizada: Deposición Física de Vapor por Evaporación.

Se realizó una breve recopilación de otras diversas aplicaciones para los depósitos de Be (además de la de interés en esta tesis) sobre diferentes sustratos y se discutió acerca de los peligros y las medidas de seguridad relevantes para manipular Be metálico.

A partir del estudio y la realización de un tratamiento de granallado superficial a los sustratos usando partículas de óxido de aluminio, el cual genera una rugosidad controlada sobre dichas superficies, se lograron obtener depósitos bien adheridos de Be sobre sustratos de W y Mo de $9\ \mu m$ de espesor medio.

Se observó que los depósitos de Be copian la rugosidad del sustrato, esto significa que para obtener depósitos con un espesor uniforme es necesario que la superficie del sustrato tenga una rugosidad baja. Se observó además que los depósitos resultaron estables y bien adheridos luego de realizarles un tratamiento térmico a $800\ ^\circ C$.

Se analizó la necesidad de realizar una intercapa de Ag entre el sustrato y el depósito de Be para aumentar la adherencia del mismo (Knowles y Hazlett, 1970). No se observaron diferencias significativas entre los depósitos con y sin la intercapa de Ag, tanto a simple vista como mediante el análisis de los difractogramas de rayos X.

Luego de analizar los difractogramas de rayos X se determinó que no se formaron compuestos binarios o ternarios entre los materiales constituyentes de las muestras. Además se observó que para rugosidades menores a $0,5\ \mu m$ los depósitos no se adhieren satisfactoriamente al sustrato.

Esto permitió determinar que la adherencia de los depósitos de Be a los sustratos es debido a un anclaje mecánico entre ambos y no debido a un anclaje químico causado por la difusión del Be hacia el sustrato y la posterior formación de compuestos binarios, o ternarios.

Uno de los depósitos de Be sobre un sustrato de W fue irradiado con un haz de deuterones con una energía de 1,45 MeV durante 46,29 hs con una corriente media de 70,38 nA, lo que equivale a una fluencia total de $7,3 \cdot 10^{16} \text{ iones/cm}^2$, en el laboratorio INFN-LNL, en Legnaro, Italia. La caracterización de esta muestra usando microscopia SEM y difracción de rayos X, permitió establecer que no se generó daño estructural o superficial debido a la irradiación. La adherencia al sustrato de dicha muestra no se vio afectada, como se pudo corroborar con la prueba de la cinta. A través del análisis realizado con EDS en la microsonda a la muestra irradiada se encontró presencia de C. Se encontraron también materiales espúreos como Fe, Ni y Al. Estas impurezas se suponen que provienen del material usado para evaporar y realizar los depósitos.

Se irradiaron dos depósitos de Be sobre un sustrato de W y un sustrato de Mo en el inyector de acelerador TANDAR. Estas irradiaciones se realizaron con un haz de protones (H^+) a 150 keV y corrientes de entre 2 y $6,4 \mu A$. Las fluencias alcanzadas en estas muestras fue de $\sim 10^{18} \text{ iones/cm}^2$. No se observaron daños sobre los depósitos causados por dichas irradiaciones.

A partir de simulaciones realizadas con el SRIM se pudo determinar que, en condiciones finales de operación del blanco, el haz de D se frenará completamente en la armadura del blanco, a una profundidad de entre 14 y $18 \mu m$. En función de estos resultados se concluyó que, si bien se genera daño en el depósito de Be a causa del haz incidente, al no frenarse en el Be no hay D implantado en el mismo, entonces las vacancias generadas por el haz no se lle-

narán de partículas de D con lo cual el mecanismo de generación de blisters no se producirá.

Si bien una fluencia de 10^{18} iones/cm² equivale a una hora de irradiación en condiciones finales de operación del blanco, el análisis de las simulaciones realizadas con el SRIM permitió establecer que dicha fluencia es suficiente para estudiar la estabilidad de los depósitos de Be frente a haces de H (o D) en condiciones de operación del blanco luego de una cantidad mayor de horas de irradiación de la terapia.

Además, se realizó una estimación de la proporción $P = 10^{-7}$ de haz incidente que interactúa con el depósito de Be produciendo reacciones nucleares. Esto último permitió determinar que el deterioro del depósito de Be a raíz de esta causa no es significativo.

Capítulo 7

Diseño de un prototipo de blanco de producción de neutrones

7.1. Introducción

Habiendo desarrollado cada parte del blanco por separado (depósito de Be, armadura y sustrato refrigerante), es la intención de este capítulo profundizar sobre el desarrollo y construcción del prototipo de blanco de producción de neutrones.

En primera instancia se desarrollará el diseño propuesto para la brida que le dará soporte a todo el blanco, se hablará de la elección del material y la geometría de los microcanales y se mostrarán los resultados de las simulaciones termo-hidrodinámicas.

Luego se expondrá sobre el ensamble de la armadura al sustrato refrigerante. El cual se propone llevar a cabo mediante una técnica denominada soldadura por difusión con una intercapa de Ni, la cual favorece la adherencia entre el sustrato de Al y el material de armadura.

7.2. Elección de la geometría y del material del sistema de microcanales

A partir de los resultados obtenidos, tanto en el maquinado como en el funcionamiento del prototipo de validación desarrollado en el capítulo 4.4.1, se realizó un nuevo análisis de

la geometría usando el modelo de resistencia térmica. Se dejó constante un caudal de $1,2 \text{ m}^3/\text{hr}$ ($20 \text{ l}/\text{min}$) debido a que, como se discutirá más adelante, es un caudal razonable de condición de operación del blanco.

En este caso, la densidad de potencia inyectada al sistema se fijó en $553 \text{ W}/\text{cm}^2$, el área de disipación del blanco será de $10 \times 10 \text{ cm}$. Estos dos parámetros son los que se proponen para el blanco en régimen de operación, con un haz de $1,45 \text{ MeV}$ de energía, distribuido en una superficie circular con 10 cm de diámetro y 15 mA de corriente, la cual será la corriente de operación en una etapa inicial (posteriormente se planea aumentar la corriente a 30 mA).

De igual manera al trabajo realizado en el análisis de la geometría y la elección del material para el diseño del banco de pruebas, se iteró una amplia cantidad de geometrías de canales. La geometría elegida es tal que la temperatura en la superficie del sustrato refrigerante no supere los $200 \text{ }^\circ\text{C}$ y la caída de presión, en los microcanales, tenga un valor no mayor a 2 bar .

Estos valores máximos para la temperatura en la superficie del sustrato y la caída de presión en los microcanales se establecieron de manera de que el sistema de refrigeración trabaje en una condición en la que el blanco opera en condiciones seguras y con baja exigencia de los elementos de componen el circuito de fluido y con un menor consumo energético y desgaste de los sistemas de purificación de agua.

En función de las condiciones propuestas para la elección de la geometría del blanco y el resultado de las simulaciones, se llegó a que una geometría satisfactoria sería:

- Ancho de los canales (W_{ch}): 0.5 mm
- Ancho de la pared de los canales (W_w): 0.5 mm
- Alto de los canales (H): 1 mm

Esta geometría se eligió debido a que es factible maquinarla en CNC y ya se posee experiencia del trabajo realizado para el banco de pruebas. Además, esta geometría, genera condiciones razonables de caída de presión dentro de los microcanales, sumado a que la temperatura máxima en la superficie del disipador para el caudal elegido está dentro de lo propuesto.

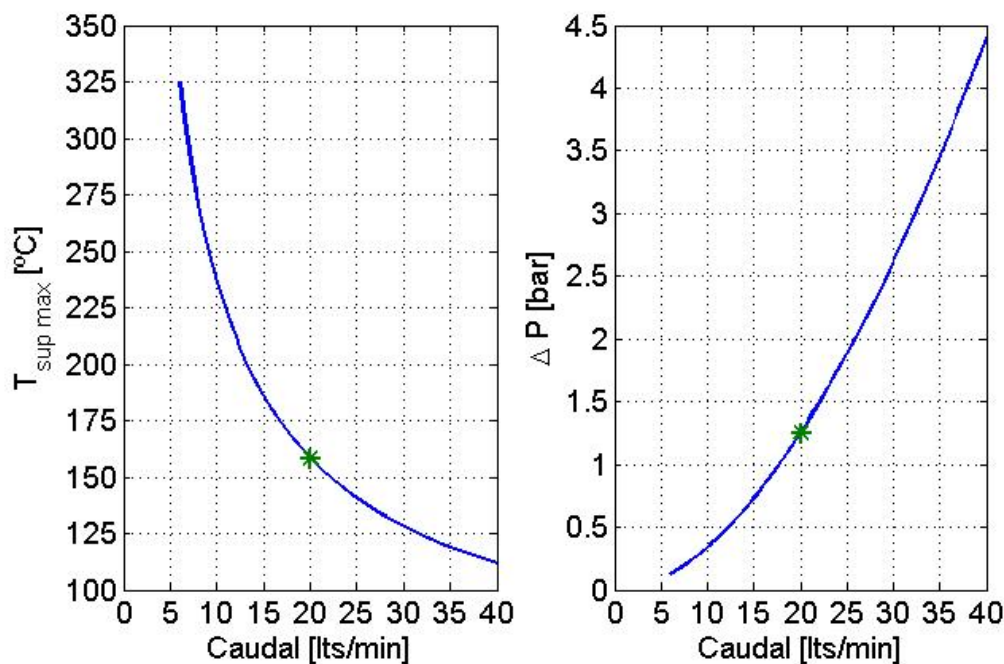


Figura 7.1: Temperatura y caída de presión en función del caudal, para la geometría de microcanales elegida para maquinar en el blanco.

En la figura 7.1 se puede ver (a) la temperatura máxima en la superficie del disipador con la geometría elegida en función del caudal del fluido y (b) la caída de presión ΔP en los microcanales. En ambas figuras se señaló particularmente el punto que corresponde a un caudal de 20 lts/min, que es el caudal elegido para operar el blanco.

Si se quisiera bajar el caudal para disminuir la caída de presión, o si esto ocurriera por algún imprevisto de funcionamiento, se puede ver que si el caudal llega a ~ 13 lts/min

(lo que representa un descenso del caudal del 35 %) la temperatura de la superficie del disipador estaría aún por debajo de la cota superior de 200°C , fijada como la temperatura máxima en la superficie del blanco. Esto permite que en caso de un imprevisto que afecte el caudal del fluido, el blanco aún podría funcionar de manera segura y en caso de ser necesario, se podrían activar los mecanismos de seguridad para cesar la irradiación.

Se puede agregar además que si se quisiera bajar aún más la temperatura de la superficie del blanco o si se quisiera aumentar la potencia inyectada al sistema, se podría aumentar el caudal hasta por lo menos un 50 % y la caída de presión en los microcanales no aumentaría drásticamente (2,5 bar, lo que equivale a 0,5 bar por arriba del valor establecido como cota superior). Esto último muestra que esta geometría permite cambiar los parámetros de operación sin sufrir variaciones importantes de rendimiento.

