



Evaluación Preliminar de la Aceleración de D en un Generador de Neutrones D-D Compacto de Alto Flujo

Jorge Alberto Cifuentes Parada

Pontificia Universidad Javeriana
Facultad de Ciencias, Departamento de Física
Bogotá D.C., Colombia
2019

Evaluación Preliminar de la Aceleración de D en un Generador de Neutrones D-D Compacto de Alto Flujo

Jorge Alberto Cifuentes Parada

Trabajo final presentado como requisito para optar al título de:
Magister en Física Medica

Director:

Dr. José Antonio Sarta Fuentes

Codirector:

Dr. José Alfonso Leyva Rojas

Pontificia Universidad Javeriana
Facultad de Ciencias, Departamento de Física
Bogota D.C., Colombia

2019


ARTÍCULO 23, RESOLUCIÓN N° DE 1946

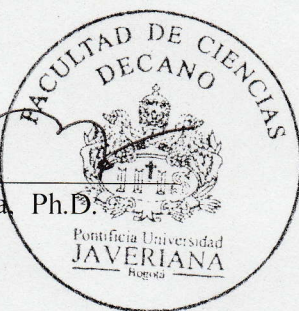
La universidad no se hace responsable por los conceptos emitidos por sus alumnos en sus trabajos de tesis. Sólo velará porque no se publique nada contrario al dogma y a la moral católica y que por que las tesis no contengan ataques personales contra persona alguna, antes bien se vean en ellas el anhelo de buscar la verdad y la justicia.



Evaluación Preliminar de la Aceleración de D en un Generador de Neutrones D-D Compacto de Alto Flujo

Jorge Alberto Cifuentes Parada


Concepción Puerta Bula, Ph.D.
Decana
Facultad de Ciencias




Alba Alicia Trespacios, Ph.D.
Directora de Posgrados
Facultad de Ciencias




Bogotá, 2020

EVALUACIÓN PRELIMINAR DE LA ACCELERACIÓN DE D EN UN GENERADOR DE NEUTRONES D-D
COMPACTO DE ALTO FLUJO

NOTA DE ACEPTACIÓN:




Director: M.Sc. José Antonio Sarta Fuentes



Co-Director: Ph.D. José Alfonso Leyva Rojas



Jurado: Ph.D. Hernán Rodríguez



Jurado: Ph.D Cesar Herreño



Jurado: Ph.D. German Pabón

BOGOTÁ D.C, JULIO 2019

Dedicado a...

A mis padres Jorge y Alicia por ser los principales promotores de mis sueños y por enseñarme a creer y luchar por ellos.

A mi hijo Julián, tu afecto y cariño son los principales detonantes de mi felicidad, de mi esfuerzo, de mis ganas de buscar lo mejor para ti.

A la naturaleza un libro abierto en cuyas páginas se revela la majestuosa expresión de la filosofía manifestada en forma de códigos

Agradecimientos

Quisiera a través de estas líneas, pronunciar un sentido agradecimiento a todas aquellas personas que con su ayuda permitieron la culminación de este trabajo de grado y en términos generales a todos los que de alguna manera contribuyeron a mi formación profesional en estos años.

Principalmente a mi familia, a mis padres quienes han sido siempre mi soporte económico y moral, en los momentos más difíciles, gracias por su apoyo y por enseñarme que las cosas se consiguen con determinación, disciplina y trabajo duro. A mis hermanos, por ser mi compañía, mi soporte y porque siempre están dispuestos a ayudarme. A mi hijo por su paciencia en tantos días de ausencia, *"Gracias por convertirte en el motor que con un abrazo me impulsaba a no desfallecer"*. A Yovana, por ser la primera persona en creer que esto sería posible, *"Gracias por llorar mis fracasos y celebrara mis logros, tu ayuda fue fundamental para permitirme alcanzar este sueño"*.

Al mi director de tesis profesor José Sarta, por acercarnos al magno mundo de interrogantes que provienen de la física de neutrones y el infinito espectro de posibilidades para investigar, por sus enseñanzas, su dedicación, esfuerzo, experiencia, motivación y sobre todo por su paciencia.

Al mi codirector de tesis profesor Alfonso Leyva por su importante ayuda y asesoría en el trabajo de grado, pero sobre todo por llevarme de la mano desde el pregrado hasta esta tesis de maestría, gracias por sus consejos, regaños y por enseñarme que la principal misión de un profesor es inspirar a sus estudiantes.

Un especial agradecimiento a la Universidad Distrital Fráncico José de Caldas, principalmente al profesor Víctor Díaz y Edwin Munevar, por su compromiso y apoyo incondicional en la búsqueda de metodologías experimentales y computacionales que son la base de mi trabajo de investigación.

Finalmente quisiera hacer extensiva mi gratitud a todos amigos y colegas a Nata, David, Andres, Fausto, Amer, Guillermo, Yuly, Marta y especialmente a Lida Velázquez. Mil gracias a todos por sus explicaciones, concejos, ayudas desinteresadas y por contribuir en mi crecimiento personal y profesional.

Contenido

Agradecimientos	vi
1. Introducción.	2
2. Justificación.	4
3. Planteamiento del problema.	5
4. Objetivos.	6
4.1. Generales	6
4.2. Específicos	6
5. Marco Teórico.	7
5.1. Introducción	7
5.2. Acelerador de partículas	10
5.2.1. Fuente de iones	10
5.2.2. Extracción	12
5.2.3. Aceleración	14
5.2.4. Generación de neutrones	17
6. Materiales y Métodos	21
6.1. Estado de arte	21
6.2. Parámetros Base de Diseño	25
6.3. Extracción	26
6.4. Columna aceleradora	30
6.4.1. Descripción	30
6.4.2. Simulación	31
6.4.3. Mediciones experimentales	41
6.5. Generación de neutrones	48
6.5.1. Energía y dependencia angular	48
6.5.2. Anisotropía	50
7. Resultados y Discusiones	53
7.1. Validación a 200 kV	53

7.2. Propuesta a 500 kV	54
7.2.1. Variaciones de densidad del plasma	55
7.2.2. Variaciones del voltaje de extracción	56
7.2.3. Columna aceleradora	57
8. Conclusiones y proyecciones	63
8.1. Bases de diseño	63
8.2. Plasma	63
8.3. Extracción	64
8.4. Aceleración	65
8.5. Blanco	65
9. BIBLIOGRAFIA	67
A. Anexo1 ECUACION DE CHILD LANGMUIR	71
B. Anexo2 Planos	73
C. Anexo3 Codigo IBSimu	78
D. Anexo4 Codigo Matlab	80

Lista de Figuras

5-1. Componentes básicos de un acelerador empleado en BNCT	10
5-2. Canales de reacción en el interior de una fuente de iones de deuterio	11
5-3. Esquema general de fuente de iones tipo RF. Csikai [12] [1]	12
5-4. Acelerador lineal convencional con fuente de iones, extractor y sistema de aceleración.	17
5-5. Blancos: fijo y rotatorio	19
6-1. Países que emplean aceleradores en BNCT	24
6-2. Densidad de corriente calculada en el sistema de extracción	27
6-3. Densidad de corriente calculada producida en un plasma	27
6-4. Distancia entre electrodos en función del voltaje de extracción.	28
6-5. Distancia entre electrodos en función del voltaje de extracción.	29
6-6. Distancia entre electrodos en función del voltaje de extracción.	29
6-7. Descripción de la columna aceleradora modelada.	30
6-8. Electrodo plasma	34
6-9. Electrodo de extracción	35
6-10. Electrodo de Aceleración	35
6-11. Electrodo de Supresión	36
6-12. Metodología general del cálculo	39
6-13. Simulación de la columna aceleradora	40
6-14. Par de Electrodos Plasma fabricados en aluminio	42
6-15. Par de Electrodos de extracción fabricados en aluminio	42
6-16. Par de Electrodos de aceleración fabricados en aluminio	42
6-17. Electrodo que simula el electrodo de supresión fabricado en aluminio	42
6-18. Fuentes de voltaje	42
6-19. Montaje experimental	43
6-20. Circuito	44
6-21. Construcción de la matriz de puntos, imagen tomada a contraluz para poder apreciar la distribución de huecos	44
6-22. Posicionamiento matriz, de punto, sistema coordinado en hojas milimetradas	45
6-23. Ubicación de los electrodos	45
6-24. Montaje experimental	46
6-25. Toma de datos	46

6-26. Resultado experimenta región de extracción	47
6-27. Resultado experimenta región de aceleración	47
6-28. Dependencia de los Coeficientes de Lengedre en función de la energía del Deuteron para cálculo de energía de los neutrones	49
6-29. Energía y dependencia angular	49
6-30. Energía y dependencia Energética	50
6-31. Coeficientes de Legendre vs Energía del Deuterón	51
6-32. Relación de ángulos de emisión respecto al 90° [12]	52
7-1. Variación de 10 mm entre el electrodo plasma y el electrodo de extracción respecto a las condiciones de referencia	54
7-2. Voltaje de aceleración de 500 kV, geometría similar a la de referencia, variación del voltaje de extracción.	57
7-3. Voltaje de aceleración de 500 kV, 2.2 cm de separación, variación del voltaje de extracción.	58
7-4. Voltaje de aceleración de 500 kV, 1.2 cm de separación, variación del voltaje de extracción.	59
7-5. Voltaje de aceleración de 500 kV, 0.3 cm de separación, variación del voltaje de extracción.	60
8-1. Variación del menisco en función de la densidad de corriente	64
8-2. Variación del menisco en función del kV de extracción	64

Lista de Tablas

5-1. Propiedades dosimétricas de haces de neutrones monodireccionales en función de su diámetro. [1]	9
5-2. Características de una fuente típica de iones RF.	12
5-3. Esquema de diferentes configuraciones de sistemas de extracción [12]	13
5-4. Generadores DC y características	15
5-5. Generadores DC y características	20
6-1. Diferentes reacciones que generan neutrones en aceleradores [18]	22
6-2. Proyectos de investigación en diferentes países	23
6-3. Bases de diseño	25
6-4. Características de la fuente	26
6-5. Tamaño de la matriz	33
6-6. Potenciales definidos para los límites del volumen simulado y para cada electrodo de la columna	37
6-7. Definición del haz	40
6-8. Coeficientes de Legendre para cálculo de energía de los neutrones	48
6-9. Coeficientes de Legendre para Relación de emisión $\theta/90$ en una reacción D-D [12]	51
7-1. Resultados al variar la densidad de corriente 2, 20, 200, 2000, mA/m^2 . La Geometría 1 tiene una separación entre el electrodo plasma y el electrodo de extracción de 0.3 cm, la Geometría 2 tiene una separación entre el electrodo plasma y el electrodo de extracción de 4.5 cm	55
7-2. Resultados de variar el voltaje	56
7-3. Resultados para diferentes configuraciones de la columna aceleradora	62

1. Introducción.

La radioterapia se basa en maximizar la dosis de radiación en el tumor minimizando la dosis en el tejido sano, con el objetivo de erradicar las células malignas o limitar el crecimiento tumoral (control local). Una terapia ideal para cualquier tipo de cáncer consistiría en lograr que las células cancerosas sean eliminadas selectivamente, sin dañar el tejido sano. La terapia neutrónica por captura de Boro (BNCT, por sus siglas en inglés) es una modalidad muy interesante de terapia de cáncer debido a su potencial para la destrucción selectiva de células.

Actualmente las investigaciones se enfocan a varios tipos de cáncer, glioblastomas multiformes y tumores cerebrales altamente maligno y terapéuticamente persistente, para los cuales la quimioterapia, la cirugía y la radioterapia convencional no son tan exitosas. El aumento de la probabilidad de muerte celular depende de maximizar las dosis en los tejidos tumorales, sin embargo se debe establecer unos límites para tejido sano los cuales según el protocolo del ensayo clínico del Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL) la dosis absorbida local a los tejidos sanos no debe exceder 12.5 Gy a cualquier parte del cerebro. [1]. Protocolos más recientes de BNL pueden permitir valores dosis que excedan el 12.5 Gy, sin embargo una medida conservadora sugiere mantener el esquema inicial debido a efectos en piel. Una importante limitación de BNCT es el tiempo de tratamiento ya que el compuesto que transporta hasta el tumor se difunde rápidamente después de unas pocas horas, y el tratamiento se vuelve menos eficiente. El flujo de neutrones por lo tanto tiene que ser lo suficientemente alto [2].