Como se discutió anteriormente, la tecnología disponible en CNEA para realizar el maquinado de los microcanales es la de CNC (control numérico computarizado). Nuevamente los dos materiales candidatos a ser usados de disipador son Al y Cu.

Para realizar la elección del material con el cual fabricar el blanco, se realizaron simulaciones con la geometría elegida usando Al y Cu como materiales de sustrato. Los resultados de las simulaciones se pueden ver en la tabla 4.1, en la cual se observa que la resistencia térmica total del sistema de Al es solamente un 11 % mayor a la del Cu (para la misma geometría de microcanales).

A pesar de que la conductividad térmica del Cu es aproximadamente el doble que la del Al, las cuales son 400 W/(mK) y 237 W/(mK) , a 20°C , la temperatura máxima que se alcanzaría en la superficie del disipador es de 142.5°C para el caso del Cu y 157°C para el caso del Al.

	Al	Cu
Resistencia térmica total	0.2477 K/(W/cm ²)	0.2228 K/(W/cm ²)
Temp. salida fluido	56.4 °C	56.4 °C
Temp superficie Max	157 °C	142.5 °C
ΔP channel	1.25 bar	1.26 bar
Eficiencia de los canales	83 %	89 %

Tabla 7.1: resumen de las principales variables térmicas e hidrodinámicas.

En función de los resultados obtenidos de las simulaciones y debido a que el Al es un material mucho más barato y factible de maquinar en las facilidades de la CNEA, se propone entonces realizar los disipadores en Al usando la geometría de microcanales previamente discutida.

7.3. Diseño de la brida y simulaciones hidrodinámicas y térmicas

Luego de elegir el material en el cual se maquinará el sustrato refrigerante y la geometría de los microcanales, se realizó un diseño de la brida que dará soporte al sistema de refrigeración. Esto es, la estructura que se acopla a los tubos de aceleración la cual contiene a los plenos de entrada y salida del fluido refrigerante y el disipador con microcanales, maquinados sobre la base.

En la figura 7.2 (a) se tiene un plano de la parte superior de la brida en la cual se encuentran los plenos de entrada y de salida del fluido y (b) corresponde a la base de la brida donde está ubicado el sistema de microcanales. Al acoplar ambas partes, queda el disipador maquinado en la base de la brida que cierra el acelerador junto con los plenos y los canales de entrada y salida en la tapa de la misma.

Luego de ser maquinadas, ambas partes se unirán mediante el proceso de soldadura por difusión que también se empleó con el mismo fin en el banco de pruebas en el capítulo 4.

Es importante destacar que con este diseño, los bordes de unión entre la tapa y la base de la brida quedan ubicados en la parte exterior de la columna de aceleración, lo cual es una condición importante del diseño ya que de tal manera, de haber alguna pérdida del fluido por ésta unión, no se produce ingreso de fluido a la columna de alto vacío.

La aleación de Al elegida para la base fue la 1050, esta posee el más alto coeficiente de conductividad térmica de las aleaciones disponibles en el mercado Argentino. Esta aleación está compuesta 99,5 % Al y el resto son distintos materiales aleantes, con lo cual, la conductividad térmica (y su comportamiento con la temperatura) es, esencialmente, la del material puro ([Matweb, 2016](#)).

Para maquinar la tapa se eligió la aleación de Al, 6061. Si bien esta aleación posee un coeficiente de conductividad menor al del material puro, 167 W/mK, obtenido de ([ASM, 2016](#)), no afecta a la disipación de calor del sistema debido a que en el modelo de resistencia térmica se considera aislante térmica a la tapa de los micro canales.

En la figura 7.3 se puede ver (a) la tapa y (b) la base de la brida con el sistema de microcanales, ambos ya maquinados en los materiales¹ seleccionados.

Debido al tamaño de los microcanales, no es posible realizar una simulación de toda la brida completa ya que para hacerlo, es necesario la construcción de una malla con una cantidad de elementos tan grande que no alcanza el poder de cómputo disponible para resolverla. Por esto, se optó por simular el sistema como tres problemas, en principio desacoplados,

¹La complejidad de realizar 100 canales con las dimensiones elegidas hizo que el maquinado lleve 15 días continuos de trabajo en el CNC.

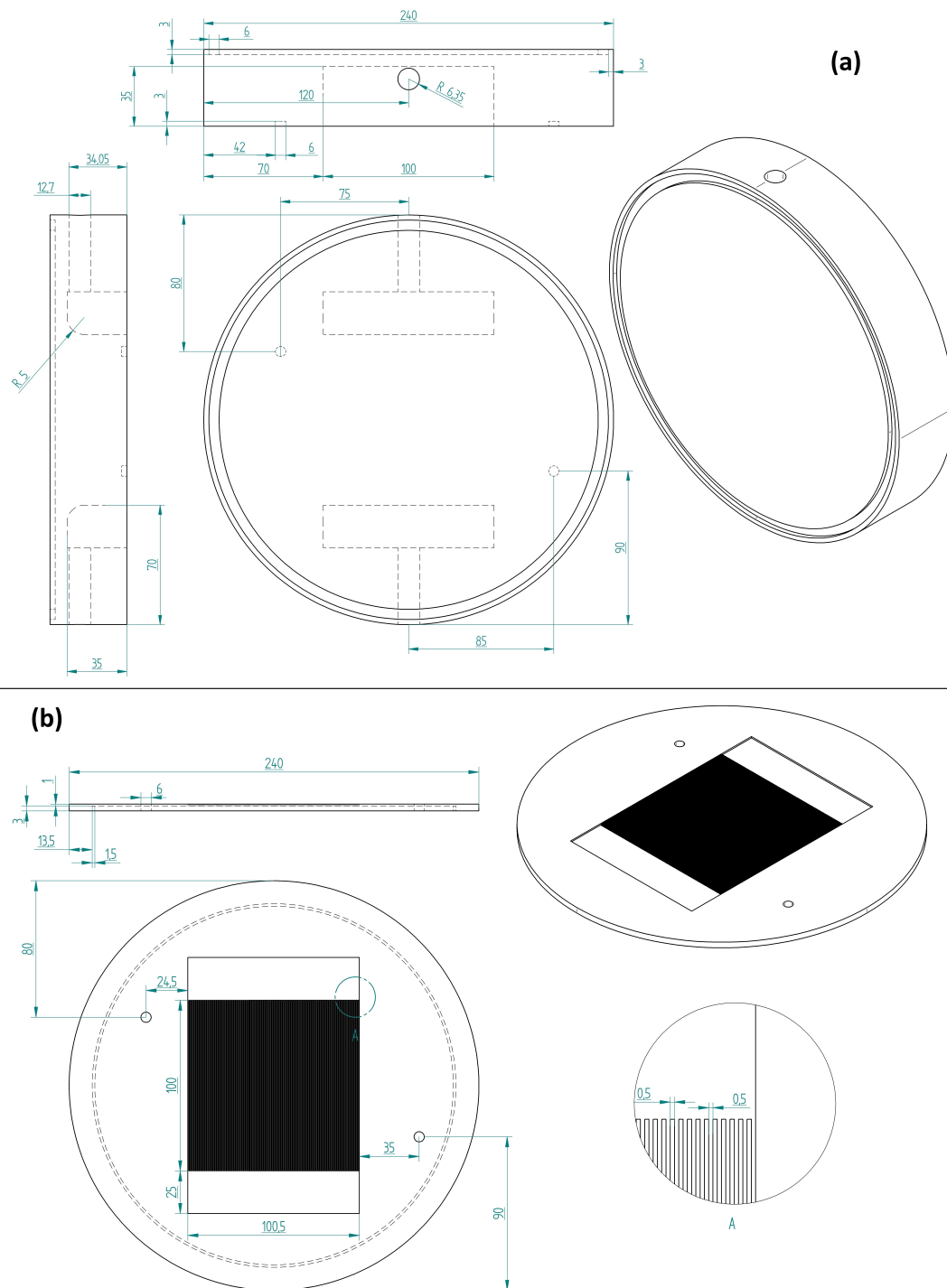


Figura 7.2: Plano de la brida con el sistema de microcanales.

pero que al ingresar las condiciones de contorno de manera apropiada, cada parte quede vinculada a la anterior. Esto es, que los parámetros termo-hidrodinámicos de salida de la

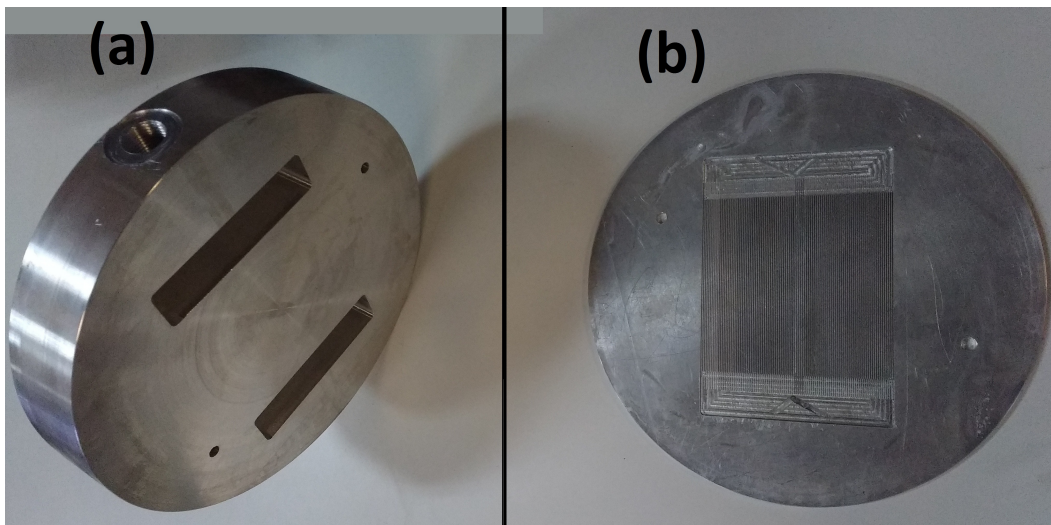


Figura 7.3: Fotografía correspondiente a (a) la tapa y (b) la base de la brida con el sistema de microcanales.

primera parte del sistema sean los parámetros de entrada de la segunda y así sucesivamente.

Usando el diseño propuesto para la brida, se realizaron simulaciones hidrodinámicas de los plenos de entrada y salida, los cuales son las dos cavidades rectangulares que se ubican antes y después de los microcanales respectivamente para un caudal de 20 lts/min, usando el software COMSOL MultiphysicsTM. El pleno de entrada redirecciona el flujo desde el ingreso y hacia los canales, mientras que el de salida lo hace desde los canales y hacia la salida de la brida.