En BNCT la conformación del volumen tumoral para la distribución de dosis, se da mediante captura selectiva de Boro en las células cancerígenas, gracias a la farmacocinética y biodistribución de compuestos que transportan el boro (esto resulta ser una diferencia fundamental en comparación con la radioterapia convencional), sin embargo el tamaño de campo continua teniendo relevante importancia al disminuir el área superficial de depósito de dosis en tejidos sano como piel. Este tamaño de campo se define por medio de colimadores, los esquemas tradicionales de tratamiento en BNCT para cráneo establecen tamaños de campo de 6-18 cm, a partir de los cuales se define rangos de fluencia del orden de 10^{12} n/cm² que garantizan no exceder el límite de 12.5 Gy en tejido sano, y flujo de 10^8 n/cm²s siendo lo mínimo requerido para un tratamiento de una hora de duración. A partir de la profundidad donde se encuentra el carcinoma, se define el alcance que deben tener los neutrones, por ende la energía de salida optima y los rangos donde el 90% de la máxima dosis del tumor es alcanzable, la energía optima depende del diámetro del haz pero está en el orden de los eV

para para profundidades pequeñas como 2cm y hasta de 7.7 keV para profundidades como 8 cm, de igual manera los rangos de energía para alcanzar el 90 % de la máxima dosis a tumor.

2. Justificación.

Teniendo en cuenta que la Terapia por Captura Neutrónica TCN en el contexto internacional se encuentra en fase de desarrollo y que en el país los avances en este tema son incipiente, el grupo de investigación de Biofísica & Bioquímica Estructural, ha venido desarrollando en los últimos tres años, dentro de su línea de investigación Captura Neutrónica en el Tratamiento del Cáncer CNTC, trabajados con el propósito de desarrollar en la Pontificia Universidad Javeriana PUJ la infraestructura técnico-científica necesaria para realizar investigaciones relacionadas en TCN. [3]

3. Planteamiento del problema.

Los resultados de tratamientos a diferentes tipos de cáncer, han mejorado considerablemente en los últimos años, como resultado de la intensa investigación básica y aplicada, desarrollo de equipos, fármacos y metodologías terapéuticas. Se destaca particularmente la técnica conocida como Boron Neutron Capture Therapy (BNCT), la cual corresponde a un procedimiento basado en inducir reacciones nucleares entre neutrones termalizados e isotopos del Boro al interior de las células tumorales. Como resultado de la captura del neutrón con el Boro se obtiene la emisión principalmente de un fotón gamma y partículas que se caracterizan por tener alta transferencia lineal de energía LET, ^4He y ^7Li .

Los resultados terapéuticos de estudios realizados con neutrones provenientes de reactores nucleares de investigación, son bastante satisfactorios, sin embargo la complejidad que representa la instalación en una unidad hospitalaria aparta la posibilidad de promover la terapia por captura de neutrones TCN con objetivo puramente clínico. En la actualidad los esfuerzos técnicos encaminados a desarrollo del BNCT se centran en aceleradores como fuentes de neutrones. Dicha tecnología es bastante eficiente en la obtención de haces de neutrones con las condiciones clínicas requeridas, por lo que posibilitan la implementación de forma intrahospitalaria. La relativamente sencilla manera de operación se basa en la producción, extracción, focalización y aceleración de partículas cargadas en energías hasta los MeV, con el objetivo de colisionarlas en blancos y obtener de estos eventos una fluencia deseada de neutrones. En los aceleradores el rendimiento de la producción de neutrones depende principalmente de las características del sistema producción, de la extracción y la aceleración de iones. Para esto es necesario plantearse el interrogante de ¿Cómo evaluar la aceleración de iones de deuterio, que impactan un blanco para la generación de neutrones empleados en BNCT?

4. Objetivos.

4.1. Generales

- Caracterizar la aceleración de deuterones en un generador de neutrones D-D compacto de alto flujo.

4.2. Específicos

- Establecer las bases de diseño del sistema de aceleración en un generador de neutrones D-D compacto de alto flujo.
- Caracterizar la dependencia de la densidad de la corriente iónica en función del voltaje de extracción.
- Obtener las líneas equipotenciales del sistema de aceleración en un generador de neutrones D-D compacto de alto flujo.
- Determinar la trayectoria descritas por los deuterones en la línea de aceleración.
- Evaluar la distribución angular de los neutrones generados en la reacción D-D en función de la energía del D incidente.

5. Marco Teórico.

5.1. Introducción

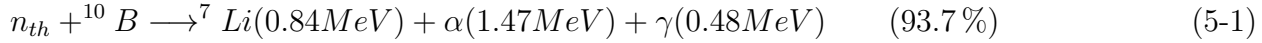
La organización mundial de la salud ubica al cáncer como “la principal causa de muerte en todo el mundo” atribuyéndole, 8.8 millones de víctimas en el 2015. La prescripción de un adecuado y eficaz tratamiento depende del diagnóstico correcto y temprano, del acceso a tecnología de punta y de la formación de profesionales entrenados en diferentes modalidades como cirugía, la radioterapia o la quimioterapia. El objetivo principal es curar el cáncer, prolongar en lo posible la vida del paciente, o mejorar su calidad de vida. La tasa de curación de diferentes tipos de cáncer ha aumentado prometedoramente en los últimos años como resultado de la constante investigación y desarrollo de equipos, fármacos y técnicas terapéuticas [4]

Los equipos de rayos X de Ortovoltage (300 kVp) fueron utilizados para tratar lesiones superficiales hasta 1950, cuando el esfuerzo por alcanzar mayores profundidades impulso el desarrollo las unidades de cobalto-60 [5], posteriormente, problemas con el manejo de fuentes radiactivas y la imposibilidad de manipular características del haz como la tasa de dosis y energía, condujo al perfeccionamiento en la obtención de rayos X de mayores energías (en el orden de los MeV), esta vez acelerando electrones a velocidades cercanas a la de la luz e impactándolos en un blanco de tungsteno-cobre. A las técnicas descritas anteriormente se suman la Braquiterapia, la protonterapia y la terapia con neutrones [6].

Seis años después del descubrimiento del neutrón (1932) y 10 años antes de la aparición de la terapia con electrones, Stone introduce la terapia con neutrones, la cual trajo consigo sorprendentes resultados. No obstante los beneficios de esta nueva técnica no eran evidentes, toda vez que los rayos X eran significativamente más económicos y además la afectación al tejido biológico sano era mucho mayor con los neutrones que con otras técnicas. A finales de la década de 1960 la terapia con neutrones fue introducida nuevamente en el Hospital de Hammersmith. En la actualidad los haces neutrónicos emplean un mecanismo variado de generación y los rangos de la energía son más específicos respecto a los empleados en sus comienzos [7].

El uso de neutrones con fines terapéuticos y en especial la técnica conocida como BNCT, corresponde a un procedimiento basado en inducir reacciones nucleares entre neutrones termalizados e isotopos como el ^{10}B al interior de las células cancerígenas. Esta reacción nuclear

tiene como consecuencia la emisión de dos partículas de alta LET (${}^3\text{He}$ y ${}^7\text{Li}$), que depositan la dosis a distancias comparables en tamaño de las células (5-9 micras), disminuyendo casi por completo el depósito de dosis en tejido sano[8].



Los mayores desarrollos en este campo han sido impulsados por diversos grupos de investigación a nivel mundial sobresaliendo las inversiones significativas y sostenidas en Japón, China, Estados Unidos y Europa, quienes han llevado el desarrollo de la terapia con neutrones a un ritmo que habría sido inimaginable hace unos años, trayendo con esto esperanza para investigadores y pacientes [9].

Los dos elementos fundamentales en BNCT son:

- Un fármaco portador de boro selectivo del tumor.
- Una fuente de neutrones adecuada la cual puede ser debida a una fuente encapsulada, a un reactor nuclear de investigación (NRR en inglés), o a un acelerador de partículas.

En Tailandia se intentó utilizar fuentes de ${}^{252}\text{Cf}$ de manera intersticial para el tratamiento del carcinoma de cuello uterino en combinación con boro, pero estas tenían muchísimas desventajas relacionadas con la corta vida media de 2,6 años, el decaimiento por emisión de partículas alfa o por fisión espontánea de 96.9 % a 3.1 %, respectivamente, además para BNCT se necesitaría una fuente del orden de 1 g, la cual es que es muy difícil de obtener.

Hasta el 2009, la mayoría de los estudios y tratamientos clínicos con BNCT se realizaron utilizando reactores nucleares que producen varios neutrones de una reacción en cadena de fisión nuclear [9].

Los resultados terapéuticos de estudios realizados en NRR son bastante prometedores, pero el alto costo, la dificultad de instalación, el manejo de desechos, las regulaciones y exigencias de los organismos de licenciamiento, alejan la posibilidad de promover la terapia neutrónica con objetivo puramente clínico [9]. Después de aproximadamente 60 años de investigación y desarrollo en el BNCT en reactores, los esfuerzos técnicos se centran en las fuentes de neutrones generados en aceleradores que se instalarán en los hospitales [8]. Sin embargo, una recopilación completa de datos en BNCT basada en NRR será útil para los diseñadores de haces generadores de neutrones.

El uso de aceleradores puede cambiar las perspectivas de BNCT principalmente por la posibilidad de instalarlo de forma intrahospitalaria debido a varias razones. Primero, los aceleradores son mucho más aceptables por la población general que los reactores, en segundo lugar, se tiene menos complicaciones para la obtención de licencias y gestión de desechos nucleares. [10]

En la actualidad se construyen y se someten a prueba varias fuentes intensas de neutrones basadas en aceleradores y su progreso se evalúan en congresos como el *International Congress on Neutron Capture Therapy ICNCT*[11]. Las tasas de producción de neutrones por medio de aceleradores son relativamente altas y el espectro de energía neutrónica es relativamente estrecho, lo cual requiere menos moderación que los generados a partir de otras fuentes [9]. La energía del haz incidente, la tasa de producción de neutrones, el punto de fusión y la conductividad térmica del blanco, son características importantes para una fuente de neutrones basadas en aceleración de partículas.

La Tabla 5-1, presenta valores de fluencia (n/cm^2) y flujo (n/cm^2s) para diferentes diámetros de haz, impactando sobre tumores a diferentes profundidades, sobre los cuales se menciona la energía óptima y el rango de energías alcanzables.

Diámetro del Haz	Fluencia de neutrones n/cm^2	Flujo de neutrones n/cm^2s	Profundidad del tumor	Energía óptima [keV]	Dosis máxima de tumor alcanzable [Gy-equivalente]	Rango de energía donde el 90 de la máxima dosis a tumor es alcanzable [keV]
6 cm	5.34×10^{12}	1.48×10^8	8 cm	2.71	18.5	1.08 a 6.67
			6 cm	2.0	36.9	0.57 a 6.65
			4 cm	2.0	61.8	0.13 a 5.71
			2 cm	7.94×10^{-3}	74.5	0.47×10^{-3} a 2.5
12 cm	2.74×10^{12}	6.86×10^8	8 cm	7.76	31.5	2.29 a 16.9
			6 cm	7.76	50.9	0.31 a 16.2
			4 cm	0.79	68.0	0.03 a 14.3
			2 cm	3.16×10^{-3}	70.8	0.17×10^{-3} a 0.41
18 cm	2.07×10^{12}	5.76×10^8	8 cm	7.74	39.3	1.23 a 22.6
			6 cm	7.94	56.1	0.4 a 21.4
			4 cm	2.0	67.3	0.01 a 18.8
			2 cm	0.79×10^{-3}	69.2	1.6×10^{-3} a 0.09

Tabla 5-1.: Propiedades dosimétricas de haces de neutrones monodireccionales en función de su diámetro. [1]

5.2. Acelerador de partículas

Son dispositivos que mediante la acción de campos eléctricos y magnéticos generan, extraen, focalizan y aceleran partículas cargadas hasta energías que podrían llegar a ser del orden de los TeV. Un acelerador básicamente se encuentra compuesto de las siguientes partes: una fuente de iones, un mecanismo de extracción, una región donde son acelerados los iones y un blanco donde los iones interactúan generalmente con otros átomos (Figura 5-1).