En la figura 7.4 (a) se puede ver el resultado de la simulación de la presión del fluido en el pleno de entrada del dissipador. En particular, en la superficie de salida del fluido (entrada a los canales) puede verse una distribución de la presión uniforme sobre todo el largo de la misma, lo cual da cuenta de la uniformidad del caudal en toda la entrada a los canales. La caída de presión, ΔP , que se genera para este caudal es de 0.11 bar.

En la figura 7.4 (b) se observa el resultado de la simulación para la velocidad del fluido en

el pleno de entrada al sistema de microcanales y puede verse que la velocidad es uniforme en todo el ancho de la superficie de entrada a los canales. Esto da cuenta que el diseño de entrada del fluido al sistema de canales funciona correctamente en el sentido de que todos los canales tienen el mismo flujo.

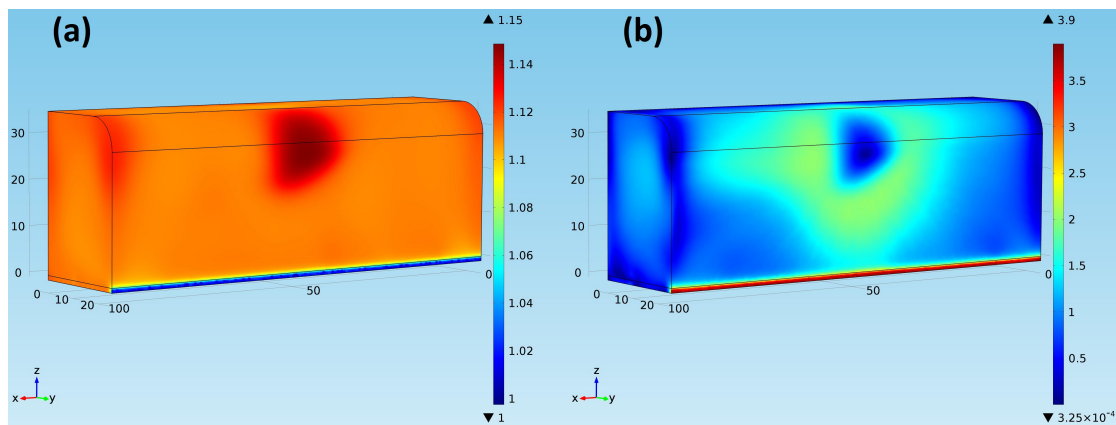


Figura 7.4: Resultado de la simulación del pleno de entrada. (a) Presión del fluido (en bar) (b) velocidad del fluido (en m/s), para un caudal de 20 lts/min.

Similarmente a como se vio en la figura del pleno de entrada, en la figura 7.5 se puede ver (a) la presión (en bar) y (b) la velocidad del fluido (en m/s) a un caudal de 20 lts/min, pero en este caso en el pleno de salida. Se obtuvo que la caída de presión, ΔP , que se genera para ese caudal es de 0.05 bar.

La caída de presión total generada por ambos plenos para 20 lts/min es de 0.16 bar. En conjunto con los microcanales, que generan una caída de presión de 1.25 bar (como se discutió en la sección 7.2), se detecta una caída total de presión menor a 1.5 bar para el caudal de operación, fijado en 20 lts/min.

Con estos resultados podemos concluir que el diseño de la brida en conjunto con la geometría elegida para los microcanales cumplen satisfactoriamente los requerimientos térmicos del blanco en un régimen de operación hidrodinámico relajado, teniendo en cuenta que

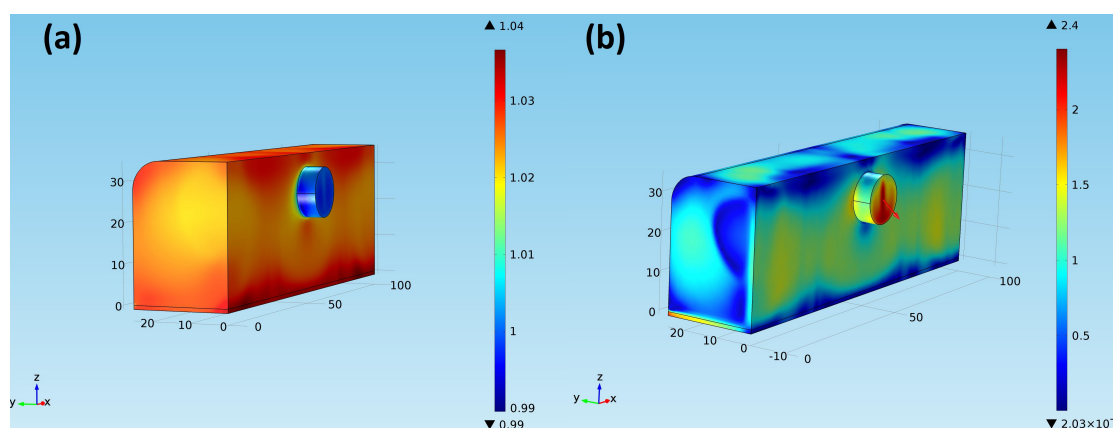


Figura 7.5: Resultado de la simulación del pleno de salida. (a) Presión del fluido (en bar) (b) velocidad del fluido (en m/s), para un caudal de 20 lts/min.

una bomba de agua comercial puede entregar con facilidad las solicitudes de caudal y presión requeridos por el sistema de refrigeración.

7.4. Introducción a la técnica propuesta para el ensamble de la armadura al sustrato refrigerante

Como se discutió anteriormente, la estructura propuesta del blanco constará de 3 partes: el depósito de Be, la armadura y el sustrato refrigerante. Debido a que el haz se frena principalmente en la armadura, el contacto térmico entre el sustrato refrigerante y la armadura debe ser íntimo y robusto para minimizar la resistencia térmica generada por la interfaz entre ambos y de esta manera mantener una alta eficiencia de drenado de calor.

Para realizar una unión con dichas características, se propone una técnica de soldadura por difusión usando una intercapa de Níquel (Bolcavage y Hart, 2003). El proceso consta básicamente en generar una rugosidad controlada en el sustrato de Al, en el material a ser adherido o en ambos. Luego se realiza un depósito de Níquel, usando la técnica de electrodeposición desarrollada más adelante, sobre uno de los dos elementos a soldar (pre-

ferentemente el material que en este caso se empleará de armadura) usando la técnica de electrodeposición. Posteriormente se ponen en contacto ambas partes ejerciendo una presión, con el fin de que las dos superficies tengan un excelente contacto. Por último se realiza un tratamiento térmico en atmósfera controlada a una temperatura de entre 450°C y 500°C por al menos tres horas. De esta manera se logran soldar ambos materiales.

Debido a que no se han realizado pruebas empíricas de la técnica propuesta, en las siguientes secciones sólo se detallarán los aspectos teóricos y prácticos de la misma a modo de introducción y resumen. Se espera seguir trabajando sobre el tema en el futuro.

7.4.1. Niquelado por electrodeposición

El Niquelado por electrodeposición es un proceso que consiste en depositar Níquel sobre una pieza metálica. Para esto, la pieza a niquelar que cumple las veces de cátodo, es inmersa en una solución electrolítica que contiene sales solubles de Ni, entre otros componentes.

Al disolverse, las sales de Ni se disocian en iones divalentes de Ni (Ni^{++}) junto con iones negativos. Al aplicar una corriente entre el cátodo y el ánodo de Ni, los iones de Ni positivos reaccionan con dos electrones y son convertidos en Ni metálico en la superficie del cátodo. En el ánodo, el Ni metálico se disuelve para formar iones positivos divalentes que entran a la solución. De esta manera, los iones de Ni que estaban presentes en la solución y se depositaron en el cátodo (como es deseado) se reemplazan por nuevos iones de Ni que salen de la ánodo.

Para obtener la tasa de deposición de Ni sobre el sustrato se tiene que la cantidad de metal depositado en el cátodo y la cantidad disuelta en el ánodo es proporcional a la cantidad de corriente que circuló en un determinado tiempo del proceso de electrodeposición.

Para el Ni, cuyo peso atómico es 58,70 y su valencia es 2, se tiene un peso equivalente de 29,35 g/mol y dado que un mol de electrones tienen una carga de 96,485 c (o 26,799 $A\ hr$), operando se tiene que se depositan 1,095 gr de Ni por Ampere-Hora.

Entonces, para calcular la masa de Ni depositada al aplicarse una determinada corriente en un dado tiempo se usa la siguiente ecuación:

$$m_{Ni} = 1,095It; \quad (7.1)$$

donde m es la masa de Ni depositada en un tiempo t a una corriente I .

Sabiendo que la densidad del Ni es 8,907 gr/cm^3 y escribiendo a la masa del Ni como:

$$m_{Ni} = \delta_{Ni} T_{ni} A_{sust}; \quad (7.2)$$

donde δ_{Ni} , T_{ni} y A_{sust} son la densidad del Ni, el espesor y el área del depósito respectivamente, operando en la ecuación 7.2, se tiene que:

$$T_{ni} = \frac{12,294It}{A_{sust}}; \quad (7.3)$$

donde T_{ni} está en μm y A_{sust} en dm^3 .

Debido a que en la solución se producen reacciones electro-químicas secundarias que pueden consumir una pequeña fracción de los electrones, como por ejemplo la descarga de iones de hidrógeno del agua o burbujas de hidrógeno en la superficie del cátodo, es necesario definir la eficiencia del cátodo, la cual puede variar entre 0,9 a 0,97. Usualmente, es común usar una eficiencia de 0,955 a falta de un valor empírico. Teniendo en cuenta la eficiencia del proceso, la ecuación 7.1 y 7.3 quedan:

$$m_{Ni} = 1,046It, \quad (7.4)$$

$$T_{ni} = \frac{11,741It}{A_{sust}}. \quad (7.5)$$

Con lo cual, sabiendo el área del sustrato, la corriente aplicada y el tiempo de electrodeposición, se puede obtener el espesor del depósito de Ni.

Las soluciones usuales para realizar el proceso de electrodeposición de Níquel puro son compuestas de sulfato de Níquel, cloruro de Níquel y ácido Bórico en concentraciones de entre 240 a 300 g lts^{-1} , 30 a 90 g lts^{-1} y 30 a 45 g lts^{-1} respectivamente.

7.4.2. Proceso propuesto para realizar la soldadura por difusión

Una vez realizado el niquelado sobre la superficie del material, que será usado de armadura del blanco, se debe realizar el proceso de soldadura por difusión propiamente dicho.

Para esto Bolcavage y Hart (2003) proponen juntar ambas superficies a soldar ejerciendo una presión del orden de $10^8 N/m^2$ (7 ton/pulg²) y realizar un tratamiento térmico a 500 °C durante 3 horas. De esta manera, el Ni difunde en ambos materiales formando compuestos binarios tanto con el Al como con el material de la armadura logrando una unión íntima y una resistencia de hasta $3,8 \cdot 10^8 N/m^2$.