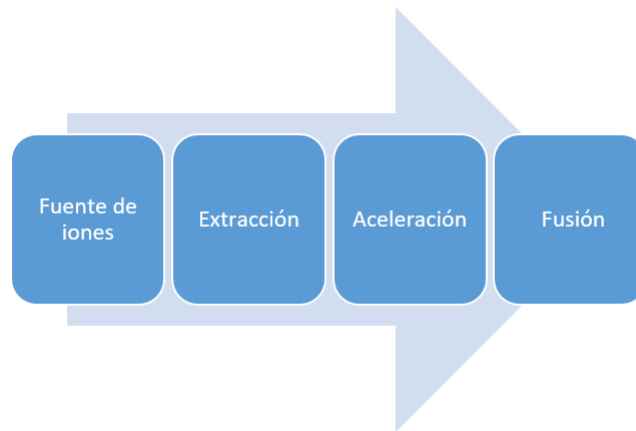


Figura 5-1.: Componentes básicos de un acelerador empleado en BNCT

5.2.1. Fuente de iones

En la fuente de iones, una cámara confina un gas (Deuterio) el cual es ionizado generando un plasma de donde se extraen los iones. El proceso de ionización se induce mediante el paso de corrientes eléctricas a través del gas, debido a la aplicación de campos eléctricos en combinación con campos magnéticos, o también mediante la aplicación de ondas de radiofrecuencia al gas [8]. La ionización del gas deuterio en el interior de una fuente de iones genera iones de especies monoatómicas $D1^+$, diatómicas $D2^+$ y triatómicas $D3^+$. Los diferentes canales de la reacción para el gas deuterio que ocurren en el interior de una fuente de iones se ilustran a continuación [12] (Figura 5-2). El principio general de funcionamiento se fundamenta en el confinamiento de un gas de deuterio sometido a la acción de corrientes de electrones que ionizan el gas. Los electrones experimentaran aceleración y desaceleración cíclica debido a la presencia de un campo eléctrico variable en el tiempo, un campo electromagnético alterno es generado por una antena de radio frecuencia RF[1]. La colisión entre electrones y el gas de deuterio generan iones de D solo si $E_e = eE\lambda_e \geq E_i$ donde λ_e es el camino libre medio de los electrones de energía E_e y E_i es la energía de ionización[12]. Los imanes permanentes dispuestos alrededor de la periferia de la fuente de iones generan campos magnéticos en la región del plasma y su propósito es el de hacer más eficiente el proceso de ionización en el

gas deuterio [1] y de esta manera disminuir el consumo de gas. El campo magnético transversal evita los electrones en la fuente sean acelerados en dirección axial. En la actualidad se identifican básicamente tres tipos de fuentes de iones: Penning (PIG), Duoplasmatron (DP) y radiofrecuencia (RF).

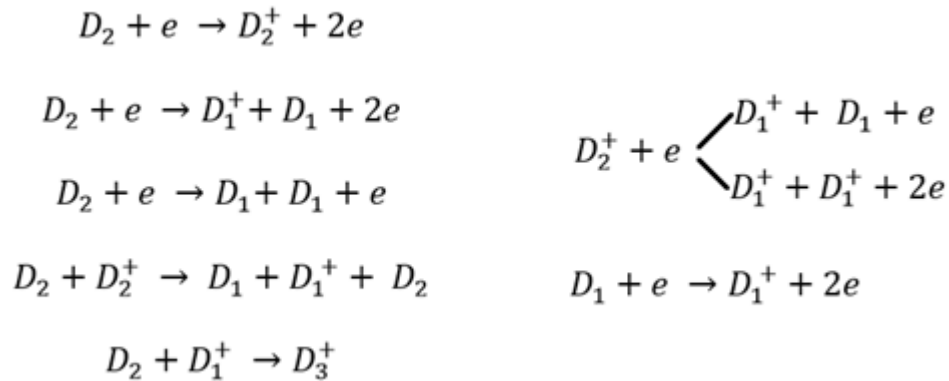


Figura 5-2.: Canales de reacción en el interior de una fuente de iones de deuterio

Las fuentes de radiofrecuencia RF son fáciles de operar, tienen una vida útil prolongada, permiten un plasma de alta densidad que garantiza rendimientos de especies monoatómicas casi puras con densidades de corrientes hasta $100mA/cm^2$ que generan grandes áreas de plasma uniforme, por lo tanto las fuentes de iones impulsadas por RF son adecuadas en generadores de neutrones compactos.

En las fuentes de RF, un oscilador capacitivamente acoplado generara la descarga, debido a la aceleración de los electrones libres inducida por el campo eléctrico generado por el ánodo (Figura 1-3). El campo magnético permanente focaliza las cargas y los iones son extraídos a través de un electrodo que cuenta con una longitud y un diámetro determinado [12].

En la práctica, la elección de la fuente se encuentra determinada por los requerimientos propios de la aplicación. En situaciones en donde la razón de especies monoatómicas es importante, las fuentes RF son más adecuadas, sin embargo las fuentes PIG son comúnmente más utilizadas debido a la alta corriente de producción [12]. En la tabla 1-2, se describen algunos valores de parámetros típicos de una fuente de iones RF.

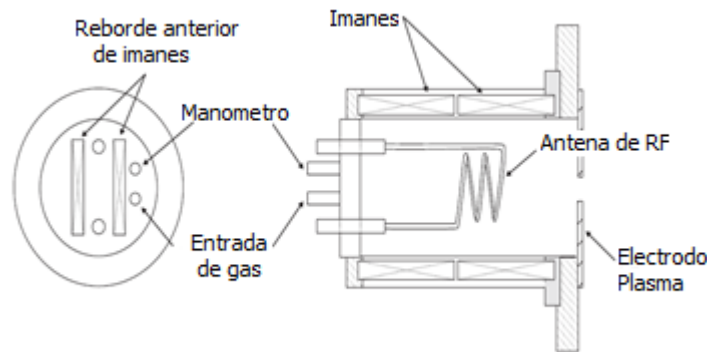


Figura 5-3.: Esquema general de fuente de iones tipo RF. Csikai [12] [1]

Cantidad	Valor
V generación	500 kV
V extracción	2-10 kV
Corriente iónica	5 mA
Consumo de gas	$15\text{cm}^3/h$
Tiempo de operación	50-100h
Diámetro	30-50 mm
Longitud	100-200 mm
Consumo	100-400 W
Iones	D^{+1} , D^2 , D^{+3}

Tabla 5-2.: Características de una fuente típica de iones RF.

Un haz de iones proveniente de una fuente de iones se caracteriza por el brillo, la emitancia y su divergencia. El brillo se define como la relación entre la corriente del haz y la emitancia. Los haces tienen una dirección de propagación, por ejemplo Z, sin embargo también poseen una distribución relativa al eje de propagación, con componentes transversales X, y Y. La emitancia puede considerarse como una medida del paralelismo de un haz.

5.2.2. Extracción

El sistema de extracción tiene por objeto trasladar los iones desde la fuente de iones hasta el sistema de aceleración. En la tabla 5-3 se ilustran las configuraciones más frecuentes de los sistemas de extracción y además se describen algunas características de cada una de ellas. Un sistema de extracción debe garantizar pérdidas mínimas de corriente en el haz iónico, debe contar con una alta flexibilidad para la formación del haz y su diseño debe facilitar su instalación en el vacío [13]. La forma del menisco, la densidad y temperatura del plasma influyen en la trayectoria de los iones en la columna aceleradora [1].


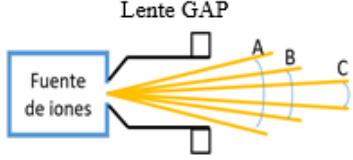
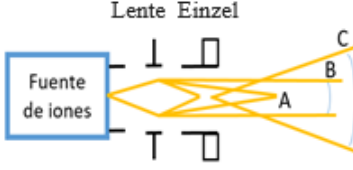
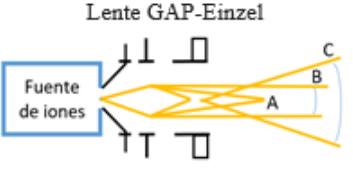
Sistema de extracción	Características
	Corriente de haz divergente (A) proporcional a la energía. Energía 1 a 5 keV
	Haz divergente (100 eV a 50 KeV) haz divergente (A, B, C)
	Haz enfocado (A), haz colimado (B), haz divergente (C) energía de 1 a 5 keV
	Haz enfocado (A), Haz acelerado (1 keV a 30 keV) Haz colimado (B), Haz divergente (C)

Tabla 5-3.: Esquema de diferentes configuraciones de sistemas de extracción [12]

Suponiendo que el sistema de extracción se comporta como un par de placas paralelas donde la abertura del electrodo plasma es el cátodo y la abertura del electrodo de extracción es el ánodo, entonces la densidad de corriente (J) iónica se describe a partir de la ley de Child–Langmuir, (Anexo 1):

$$J = \left(\frac{4}{9}\right) \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2q}{m}} \frac{U^{3/2}}{x^2} \quad (5-3)$$

Donde

ε_0 = Permitividad eléctrica del vacío = $8.85 \times 10^{-12} F/m$

q = Carga eléctrica del ión = $1.6 \times 10^{-19} C$

m = Masa del deuterón = $3.343 \times 10^{-27} kg = 1.88 \times 10^9 eV/c^2$

U = Potencia de extracción

x = Distancia entre electrodos

A partir de la ecuación anterior se entiende que la trayectoria del haz de iones acelerados se ve afectada durante la extracción por el potencial (fuerza eléctrica), pero también

depende de la densidad y movilidad de las cargas en el plasma, es decir la densidad iónica y la temperatura del plasma, las cuales definirán la densidad de corriente posible en la fuente a partir de la siguiente ecuación [14].

$$J = 0.6qn_i\sqrt{\frac{kT_e}{m}} \quad (5-4)$$

Donde

q =Carga eléctrica del ión = $1.6 \times 10^{-19}C$

n_i =Densidad ionica (cm^{-3})

k =Constante de Boltzmann (J/K)

T_e =Temperatura electrónica (eV)

m =Masa del deuterón = $3.343 \times 10^{-27}kg = 1.88x10^9 \text{ eV}/c^2$

Igualando la ecuación 5-3 y ecuación 5-4, despejando x se puede calcular la distancia entre el electrodo plasma y el electrodo de extracción del tal manera que se garantice que un haz forma plana.

$$x^2 = \frac{20 \varepsilon_o U^{3/2}}{27 qn_i} \sqrt{\frac{2q}{kT_e}} \quad (5-5)$$

5.2.3. Aceleración

El sistema de aceleración toma los iones provenientes del sistema de extracción y les proporciona energía cinética suficiente para trasladarlos hasta el blanco. Este sistema debe garantizar un tamaño focal adecuado que permita optimizar la densidad de la corriente y la uniformidad del haz iónico. Algunos aspectos que deben ser tenidos en cuenta en un sistema de aceleración están asociados con el mecanismo mediante el cual se le suministra la energía a los iones, el tipo de ion acelerado, la intensidad del haz, el sistema de vacío y la línea del transporte del haz.

El sistema de aceleración de los iones de Cockcroft – Walton emplea un circuito eléctrico que genera un voltaje directo (DC) alto a partir de una baja tensión de corriente alterna (AC). La tabla 5-4 ilustra diferentes generadores con sus características más importantes. Con el uso de estos generadores, los iones en su desplazamiento describen trayectorias rectilíneas [12].

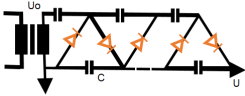
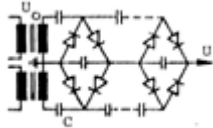
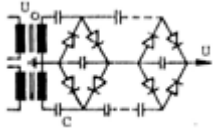
	Cascada	Cascada simétrica	Dynamitron
Circuito			
Voltaje de salida	$U = 2NU_0$ N=Núm. de dobladores. $U_0 =$ Voltaje de entrada	$U = NU_0$	$U \approx \frac{N}{1 + \frac{4C_1}{C_2}}$
Tensión	0.1-1MV	0.1-25 MV	0.7-5.7 MV
Corriente máxima	1 A	200 mA	20 mA

Tabla 5-4.: Generadores DC y características

El objetivo de la columna aceleradora es extraer partículas cargadas de la fuente de iones y formar un haz útil para la producción de neutrones al chocar contra el blanco. Algunas cantidades de interés asociadas al haz iónico en una columna aceleradora son:

- La corriente total del haz de iones: Determina el rendimiento de neutrones
- El área del haz en el objetivo: Determina el tiempo de vida útil debido a la pulverización del blanco.
- La trayectoria del haz de iones: Importante para el diseño de la columna del acelerador. Los electrodos no deben interceptar la trayectoria del haz de iones. [1]

Para determinar la trayectoria de un haz de iones en una columna aceleradora, se requiere en primer lugar establecer la distribución de los potenciales y los campos eléctricos a lo largo de la columna. Obtener el campo eléctrico E y el potencial V en una determinada región, se conoce como el problema de valor límite. Para hallar V , se recurre a las ecuaciones de Poisson y Laplace. [15]. La ecuación de Poisson, se encuentra expresada por:

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho_v}{\varepsilon} \quad (5-6)$$

Donde

V =Potencial

ρ_v =Densidad de carga volumetrica.

ε = Constante dieléctrica del material

Donde ρ_v es la densidad de carga y ε es la permisividad eléctrica del medio. En regiones libres de carga eléctrica $\rho_v = 0$ y la ecuación de Poisson se transforma en la ecuación de

Laplace:

$$\nabla^2 V = 0 \quad (5-7)$$

Para resolver la ecuación de Laplace en una región del espacio, es necesario conocer la interacción entre las soluciones con el entorno. Esa interacción es expresada en las condiciones de frontera que son potenciales definidos en un espacio. Puesto que el problema puede resolverse con varios métodos, el teorema de unicidad garantiza que si se fijan condiciones de frontera se tiene una única solución independiente de la metodología. Existen condiciones de frontera de varios tipos dentro de los que resaltan las condiciones tipo Dirichlet y condiciones de Neumann.

Las condiciones de Dirichlet se introducen directamente en el sistema una vez planteadas las ecuaciones de dominio. En este tipo de ecuaciones, se conoce el potencial en el exterior y las coordenadas de posicionamiento de los electrodos.

$$V(x, y) = v(x, y) \quad (5-8)$$

Donde v es un dato. En el caso de $v = 0$ se llama condición de Dirichlet homogénea.