7.5. Conclusiones del capítulo

En este capítulo se mostró el trabajo realizado para elegir tanto la geometría del sistema de microcanales como el material con el cual se fabricará. Se eligió una geometría de canales de 0.5 mm de ancho por 1 mm de profundidad separados entre sí por 0.5 mm, construida

en Al, 1050 para la base y 6061 para la tapa. La misma se maquinó y se muestra el trabajo terminado.

Según los resultados numéricos entregados por las simulaciones, la geometría elegida genera una temperatura máxima en la superficie del blanco de $157\text{ }^{\circ}\text{C}$ y una caída de presión de 1.25 bar. Estos parámetros se encuentran dentro de los valores fijados como parámetros de operación del blanco. Se realizaron además simulaciones de los plenos de entrada y salida de la brida y se observó que los mismos presentan un comportamiento óptimo ya que no generan una caída de presión muy significativa al sistema y distribuyen el fluido de manera uniforme a los canales.

Se discutió acerca de la técnica propuesta para realizar una unión íntima entre la armadura y la base del blanco, la cual consiste en una soldadura por difusión entre las partes usando una intercapa de Ni para favorecer la unión. Se desarrollaron también los aspectos teóricos y prácticos de la técnica propuesta.

Capítulo 8

Resumen y conclusiones

8.1. Conclusiones generales

A lo largo de esta tesis se han mostrado los trabajos realizados con el objetivo de desarrollar un blanco de producción de neutrones mediante la reacción ${}^9\text{Be}(\text{d},\text{n}){}^{10}\text{B}$, para AB-BNCT.

En función de las solicitaciones del blanco, las cuales son: la capacidad de generar un haz de neutrones adecuado para AB-BNCT, resistir el daño por hidrógeno y radiación durante un tiempo de uso razonable, drenar la alta potencia inyectada por el haz de manera eficiente y brindar soporte mecánico para el alto vacío entre el interior de los tubos de aceleración y el exterior, se propuso que el blanco esté compuesto por tres partes:

- Sustrato refrigerante: Drena la potencia inyectada por el haz y da soporte mecánico a todo el sistema.
- Armadura: Frena el haz y mitiga el daño por radiación e hidrógeno.
- Depósito de Be: Genera el haz de neutrones adecuado para la terapia.

En cuanto al sustrato refrigerante, se realizó una breve descripción de las técnicas capaces de drenar la densidad de potencia que le será inyectada al blanco en condiciones de operación, las cuales son: Impacto JET y microcanales. Se eligió la técnica de microcanales y se desarrolló el modelo de resistencia térmica, el cual permite predecir el comportamiento termo-hidrodinámico del sistema. Se desarrollaron además los modelos de hidrodinámica en régimen turbulento $K-\Omega$ y de transferencia de calor en sólidos y fluidos, para ser resueltos mediante el método de elementos finitos. Además, se realizó una validación numérica

de los modelos computacionales usando resultados publicados en la bibliografía.

Resultó interesante, y necesario, realizar una validación experimental de los modelos numéricos. Para esto, se construyó un banco de pruebas de un sistema de refrigeración por microcanales maquinado en dos piezas de Al 1050 usando una fresadora CNC. Las piezas, fueron sometidas a un proceso de soldadura por difusión, necesario para lograr que los canales queden sellados y asegurase la buena circulación del fluido. Se construyó todo el sistema de circulación de fluido y se instalaron los elementos de medición apropiados, tales como barómetros, termocuplas y caudalímetro. Para inyectar potencia al sistema se construyó una resistencia hecha con alambre de Nicrom.

De la validación experimental se lograron obtener valores de la caída de presión total y temperatura máxima del sistema, que resultaron comparables con aquellos obtenidos usando el modelo de resistencia térmica. Esta validación permitió entender en profundidad el sistema de refrigeración y aprender los aspectos concernientes a los sistemas de circulación de fluidos. También permitirá usar la herramientas de cálculo para escalar el sistema de refrigeración a uno que cumpla con las solicitudes requeridas.

El trabajo realizado sobre la técnica de drenado de potencia por microcanales, no solo contribuye a aportar información para la refrigeración de blancos de producción de neutrones para AB-BNCT, sino también para cualquier otro blanco de aceleradores u otras aplicaciones que requieran drenar potencia de manera eficiente, ya que no solo se recopila información acerca de la técnica, sino que también se explican y validan diferentes herramientas que permiten desarrollar y estudiar el comportamiento de un sistema de microcanales.

Dada la alta fluencia a la que estará expuesto el blanco en condiciones de operación, se

introdujo la necesidad de mitigar el daño que esto produce sobre el material en el cual se frena el haz. Para esto, se investigó acerca del daño por hidrógeno y radiación que producen los haces de partículas cargadas sobre los materiales en los que inciden, comentando sobre sus mecanismos de generación y sus consecuencias, las cuales se manifiestan en forma de burbujas en el material.

Luego de plantear el problema de daño por radiación e hidrógeno, se evaluaron los materiales que son capaces de resistir más altas fluencias sin generar blisters. En la bibliografía se encontró una gran disparidad de resultados, lo cual llevó a elegir tres materiales principales: W, Mo y Ta. Con estos materiales seleccionados, se realizaron experiencias de irradiación en el inyector del acelerador TANDAR y en el acelerador de 200 kV desarrollado en CNEA.

En el inyector del acelerador TANDAR se irradió con fluencias de 10^{17} 1/cm^2 , $2 \cdot 10^{18} \text{ 1/cm}^2$ a los tres materiales propuestos durante las dos primeras tandas de irradiación. Posteriormente se realizó una tanda de irradiación que permitió alcanzar fluencias de $(1, 1 \pm 0, 1) \cdot 10^{19} \text{ 1/cm}^2$, $(1, 2 \pm 0, 1) \cdot 10^{19} \text{ 1/cm}^2$ y $(8, 0 \pm 1, 0) \cdot 10^{18} \text{ 1/cm}^2$ para el W, Mo y Ta respectivamente.

En ninguno de los casos se vio daño por radiación en la superficie de los materiales. Esto nos permite asegurar que usando cualquiera de los tres materiales como armadura del blanco final, se podrá irradiar al menos 11 hs para el W, 12 hs para el Mo y 8 hs para el Ta. Lo cual equivale a 11, 12 u 8 sesiones de irradiación, sin que aparezcan las burbujas causadas por la irradiación y por ende asegurando el correcto funcionamiento del blanco.

Para llevar a cabo las experiencias en el acelerador de 200 kV desarrollado en CNEA, hubo que realizar tareas complementarias que permitieran realizarlas. Esto fue: la puesta a punto de un sistema de recirculación de fluido refrigerante que permitiera asegurar una

baja conductividad del fluido refrigerante y un diseño de un blanco que permitiese montar las muestras a irradiar y que fuese capaz de drenar la potencia inyectada en las experiencias de irradiación.

En esta experiencia de irradiación, se logró irradiar con fluencias del orden de 10^{21} 1/cm^2 a los materiales seleccionados. En este caso, se pudieron observar las burbujas generadas por el haz. Debido a la alta densidad de corriente entregada por el acelerador, no se logró irradiar con fluencias menores.

Al estudiar el depósito de Be, encargado de la generación de neutrones, se analizó la necesidad de que dichos depósitos sean de no mas de $9 \mu\text{m}$ de espesor, para de esta manera poder poblar de manera preferencial los estados adecuados del ^{10}B y así generar un espectro neutrónico más blando. Luego, se realizó una evaluación de las técnicas apropiadas para realizar dichos depósitos, la cual permitió concluir que la técnica de deposición física de vapor, por evaporación, es la más adecuada para este tipo de depósito.

Se lograron depositar películas de Be sobre sustratos de Mo y W de $9 \mu\text{m}$ de espesor medio, en las instalaciones de CONUAR S.A., los cuales mediante un tratamiento superficial de granallado con partículas de Alúmina, resultaron bien adheridos. Se realizaron también intercapas de Ag, de 500 nm de espesor medio entre los sustratos y los depósitos, para evaluar una posible mejora en la adherencia de los depósitos que luego fueron caracterizados mediante micrografías SEM, rayos X, microsonda, microscopía óptica y perfilometría mecánica.

Se observó, mediante microscopía SEM, que los depósitos son uniformes en toda la superficie y presentan una morfología superficial granular, con granos de entre $6,5 \mu\text{m}$ y $10 \mu\text{m}$ de diámetro. Se observó también que los depósitos presentan un crecimiento colum-

nar.

De la caracterización con rayos X y perfilometría mecánica, se logró concluir que la adherencia de los depósitos de Be sobre los diferentes sustratos es debido a un anclaje mecánico dado que no se formaron compuestos en la interfaz. No se observó una mejora en la adherencia de los depósitos con intercapa de Ag, en concordancia con el hecho de que no se observaron, en los difractogramas de rayos X, compuestos binarios o ternarios entre los materiales constituyentes de los depósitos.

En el análisis con microsonda se encontraron materiales espúreos como el Fe, Cr, Ni y Si y se logró determinar que estas impurezas son provenientes del material usado para realizar el depósito de Be.

Los depósitos de Be se mantuvieron bien conservados luego de realizar dos experiencias de irradiación. La primera con un haz de D a 1,45 MeV durante 46,29 hs y una corriente media de 70,38 nA en el laboratorio INFN-LNL. En la segunda, realizada en el inyector de acelerador TANDAR, las muestras fueron irradiadas con una fluencia acumulada total de $10^{18} 1/cm^2$. Estas experiencias permitieron determinar que los depósitos de Be son capaces de soportar una gran cantidad de sesiones de 1 hr de irradiación de la terapia.

Luego de analizar la problemática de cada parte propuesta para constituir el blanco de producción de neutrones, se realizó un diseño de un blanco prototipo. Para esto se establecieron como parámetros de operación, la temperatura máxima de la superficie, la caída de presión en los microcanales y el caudal del fluido refrigerante: $200^{\circ}C$, 2 bar y 20 lts/min, respectivamente. Con estas condiciones de operación, se realizaron simulaciones de una gran cantidad de geometrías de microcanales y se eligió una geometría que cumpliera con las condiciones de operación establecidas. Además, se realizó un estudio del material ade-

cuado con el cual maquinar el blanco y se encontró que el sistema construido en Al tendría solamente una resistencia térmica total un 11 % más grande que si se realizara en Cu.

Sumado a esto, el Al presenta ventajas tales como: mayor resistencia a la corrosión ocasionada por el fluido refrigerante y facilidad de maquinado. Finalmente se realizó un diseño de una brida que contiene el sistema de microcanales y los plenos de entrada y salida, compuesta por dos partes: La base, maquinada en Al 1050 y la tapa maquinada en Al 6061.