En las condiciones de Neumann se le especifican los valores de la derivada $\frac{dv}{dx}$ en los puntos de la frontera.

A partir de la solución de la ecuación de Laplace, se obtiene el potencial eléctrico $V(x, y)$. Conociendo el valor de $V(x, y)$ en una distribución espacial cartesiana, es posible calcular el gradiente de potencial. El vector obtenido indica la dirección de la tasa de cambio del potencial eléctrico como función de la distancia y por lo tanto es posible definir la distribución y dirección del campo eléctrico empleando la relación:

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (5-9)$$

Una partícula de masa m y carga q en presencia de un campo eléctrico, experimentara una fuerza que es igual al producto entre la carga y la intensidad del campo.

$$\vec{F}_e = q\vec{E} \quad (5-10)$$

Por lo tanto, a partir de la segunda ley de Newton, la magnitud y dirección de la aceleración de la partícula cargada se define como:

$$\vec{a} = \frac{q\vec{E}}{m} \quad (5-11)$$

La trayectoria y la velocidad de las partículas cargadas pueden determinarse a partir de las ecuaciones de movimiento.

En la Figura 5-4 se ilustra el esquema de un acelerador lineal de iones convencional en donde se exponen de una forma integrada, cada una de las partes principales que constituyen un acelerador: fuente de iones, extractor y aceleración [12]. En aquellos aceleradores donde se desea obtener un haz pulsado, se instala un pulsador entre la región de la fuente de iones y el extractor.

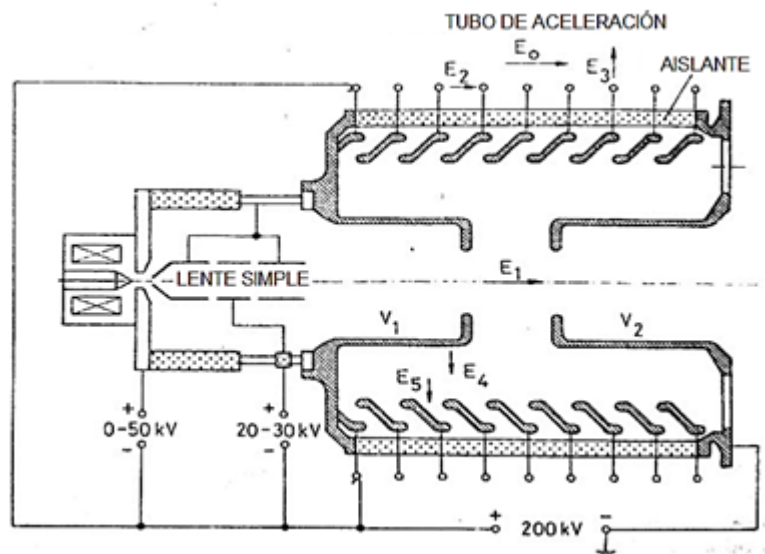


Figura 5-4.: Acelerador lineal convencional con fuente de iones, extractor y sistema de aceleración.

5.2.4. Generación de neutrones

El fenómeno físico que subyace en la producción de neutrones al interior de un acelerador es la fusión nuclear, la cual consiste en la unión de dos núcleos ligeros para formar uno más pesado. Como resultado de la reacción de fusión se libera una energía de 3.27 MeV con ${}^3\text{He}$ y neutrones 1_0n como productos de fusión [1].



La energía de los neutrones E_n generados en la reacción $A(d-n)B$ en función de la energía del deuterón E_d y el ángulo θ se describe a partir de la siguiente relación [12]:

$$E_n^{1/2} = \frac{(m_d m_n E_d)^{1/2}}{m_B + m_n} \cos(\theta) + \frac{\{m_d m_n E_d \cos^2 \theta + (m_B m_n) [m_B Q + (m_B - m_d) E_d]\}^{1/2}}{m_B + m_n} \quad (5-13)$$

Donde: E_n = Energía del neutrón

E_d = Energía del deuterón

$Q = Q$ de la reacción
 m_d = masa del deuterón
 m_n = masa del neutrón
 m_B = masa del producto $B = {}^3He$
 θ = Angulo de emisión

Para una energía definida de los deuterones E_d , la energía de los neutrones E_n expresada como una expansión en términos de $\cos\theta$ se encuentra expresada por [14]:

$$E_n = A_o + \sum_{n=1}^n A_n \cos^n(\theta) \quad (5-14)$$

Para evaluar la anisotropía de los neutrones emitidos por un blanco debido a la interacción D-D, se emplea la siguiente relación debida a Drogas [12] :

$$R(\theta) = \frac{Y(\theta)}{Y(90)} = \left(1 + \sum_{i=1}^5 A_i \cos^i \theta \right) \quad (5-15)$$

Donde:

R_θ = Anisotropía respecto a 90°
 Y_θ = Rendimiento a un ángulo θ
 Y_{90} = Rendimiento a 90°
 A_i = Coeficientes de la expansión

Por lo tanto dada una energía del deuterio, la anisotropía relaciona el rendimiento en producción de neutrones a un ángulo de emisión θ respecto a 90° .

A pesar de la gran anisotropía en la emisión de neutrones D-D, en la distribución angular a $E_d \leq 500keV$ la expansión del polinomio es aceptable a un grado $n = 5$ [12].

El blanco normalmente consiste en un sustrato metálico recubierto con una capa fina de escandio, titanio o diferentes compuestos. En los generadores de neutrones, la eficiencia de la producción depende de factores tales como: la relación atómica, el espesor, la temperatura de adsorción y desorción, la capacidad del material del blanco para retener el deuterio o tritio, Entre más deuterio y tritio se logre retener, ocurren más reacciones de fusión nuclear entre los iones acelerados y el dopaje T o D. El blanco normalmente es una fina película de espesores entre 0 y $50 \mu m$ [1]. Un aspecto importante a tener en cuenta en el diseño de un blanco es el sistema de refrigeración que permite disipar el calor del blanco. Dentro de los diferentes diseños existentes, los más frecuentemente utilizados son los blancos fijos y los rotatorios (Figura 5-5)[12].