Por último, se comenzó a plantear la integración de la armadura al blanco final. Para esto, se introdujo la técnica de soldadura por difusión usando una intercapa de Ni y se detallaron tanto los procesos necesarios para llevarla a cabo, como los parámetros operación.

8.2. Trabajo a futuro

A lo largo de este trabajo se desarrolló una propuesta para la construcción de un blanco de producción de neutrones, compuesta por tres partes principales. Cada una de estas partes del blanco fue estudiada por separado, según los requerimientos particulares de operación que cada una de ellas posee. Al final de esta tesis, se presentó el trabajo que pretende transformar estas partes en un blanco de producción de neutrones final, desarrollando y construyendo una brida que contiene el sistema de refrigeración de microcanales y proponiendo una técnica bien estudiada en la bibliografía, conocida como soldadura por difusión con intercapa de Ni, que permite unir dos componentes del blanco, a saber, la armadura y el sustrato refrigerante.

En este contexto, es necesario continuar con el trabajo de converger hacia un blanco final. Para esto, se propone realizar las pruebas experimentales que permitan caracterizar la técnica de soldadura por difusión con intercapa de Ni y llevarla a cabo en la brida ya

maquinada.

Se propone también continuar con las pruebas de daño por radiación, para poder determinar el material que tenga la mayor resistencia al daño por radiación e hidrógeno en el rango de fluencia de $10^{19} - 10^{20} \text{ 1/cm}^2$. Este rango de fluencias no pudo ser alcanzado debido a que, hasta el momento, el haz del acelerador de 200 kV desarrollado en CNEA posee un haz muy intenso y no permite resolver dichas fluencias.

Además, el estudio de daño por radiación e hidrógeno, sería interesante extenderlo a nuevas aleaciones, llamadas aleaciones de alta entropía (Anzorena et al., 2016), HEA por sus siglas en inglés. Estas nuevas aleaciones tendrían propiedades de resistencia al daño por hidrógeno y radiación muy favorables.

Una vez que el blanco final esté construido, será necesario implementar los sistemas de instrumentación y control, partiendo de lo aprendido en el armado del banco de pruebas y el sistema de circulación del fluido para el acelerador de 200 kV construido en CNEA.

El autor está interesado en seguir trabajando en el desarrollo de blancos de producción de neutrones y por tal motivo se encuentra disponible para colaborar con otros investigadores que trabajen en este campo y puedan aportar sobre los temas aquí desarrollados o muchos otros temas que puedan surgir.

Apéndice A

Código que resuelve el Modelo de Resistencia Térmica

A continuación se presenta el código escrito en MATLAB, que permite resolver las ecuaciones del modelo de resistencia térmica desarrollado en el capítulo 4.2.1.

```
1
2  clear all
3
4  global dP L W rho Cp uf Kf Ks t Wc a b Ww Hc D n
5
6  %% Geomet. del disipador
7  vflujimetro=0.5; % Velocidad del fluido en m/s
8  G=10; % Caudal en lts/min
9  L=0.02; % Largo del disipador
10 W=0.02; % Ancho del disipador
11 t=3e-3; % Distancia entre cara caliente y paletas
12 tarmor= 0*0.5e-3; % Espesor de la armadura
13 Karmor= 30; % 28; % K armadura
14 q=200; % Potencia inyectada al sistema en W/cm 2
15 Tfi=15+273; % Temperatura de ingreso del fluido en K
16
17
18 load('water-properties.mat'); % Cargo las matrices de las propiedades del agua.
19
20 % valores iniciales de las propiedades del fluido y cobre para la Tfi
21 Twateraveragecero=((Tfi-273+100)/2)+273; % valor de entrada de la temp del agua promedio
22 Cp=interp1(CpWater(:,1),CpWater(:,2),Twateraveragecero-273);
23 rho=interp1(DensityWater(:,1),DensityWater(:,2),Twateraveragecero-273);
24 uf=2.414e-5*(10(247.8/(Twateraveragecero-140)));
25 Kf=interp1(WaterTconduct(:,1),WaterTconduct(:,2),Twateraveragecero-273);
26
27 % Conductividad de los materiales
28 % Ks=420.75-(6.8493e-2.*(Twateraveragecero)); % la temp en K COBRE
29 Ks=263.41667-0.30903*(Twateraveragecero)+1.23749e-3*(Twateraveragecero 2)-2.01122e-6*(Twateraveragecero 3)+1.25146e-9*(
    Twateraveragecero 4)-2.24359e-13*(Twateraveragecero 5); % l a temp en K ALUMINIO
30
31 %%
32 %% Param. disipador
33 Wc=500e-6; % 26.1e-6; % Ancho del canal
```

```

34 a=1; % Coeficiente alfa
35 b=1; % coeficiente beta
36
37 Ww= b.*Wc ; % Ancho entre canales
38 Hc= a.*Wc; % Altura de los canales
39 D= (2*a./(1+a)).*Wc; % Hidraulic diameter
40 n=(W)./(Ww+Wc); % (W-Ww)./(Ww+Wc);
41
42 %% VALORES DE ORDEN 0
43 %%
44 %% busco el valor de la velocidad
45
46 G=G./60000;
47 v=G./(n*Hc*Wc);
48
49 %%
50 %% Nums. de Prandtl, Nusselt, Reynolds y Eta
51 Pr= uf*Cp/Kf;
52 Re=(v*D*rho)/uf;
53 %Nu= 0.012*(1+((D/L)*(2/3)))*((Re^0.87)-280)*(Pr^0.4); % developing flow
54 Nu= 0.012*((Re^0.87)-280)*(Pr^0.4); % fully developed flow
55 h=(Kf*Nu)/D;
56 eta= tanh(sqrt(2*h/(Ks*Ww))*Hc)/(sqrt(2*h/(Ks*Ww))*Hc);
57
58 %% Factor de fricc. y dP
59
60 f=(0.0929+(1.01612*D)/L)*(((rho*v*(D/uf))^((2/3)+(11/24)*(1/a)*(2-(1/a))))*(-0.268-(0.3191*D/L)));
61 dP=4*f*(L/D)*(rho*(v^2)/2)*1e-5; % Delta P en micro canales en BAR
62
63
64 %%
65 %% Resistencias
66
67 Rbulk= (L/(Cp*uf))*(2/Re)*((1+b)/(1+a))*(1002);
68 Rconv= (1/(Nu*Kf))*((1+b)/(1+(2*a*eta)))*((2*a)/(1+a))*Wc*(1002);
69 Rconstr= ((1+b)/(pi*Ks))*log((sin(pi*b)/(2*(1+b))))*(-1))*Wc*(1002);
70 Rcond=(t/Ks)*(1002);
71 Rcondarmor=(tarmor/Karmor)*(1002);
72
73 Rtot=(Rbulk+Rconv+Rconstr+Rcond+Rcondarmor); % en [K*cm2/w]
74
75 %%
76 %% Temperaturas de orden 0
77 dTconvect=q*(Rbulk);
78 Tfout= Tfi+dTconvect;
79 Tmax=(q*Rtot)+Tfi;
80 Tsavg=(Tfi+Tmax)/2;
81 Twateraverage=(Tfi+Tfout)/2;
82 dTaverage=Twataveragecero-Twateraverage; % para que ingrese al while, no tiene importancia en ese punto
83 dTaverageold=dTaverage+1;
84 count=0; % contador de iteraciones
85
86 %%
87 %% Itero tener en cuenta las propiedades del agua en func. de T.

```

```

88
89 while Tfout < Tfi && count;10
90
91     dTaverageold=dTaverage;
92
93     %% nuevos valores de las propiedades del fluido y cobre
94     Cp=interp1(CpWater(:,1),CpWater(:,2),Twateraverage-273);
95     rho=interp1(DensityWater(:,1),DensityWater(:,2),Twateraverage-273);
96     uf=2.414e-5*(10(247.8/(Twateraverage-140)));
97     Kf=interp1(WaterTconduct(:,1),WaterTconduct(:,2),Twateraverage-273);
98
99     %% Conductividad de los materiales
100    % Ks=420.75-(6.8493e-2.*(Tsavg)); % 1a Temp en K COBRE
101    Ks=263.41667-0.30903*(Tsavg)+1.23749e-3*(Tsavg^2)-2.01122e-6*(Tsavg^3)+1.25146e-9*(Tsavg^4)-2.24359e-13*(Tsavg^5); %
        1a temp en K ALUMINIO
102
103    %% Nums. de Prandtl, Nusselt, Reynolds y Eta
104    Pr= uf*Cp/Kf;
105    Re=(v*D*rho)/uf;
106    % Nu= 0.012*(1+((D/L)^(2/3)))*((Re^0.87)-280)^(Pr^0.4); % Developing flow
107    Nu= 0.012*((Re^0.87)-280)^(Pr^0.4); % fully developed flow
108    h=(Kf*Nu)/D;
109    eta= tanh(sqrt(2*h/(Ks*Ww))*Hc)/(sqrt(2*h/(Ks*Ww))*Hc);
110
111    %% Factor de fricc. y dP
112
113    f=(0.0929+(1.01612*D)/L)*(((rho*v*(D/uf))^((2/3)+(11/24)*(1/a)^(2-(1/a))))*(-0.268-(0.3191*D/L)));
114    dP=4*f*(L/D)*(rho*(v^2)/2)*1e-5; % Delta P en microcanales en BAR
115
116    %% Resistencias
117
118    Rbulk= (L/(Cp*uf))*(2/Re)*((1+b)/(1+a))^(1002);
119    Rconv= (1/(Nu*Kf))*((1+b)/(1+(2*a*eta)))*((2*a)/(1+a))*Wc^(1002);
120    Rconstr= ((1+b)/(pi*Ks))*log((sin(pi*b)/(2*(1+b))))*(-1))*Wc^(1002);
121    Rcond=(t/Ks)^(1002);
122    Rcondarmor=(tarmor/Karmor)^(1002);
123
124    Rtot=(Rbulk+Rconv+Rconstr+Rcond+Rcondarmor); % en [k*cm2/w]
125    Pow=dP*(n*Hc*Wc*v)*1013e2; % Potencia de bombeo en W
126
127    dTconvect=q*(Rbulk);
128    Tfout=Tfi+dTconvect; % Rtot*q+Tfi es la temperatura max a la que se encuentra el sistema con la que inyectada
129    Twateraverage=(Tfi+Tfout)/2;
130
131    dTaverage=-Twateraverage+Twateraveragecero;
132    Twateraveragecero=Twateraverage;
133    Tmax=(q*Rtot)+Tfi;
134    Tsavg=(Tfi+Tmax)/2;
135
136    count=count+1;
137
138    if Tfout<Tfi
139        clear Resultados
140        Resultados(:,1)=[v,Re,Nu,Pr,h,eta,Rbulk,Rconv,Rconstr,Rcond,Rcondarmor,Rtot,Pow,dP,dTconvect,Tfout,Twateraverage,f];

```

```

141     end
142 end
143
144 %%
145 %% Resultados finales
146
147 G=G*60000;
148 v=Resultados(1,1);
149 Re=Resultados(2,1);
150 Nu=Resultados(3,1);
151 Pr=Resultados(4,1);
152 h=Resultados(5,1);
153 eta=Resultados(6,1);
154 Rbulk=Resultados(7,1);
155 Rconv=Resultados(8,1);
156 Rconstr=Resultados(9,1);
157 Rcond=Resultados(10,1);
158 Rcondarmor=Resultados(11,1);
159 Rtot=Resultados(12,1);
160 Pow=Resultados(13,1);
161 dP=Resultados(14,1);
162 dTconvect=Resultados(15,1);
163 Tfout=Resultados(16,1);
164 Twateraverage=Resultados(17,1);
165 dPtotal=((1e-5)*1.75*((rho*(v^2))/2))+dP;
166 f=Resultados(18,1);
167
168
169 Tfout=Tfout-273;
170 Tfi=Tfi-273;
171 Twateraverage=Twateraverage-273;
172 Tmax=Tmax-273;
173
174 Pdrenada= rho*(G/60000)*Cp*(Tfout-Tfi)/(W*L*(1002)); % Densidad de potencia que se lleva el agua.
175
176 I=(0.16*(Re^(-1/8)));
177
178 Lt=4.4*D*(Re^(1/6));

```

Apéndice B

Calibración de instrumentos de adquisición

En la figura B.1 se puede ver la calibración realizada para el medidor de presión Nagano ADZ-SML 10.0. Los valores de la regresión lineal son $m = 1,37122 \pm 0,01593$ para la pendiente y $b = (-1,3836 \pm 0,02232)bar$ para la ordenada al origen $R^2 = 0,99852$.

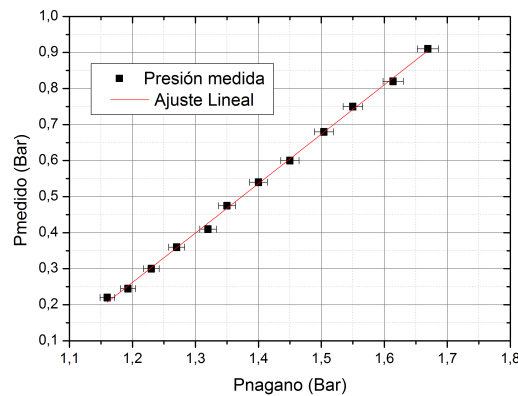


Figura B.1: Calibración del medidor de presión Nagano.

En la figura B.2 se puede ver la calibración realizada para el medidor de presión Danfoss MBS 300. Los valores de la regresión lineal son $m = 1,61762 \pm 0,01956$ para la pendiente y $b = (-1,93351 \pm 0,05119)bar$ para la ordenada al origen y $R^2 = 0,9981$.

En la figura B.3 se puede ver la calibración realizada para el medidor de caudal FLS FlowX3 Insertion Paddlewheel Flowmeter. Los valores de la regresión lineal son $m = 12,19972 \pm 0,52938$ para la pendiente y $b = (2,76554 \pm 0,22838)bar$ para la ordenada

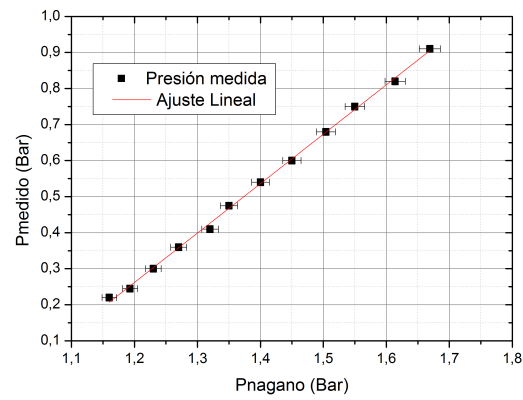


Figura B.2: Calibración del medidor de presión Danfoss.

al origen y $R^2 = 0,98148$.

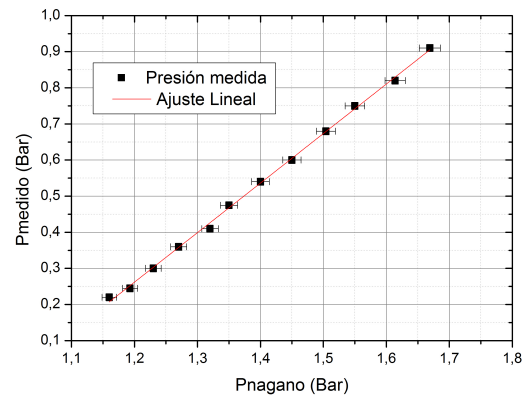


Figura B.3: Calibración del medidor de caudal FLS FlowX3.

Bibliografía

RO Adams y JT Hurd. The properties of beryllium surfaces and films a review. *Journal of the Less Common Metals*, 18(4):399–409, 1969.

RO Adams y CW Nordin. The structure of beryllium films. *Thin Solid Films*, 181(1-2):375–381, 1989.

M Suarez Anzorena, AA Bertolo, L Galletti, AJ Kreiner, HO Mosca, G Bozzolo, y MF del Grosso. Characterization and modeling of a MoTaVWZr high entropy alloy. *Materials & Design*, 111:382–388, 2016.

Aerospace Specification Metals Inc. ASM. Aluminum 6061-t6; 6061-t651 datasheet. <http://asm.matweb.com/search/SpecificMaterial.asp?bassnum=MA6061T6>, 2016.

VT Astrelin, AV Burdakov, PV Bykov, IA Ivanov, AA Ivanov, Yves Jongen, SG Konstantinov, AM Kudryavtsev, KN Kuklin, KI Mekler, et al. Blistering of the selected materials irradiated by intense 200keV proton beam. *Journal of Nuclear Materials*, 396(1):43–48, 2010.

Miguel Awschalom y Ivan Rosenberg. Conceptual design of beryllium targets for the generation of neutron beams for radiation therapy by the (p, n) reaction. *Medical physics*, 7(5):492–494, 1980.

William P Barnes Jr y G Richard Wirtenson. Radiation damage resistant mirror. 1976. US Patent 3,976,890.

Rolf F Barth, Jeffrey A Coderre, M Graça H Vicente, y Thomas E Blue. Boron neutron capture therapy of cancer: current status and future prospects. *Clinical Cancer Research*, 11(11):3987–4002, 2005.

- B Bayanov, V Belov, V Kindyuk, E Oparin, y S Taskaev. Lithium neutron producing target for bnp accelerator-based neutron source. *Applied Radiation and Isotopes*, 61(5):817–821, 2004.
- Yuriy Belchenko, Alexander Burdakov, Vladimir Davydenko, Alexander Ivanov, Valeriy Kobets, Andrey Kudryavtsev, Valeriy Savkin, Valeriy Shirokov, y Sergey Taskaev. Bnp pilot accelerator-based neutron source for neutron capture therapy. *Advances in Neutron Capture Therapy*, págs. 296–299, 2006.
- F Besenbacher, SM Myers, P Nordlander, JK No, et al. Multiple hydrogen occupancy of vacancies in fe. *Journal of applied physics*, 61(5):1788–1794, 1987.
- E Bisceglie, P Colangelo, N Colonna, P Santorelli, y V Variale. On the optimal energy of epithermal neutron beams for bnct. *Physics in medicine and biology*, 45(1):49, 2000.
- Brandon W Blackburn, Jacquelyn C Yanch, y Robert E Klinkowstein. Development of a high-power water cooled beryllium target for use in accelerator-based boron neutron capture therapy. *Medical physics*, 25(10):1967–1974, 1998.
- Thomas E Blue y Jacquelyn C Yanch. Accelerator-based epithermal neutron sources for boron neutron capture therapy of brain tumors. *Journal of Neuro-oncology*, 62(1-2):19–31, 2003.
- Ann Bolcavage y Jeff Hart. Diffusion bonding of high purity metals and metal alloys to aluminum backing plates using nickel or nickel alloy interlayers. 2003. US Patent 6,579,431.
- TW Bonner y JW Butler. Neutron thresholds from the reactions $t + {}^3(p, n) \text{he}^3$, $\text{li}^7(p, n) \text{be}^7$, $\text{be}^9(d, n) \text{b}^{10*}$, and $\text{o}^{16}(d, n) \text{f}^{17}$. *Physical Review*, 83(6):1091, 1951.
- RF Bunshah y Robert S Juntz. Fabrication of framed beryllium windows by high rate physical vapor deposition processes. *Journal of Vacuum Science & Technology*, 10(1):83–84, 1973.

- RF Bunshah y RS Juntz. The purification of beryllium by vacuum melting followed by vacuum distillation in an electron beam furnace with simultaneous deposition of sheet. En *Transactions Vacuum Metallurgy Conference*. 1966.
- AA Burlon, T del V Roldán, AJ Kreiner, DM Minsky, y AA Valda. Nuclear reactions induced by deuterons and their applicability to skin tumor treatment through bnct. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(22):4903–4910, 2008.
- M. E. Capoulat. *Estudio de la reacción $^9\text{Be}(d,n)^{10}\text{B}$ como fuente de neneutron para la Terapia por Captura Neutrónica en Boro (BNCT)*. Tesis Doctoral, Instituto de Tecnología Prof. Jorge A. Sabato - UNSAM, CNEA, 2014.
- ME Capoulat, MS Herrera, DM Minsky, SJ González, y AJ Kreiner. $^9\text{be}(d, n)^{10}\text{b}$ -based neutron sources for bnct. *Applied Radiation and Isotopes*, 88:190–194, 2014.
- ME Capoulat, DM Minsky, y AJ Kreiner. Applicability of the $^9\text{be}(d, n)^{10}\text{b}$ reaction to ab-bnct skin and deep tumor treatment. *Applied Radiation and Isotopes*, 69(12):1684–1687, 2011.
- RG Castro, KE Elliot, RD Watson, DL Youchison, y KT Slattery. Fabrication and high heat flux testing of plasma sprayed beryllium iter first wall mock-ups. *Journal of nuclear materials*, 258:252–257, 1998.
- Rion A Causey y Thomas J Venhaus. The use of tungsten in fusion reactors: a review of the hydrogen retention and migration properties. *Physica scripta*, 2001(T94):9, 2001.
- S-L Chang. Thin-film characterization by grazing incidence x-ray diffraction and multiple beam interference. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 62(9):1765–1775, 2001.
- CW Chen y CS Alford. Assessment of the application of the sputtering process to beryllium

- for hardening optical coatings. Inf. téc., Lawrence Livermore National Lab., CA (USA), 1985.
- Richard Courant et al. Variational methods for the solution of problems of equilibrium and vibrations. *Bulletin American Material Society*, 49(1):1–23, 1943.
- Christopher N Culbertson, Stuart Green, Anna J Mason, David Picton, Gareth Baugh, Richard P Hugtenburg, Zaizhe Yin, Malcolm C Scott, y John M Nelson. In-phantom characterisation studies at the birmingham accelerator-generated epithermal neutron source (bagins) bnct facility. *Applied Radiation and Isotopes*, 61(5):733–738, 2004.
- R Dortwegt. Low-conductivity water systems for accelerators. En *Particle Accelerator Conference*, tomo 1, págs. 630–634. IEEE, 2003.
- AK Dua, RP Agarwala, y PB Desai. Preparation and characterization of beryllium coatings. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 3(6):2612–2617, 1985.
- M Fukumoto, Y Ohtsuka, Y Ueda, M Taniguchi, M Kashiwagi, T Inoue, y K Sakamoto. Blister formation on tungsten damaged by high energy particle irradiation. *Journal of Nuclear Materials*, 375(2):224–228, 2008.
- Leonardo Galletti, Manuel Suarez Anzorena, Mariela del Grosso, y Andrés J Kreiner. Microchannel system simulation for a neutron production target to be used in the boron neutron capture therapy. *Procedia Materials Science*, 8:461–470, 2015.
- C Garcia-Rosales, P Franzen, H Plank, J Roth, y E Gauthier. Re-emission and thermal desorption of deuterium from plasma sprayed tungsten coatings for application in asdex-upgrade. *Journal of nuclear materials*, 233:803–808, 1996.
- V. Gnielinski. New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow. *International Chemical Engineering*, 16:359–368, 1976.

- VI Grafutin, AG Zaluzhnyi, VV Kalugin, OV Ilyukhina, GG Myasishcheva, EP Prokop'ev, SP Timoshenkov, Yu V Funtikov, y NO Khmelevskii. On the feasibility of investigation of some defect and porous systems by means of positron annihilation spectroscopy. *High Energy Chemistry*, 42(6):478–484, 2008.
- MI Guseva y Yurii Vladimirovich Martynenko. Radiation blistering. *Physics-Uspekhi*, 24(12):996–1007, 1981.
- Jacok Guzek, UAS Tapper, WR McMurray, y John IW Watterson. Characterization of the $^9\text{Be}(\text{d}, \text{n})^{10}\text{B}$ reaction as a source of neutrons employing commercially available radio frequency quadrupole (rfq) linacs. En *Fifth International Conference on Applications of Nuclear Techniques: Neutrons in Research and Industry*, págs. 509–512. International Society for Optics and Photonics, 1997.
- AA Haasz y JW Davis. Deuterium retention in beryllium, molybdenum and tungsten at high fluences. *Journal of nuclear materials*, 241:1076–1081, 1997.
- H. Hatanaka, ed. *Neutron Capture Therapy: Proceedings of the second international symposium on Neutron Capture Therapy*. Teikyo University, MTP Press (1986), Tokyo, Japan, 1985.
- Hiroshi Hatanaka y Yoshinobu Nakagawa. Clinical results of long-surviving brain tumor patients who underwent boron neutron capture therapy. *International Journal of Radiation Oncology* Biology* Physics*, 28(5):1061–1066, 1994.
- Hanoch Hirshfeld, Ido Silverman, Alexander Arenshtam, Dany Kijel, y Ami Nagler. High heat flux cooling of accelerator targets with micro-channels. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 562(2):903–905, 2006.

- Alexander Hrennikoff. Solution of problems of elasticity by the framework method. *Journal of applied mechanics*, 8(4):169–175, 1941.
- M Imoto, H Tanaka, K Fujita, T Mitsumoto, K Ono, A Maruhashi, y Y Sakurai. Evaluation for activities of component of cyclotron-based epithermal neutron source (c-bens) and the surface of concrete wall in irradiation room. *Applied Radiation and Isotopes*, 69(12):1646–1648, 2011.
- Matthew L Jackson, Paul CM Fossati, y Robin W Grimes. Simulations of threshold displacement in beryllium. *Journal of Applied Physics*, 120(4):045903, 2016.
- WP Jones y BEi Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International journal of heat and mass transfer*, 15(2):301–314, 1972.
- Young-Sang Joo, Jin-Ho Bae, Jong-Bum Kim, y Jin-Yeon Kim. Effects of beryllium coating layer on performance of the ultrasonic waveguide sensor. *Ultrasonics*, 53(2):387–395, 2013.
- Peter Jung. Average atomic-displacement energies of cubic metals. *Physical Review B*, 23(2):664, 1981.
- W. M. Kays y London. *Compact Heat Exchangers*. McGraw-Hill, New York, 1984.
- Kotani Keiko, Ikeuchi Kenji, y Matsuda Fukuhisa. Behavior of interfacial oxide during diffusion bonding of aluminum alloys and its influence on joint strength (materials, metallurgy & weldability). *Transactions of JWRI*, 26(2):13–22, 1997.
- M Keilhacker et al. Overview of results from the jet tokamak using a beryllium first wall. *Physics of Fluids B: Plasma Physics (1989-1993)*, 2(6):1291–1299, 1990.
- GH Kinchin y RS Pease. The displacement of atoms in solids by radiation. *Reports on progress in physics*, 18(1):1, 1955.

- R. W. Knight, D. J. Hall, J. S. Goodling, y R. C. Jaeger. Heat sink optimization with application to microchannels. *IEEE Transactions on Components Hybrids and Manufacturing Technology*, 15:832–842, 1992.
- James LeRoy Knowles y TH Hazlett. *High-strength, low-temperature bonding of beryllium and other metals*. Tesis Doctoral, Univ. of California, Berkeley, 1970.
- A. J. Kreiner, Javier Bergueiro, Daniel Cartelli, Matias Baldo, Walter Castell, Javier Gomez Asoia, Javier Padulo, Juan Carlos Suárez Sandín, Marcelo Igarzabal, Julian Erhardt, Leonardo Gagetti, Manuel Suarez Anzorena, Alma Bertolo, Mariela del Grosso, et al. Present status of accelerator-based bnct. *Reports of Practical Oncology & Radiotherapy*, 2014a.
- A. J. Kreiner, Castell W, Di Paolo H, Baldo M, Bergueiro J, Burlon AA, Cartelli D, Vento VT, Kesque JM, Erhardt J, Ilardo JC, Valda AA, Debray ME, Somacal HR, Sandin JC, Igarzabal M, Huck H, Estrada L, Repetto M, Obligado M, Padulo J, Minsky DM, Herrera M, Gonzalez SJ, y Capoulat ME. Development of a tandem-electrostatic-quadrupole facility for accelerator-based boron neutron capture therapy. *Applied Radiation and Isotopes*, 67(12):1672–1675, 2011. Special Issue: 14th International Conference on Neutron Capture Therapy.
- AJ Kreiner, JW Kwan, AA Burlon, H Di Paolo, E Henestroza, DM Minsky, AA Valda, ME Debray, y H Somacal. A tandem-electrostatic-quadrupole for accelerator-based bnct. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 261(1):751–754, 2007.
- AJ Kreiner, V Thatar Vento, P Levinas, J Bergueiro, H Di Paolo, AA Burlon, JM Kesque, AA Valda, ME Debray, HR Somacal, et al. Development of a tandem-electrostatic-quadrupole accelerator facility for bnct. *Applied Radiation and Isotopes*, 67(7):S266–S269, 2009.

- Andrés J Kreiner, Javier Bergueiro, Daniel Cartelli, Walter Castell, Javier Gómez Asoia, Javier Padulo, Juan Carlos Suarez Sandín, Marcelo Igarzábal, Julián Erhardt, Daniel M Minsky, et al. Development of high power electrostatic accelerators for nuclear and medical purposes in Argentina. *Physics Procedia*, 60:39–44, 2014b.
- BE Launder y BI Sharma. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in heat and mass transfer*, 1(2):131–137, 1974.
- D-Y Lee y K Vafai. Comparative analysis of jet impingement and microchannel cooling for high heat flux applications. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42(9):1555–1568, 1999.
- Gordon L Locher. Biological effects and therapeutic possibilities of neutrons. *American Journal Roentgenology*, 36(1):1–13, 1936.
- B. Ludewigt, W. Chu, R. Donahue, J. Kwan, T. Phillips, L. Reginato, y R.Wells. An epithermal neutron source for bnct on an esq-accelerator. Inf. téc., Lawrence Berkeley National Lab., CA (United States), 1997.
- CP Lungu, I Mustata, V Zaroschi, AM Lungu, A Anghel, P Chiru, Marek Rubel, Paul Coad, y GF Matthews. Beryllium coatings on metals for marker tiles at jet: Development of process and characterization of layers. *Physica scripta*, 2007(T128):157, 2007.
- George Mah y Carl W Nordin. Characterization studies of physical vapor-deposited beryllium. Inf. téc., Dow Chemical Co., Golden, Colo. Rocky Flats Div., 1972.
- AT Marshall y D Carde. Beryllium coating for biological x-ray microanalysis. *Journal of microscopy*, 134(1):113–116, 1984.
- AT Marshall, D Carde, y M Kent. Improved vacuum evaporation unit for beryllium coating for biological x-ray microanalysis. *Journal of microscopy*, 139(3):335–337, 1985.

- Corporation Materion. *Airborne Beryllium Exposure Standards*. Materion Corporation, Materion Electrofusion 44036 South Grimmer Blvd Fremont, CA 94538, 2011a.
- Corporation Materion. *Potential Health Effects from Exposure to Beryllium*. Materion Corporation, Materion Electrofusion 44036 South Grimmer Blvd Fremont, CA 94538, 2011b.
- Material Property Data Matweb. Aluminum 1050 datasheet. <http://www.matweb.com/search/datasheetText.aspx?bassnum=MA1050>, 2016.
- F Maury, M Biget, P Vajda, A Lucasson, y P Lucasson. Frenkel pair creation and stage i recovery in w crystals irradiated near threshold. *Radiation Effects*, 38(1-2):53–65, 1978.
- LJ Missaggia, JN Walpole, ZL Liao, y RJ Phillips. Microchannel heat sinks for two-dimensional high-power-density diode laser arrays. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25(9):1988–1992, 1989.
- Toshinori Mitsumoto, S Yajima, H Tsutsui, T Ogasawara, K Fujita, H Tanaka, Y Sakurai, y A Maruhashi. Cyclotron-based neutron source for bnct. En *APPLICATION OF ACCELERATORS IN RESEARCH AND INDUSTRY: Twenty-Second International Conference*, tomo 1, págs. 319–322. AIP Publishing, 2013.
- AHF Muggleton. Deposition techniques for the preparation of thin film nuclear targets. *Vacuum*, 37(11-12):785–817, 1987.
- S Nakahara. Microscopic mechanism of the hydrogen effect on the ductility of electroless copper. *Acta Metallurgica*, 36(7):1669–1681, 1988.
- TG Nieh, RF Karlak, y AE Vidoz. The effect of the atomic incident angle upon the microstructure of thick beryllium deposits produced by physical vapor deposition. *Journal of Vacuum Science & Technology*, 21(4):980–985, 1982.
- MJ Norgett, MT Robinson, y IM Torrens. A proposed method of calculating displacement dose rates. *Nuclear Engineering and Design*, 33(1):50–54, 1975.

- Michael Ohadi, Kyosung Choo, Serguei Dessiatoun, y Edvin Cetegen. Emerging applications of microchannels. En *Next Generation Microchannel Heat Exchangers*, págs. 67–105. Springer, 2013.
- Milton Ohring. *Materials science of thin films*. Academic press, 2001.
- R. Phillips. *Forced-convection-liquid-cooled, microchannel heat sinks*. Tesis Doctoral, Massachusetts Institute of Technology, 1988.
- PM Piaggi, EM Bringa, RC Pasianot, N Gordillo, M Panizo-Laiz, J del Río, C Gómez de Castro, y R Gonzalez-Arrabal. Hydrogen diffusion and trapping in nanocrystalline tungsten. *Journal of Nuclear Materials*, 458:233–239, 2015.
- William Primak. Radiation-induced cavities and exfoliation. *Journal of Applied Physics*, 34(12):3630–3631, 1963.
- I Procházka. Positron annihilation spectroscopy. *Materials Structure*, 8(2):55, 2001.
- P E Liley R W Powell, C Y Ho. Thermal conductivity of selected materials. Inf. téc., National Bureau of Standards, 1966.
- Maria LV Ramires, Carlos A Nieto de Castro, Yuchi Nagasaka, Akira Nagashima, Marc J Assael, y William A Wakeham. Standard reference data for the thermal conductivity of water. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 24(3):1377–1381, 1995.
- Amirah M Sahar, Mehmed R Özdemir, Ekhlas M Fayyadh, Jan Wissink, Mohamed M Mahmoud, y Tassos G Karayiannis. Single phase flow pressure drop and heat transfer in rectangular metallic microchannels. *Applied Thermal Engineering*, 93:1324–1336, 2016.
- Shahram Sharafat, Nasr M Ghoniem, Michael Anderson, Brian Williams, Jake Blanchard, Lance Snead, HAPL Team, et al. Micro-engineered first wall tungsten armor for high average power laser fusion energy systems. *Journal of nuclear materials*, 347(3):217–243, 2005.

- VM Sharapov y V Kh Alimov. Deuterium accumulation in deposited tungsten films. *Plasma Devices and Operations*, 12(4):299–303, 2004.
- Kenneth Leonard Slawson. Numerical control system and method. 1972. US Patent 3,634,662.
- RE Stoller y GR Odette. Recommendations on damage exposure units for ferritic steel embrittlement correlations. *Journal of nuclear materials*, 186(2):203–205, 1992.
- Roger E Stoller, Mychailo B Toloczko, Gary S Was, Alicia G Certain, Shyam Dwaraknath, y Frank A Garner. On the use of srim for computing radiation damage exposure. *Nuclear instruments and methods in physics research section B: beam interactions with materials and atoms*, 310:75–80, 2013.
- John O Stoner. Large-area beryllium metal foils. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 397(1):68–74, 1997.
- William H Sweet. The uses of nuclear disintegration in the diagnosis and treatment of brain tumor. *New England Journal of Medicine*, 245(23):875–878, 1951.
- William H Sweet. Early history of development of boron neutron capture therapy of tumors. *Journal of neuro-oncology*, 33(1-2):19–26, 1997.
- RD Taylor. Preparation of high purity beryllium foils. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 200(1):135–140, 1982.
- D. Tuckerman y F. W. Pease. High-performance heat sinking for vsli. *IEEE Electron Device Letters*, EDL-2:126–129, 1981.
- RR Verderber. Orientation of vacuum-deposited be thin films. *Journal of Applied Physics*, 35(5):1643–1644, 1964.

Wenmin Wang, J Roth, S Lindig, y CH Wu. Blister formation of tungsten due to ion bombardment. *Journal of Nuclear Materials*, 299(2):124–131, 2001.

John IW Watterson, Richard C Lanza, Jacok Guzek, UAS Tapper, WR McMurray, y Erik B Iverson. Small deuteron accelerator as a source of slow neutrons. En *Fifth International Conference on Applications of Nuclear Techniques: Neutrons in Research and Industry*, págs. 533–536. International Society for Optics and Photonics, 1997.

W Wheeler, RF Karlak, TG Nieh, y AE Vidoz. Beryllium optical mirrors by vapor deposition. En *25th Annual Technical Symposium*, págs. 71–78. International Society for Optics and Photonics, 1982.

David C Wilcox. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA journal*, 26(11):1299–1310, 1988.

David C Wilcox. Formulation of the k-w turbulence model revisited. *AIAA journal*, 46(11):2823–2838, 2008.

Carl Willis, John Lenz, y Donald Swenson. High-power lithium target for accelerator-based bnct. *Proceedings of LINAC08*, págs. 223–225, 2008.

René Winand, Philippe Van Ham, Renaud Colin, y Dragomir Milojevic. An attempt to quantify electrodeposit metallographic growth structures. *Journal of the Electrochemical Society*, 144(2):428–436, 1997.

B Xu, KT Ooi, C Mavriplis, y ME Zaghloul. Viscous dissipation effects for liquid flow in microchannels. *Nanotech*, 1:100–103, 2002.

MY Ye, H Kanehara, S Fukuta, N Ohno, y S Takamura. Blister formation on tungsten surface under low energy and high flux hydrogen plasma irradiation in nagdis-i. *Journal of nuclear materials*, 313:72–76, 2003.

- Li Yiguo, Xia Pu, Wang Xiao, Kong Fuquan, Huang Qiang, Du Ziwei, Wang Peng, Zhang Xiang, Jiang Xinbiao, Zhang Zizhu, et al. Start-up of the first in-hospital neutron irradiator (ihni-1) & presentation of the bnct development status in china. *Lieberman S. New challenges in neutron capture therapy*, págs. 371–374, 2010.
- Naoaki Yoshida. Review of recent works in development and evaluation of high-z plasma facing materials. *Journal of nuclear materials*, 266:197–206, 1999.
- Z. Zhimin y C. K. Fah. The optimum thermal design of microchannel heat sinks. *IEEE/CPMT Electronic Packaging Tecnology Conference*, pág. 123–129, 1997.
- James F Ziegler y Jochen P Biersack. The stopping and range of ions in matter. En *Treatise on Heavy-Ion Science*, págs. 93–129. Springer, 1985.
- James F Ziegler, Matthias D Ziegler, y Jochen P Biersack. Srim—the stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(11):1818–1823, 2010.

Lista de Publicaciones

Revistas científicas

M. SUAREZ ANZORENA; A. A. BERTOLO; L. GAGETTI; A.J. KREINER; H.O. MOSCA; BOZZOLO; M.F. DEL GROSSO.

Characterization and modeling of a MoTaVWZr High Entropy Alloy

Materials & Design. Año: 2016, Vol. 111, p. 382 - 388.

ANDRES JUAN KREINER; JAVIER BERGUEIRO; DANIEL CARTELLI; MATIAS BALDO; WALTER CASTELL; JAVIER GOMEZ ASOIA; JAVIER PADULO; JUAN CARLOS SUAREZ SANDIN; MARCELO IGARZABAL; JULIAN ERHARDT; DANIEL MERCURI; ALEJANDRO A. VALDA; DANIEL M. MINSKY; MARIO E. DEBRAY; HECTOR R. SOMACAL; MARIA EUGENIA CAPOULAT; MARIA S. HERRERA; MARIELA F. DEL GROSSO; LEONARDO GAGETTI; MANUEL SUAREZ ANZORENA; NICOLAS CANEPA; NICOLAS REAL; MARCELO GUN; HERNAN TACCA

Present status of Accelerator-Based BNCT

Reports of Practical Oncology & Radiotherapy; Año: 2016 vol. 21 p. 95 - 101.

ANDRES J. KREINER; MATIAS BALDO; JAVIER BERGUEIRO; DANIEL CARTELLI; WALTER CASTELL; VLADIMIR THATAR VENTO; JAVIER GOMEZ; DANIEL O. MERCURI; JAVIER PADULO; JUAN CARLOS SUAREZ SANDIN; JULIAN ERHARDT; JOSE M. KESQUE; ALEJANDRO A. VALDA; MARIO E. DEBRAY; HECTOR E. SOMACAL; MARCELO IGARZABAL; DANIEL M. MINSKY; MARIA HERRERA; MARIA EUGENIA CAPOULAT; SARA GONZALES; MARIELA F. DEL GROSSO; LEONARDO GAGETTI; MANUEL SUAREZ ANZORENA; MARCELO GUN; O. CARRANZA

Accelerator-based BNCT

APPLIED RADIATION AND ISOTOPES; Lugar: Amsterdam; Año: 2014 vol. 88 p. 185 - 189.

Proceedings

LEONARDO GAGETTI; MANUEL SUAREZ ANZORENA; MARIELA F. DEL GROSSO; ANDRES J. KREINER

Microchannel System Simulation for a Neutron Production Target to be Used in the Boron Neutron Capture Therapy

Procedia Materials Science; Año: 2015 vol. 8 p. 461 - 470.

MANUEL SUAREZ ANZORENA; LEONARDO GAGETTI; MARIELA F. DEL GROSSO; ANDRES J. KREINER

Characterization of Be Deposits on Mo, W and Cu Substrates, to Implement in a Neutron Production Target for Accelerator-based Boron Neutron Capture Therapy

Procedia Materials Science; Año: 2015 vol. 8 p. 471 - 477.

ANDRES J. KREINER; JAVIER BERGUEIRO; DANIEL CARTELLI; WALTER CASTELL;
JAVIER GOMEZ ASOIA; JAVIER PADULO; JUAN CARLOS SUAREZ SANDIN; MARCELO
IGARZABAL; JULIAN ERHARDT; DANIEL M. MINSKY; ALEJANDRO A. VALDA; JOSE
M. KESQUE; MARIA EUGENIA CAPOULAT; MARIA HERRERA; HECTOR R. SOMACAL;
MARIO E. DEBRAY; MARIELA DEL GROSSO; LEONARDO GAGETTI; MANUEL SUAREZ
ANZORENA; MARCELO GUN; HERNAN TACCA; O. CARRANZA

Development of High Power Electrostatic Accelerators for Nuclear and Medical Purposes in Argentina

Physics Procedia; Lugar: Bilbao; Año: 2013 vol. 60 p. 39 - 44.