Para blancos estacionarios, unos pocos cientos de watts por cm^2 pueden disiparse con un sistema refrigerado con agua. En la práctica una energía de los deuterones de 200 keV con una corriente del haz de unos pocos miliamperios pueden ser usados sobre un área del blanco de 5 cm^2 . Experimentalmente se puede establecer un arreglo con spray de vapor de de nitrógeno N_2 . Varios tipos de enfriamiento basados en agua o freón han sido desarrollados para mantener la temperatura del blanco por debajo de los valores de desorción $250\text{ }^\circ\text{C}$. Para haces de pocos kilowatt, las estructuras de los materiales refrigerantes pueden perturbar considerablemente el campo de neutrones. El enfriamiento directo del soporte del blanco con nitrógeno líquido es muy eficiente manteniendo la temperatura promedio de la superficie del blanco de titanio entre $(100\text{ y }200\text{ }^\circ\text{C})$ [12].

En blancos rotatorios con rendimientos mayores a $10^{11}n/s$, donde se necesitan haces de altas corrientes, se hace necesario disipar 10 kW del blanco en poco tiempo. Roche ha desarrollado un blanco rotatorio a 3000 y 4000 rpm dentro de un sistema al vacío conducido por un campo magnético (Figura 5-5). Un líquido eutéctico fue usado para enfriar el fluido. La corriente, la geometría, las estructuras del material y la velocidad de rotación definen la eficiencia y el tiempo de vida del blanco. La tabla 5-5 describe características generales de algunos blancos de deuterio y tritio que se encuentran disponibles comercialmente [12].

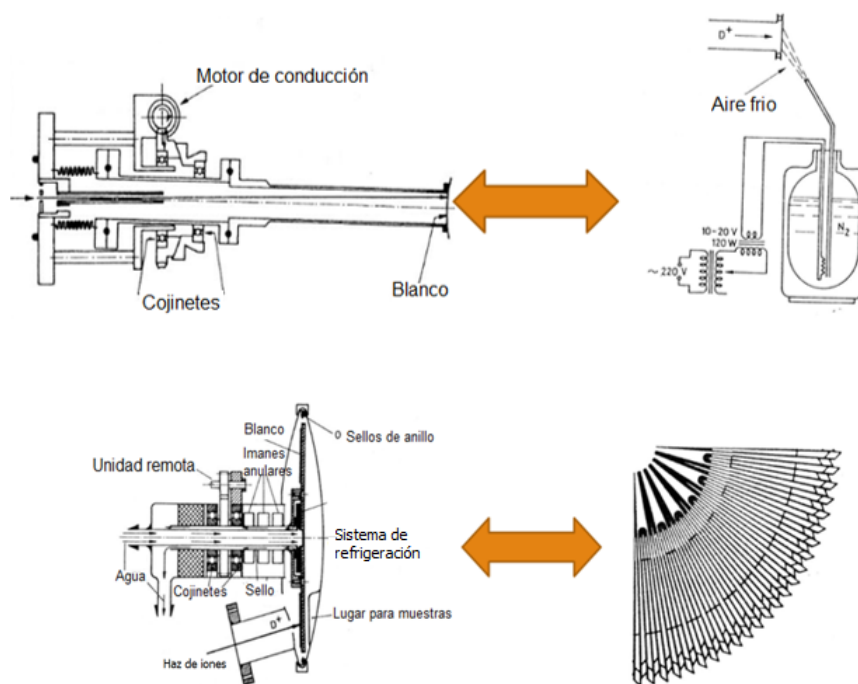


Figura 5-5.: Blancos: fijo y rotatorio

Fabricante o proveedor		Características de alguno objetos sólidos de D y T comercialmente disponibles									
		Soporte					Capa Activa				
		Material	Espesor (mm)	Diámetro (mm)	Material	Espesor (mm)	Diámetro (mm)	Actividad de tritio o contenido de D			
Radiochemical Centre Amersham	T	Cu	0.25	28.6	Ti	0.23-2.2	25.4	$(3 - 30) \times 10^{10}$			
	D	Cu	0.25	28.6	Ti	0.23-2.2	25.4	$3.3 - 3.1 \text{ cm}^3 / \text{cm}^2$			
Saclay, France CIS asociación formada de: 1-Commissariat a l'Energie Atomique (CEA), France. 2-Institut Nat, des Radioelementes (IRE) Belgium 3-Societe Ricerche Biomadiche (SORIN) Italy	D	Cu	0.4	28.5	Ti	0.2-0.9	25.4	$(4 - 18) \times 10^{10} \text{ Bq}$			
		Ag	1.0	38.0			30.0				
		Al	1.5	49.0			30.0				
Metronex	D	Cu	0.4	28.5	Ti	0.2-0.9	25.4	$(4 - 18) \times 10^{10}$			
		Ag	1.0	38.0			30.0				
		Al	1.5	49.0			30.0				
Metronex	T	Al	0.5	28.5	Ti	0.2-2.2	25.4	$(4 - 44) \times 10^{10} \text{ Bq}$			
		Al	0.5-1	38.5	Zr	0.2-2.2	25.4	$(4 - 44) \times 10^{10} \text{ Bq}$			
Metronex	D	Al	0.5	28.5	Ti	0.2-2.2	25.4	$0.6 - 3.5 \text{ ml}$			
		Al	0.5-1	38.5	Zr	0.2-2.2	25.4	$0.6 - 3.5 \text{ ml}$			

Tabla 5-5.: Generadores DC y características

6. Materiales y Métodos

6.1. Estado de arte

Diseñar haces para terapia de captura de neutrones constituye un desafío tecnológico el cual tiene como objetivo disponer de una distribución uniforme de neutrones de baja energía (térmicos) en el volumen de tratamiento específico. La conformación de la dosis tumoral se consigue capturando neutrones térmicos en boro que se dirige y retiene selectivamente en el tumor. La comprensión sobre BNCT se debe a la investigación realizada en NRR (Nuclear research reactors). Durante casi 60 años de investigación en BNCT se pudo establecer ventajas demostradas en este método de tratamiento de cánceres vs técnicas convencionales. El perfeccionamiento de la técnica de BNCT con el objetivo de establecerla como terapia rutinaria contra el cáncer es factible si se cuenta con una fuente de neutrones diferente a un reactor. Recientemente se han perfeccionado diversos prototipos de fuentes de neutrones con este fin, como los generados por las reacciones D-D y D-T, entre otros. Los generadores basados en aceleradores son idóneos para variar el espectro y la dirección del flujo de los neutrones de salida, modificando la energía del haz de iones incidente en el blanco. El generador de neutrones consta de las siguientes partes principales: fuente de plasma, sistema de extracción electrostática para haz de deuterio formación/aceleración, y el blanco generador de neutrones.

Mejorar cada segmento aumenta el rendimiento ya que son indicadores del el flujo total de neutrones, por ejemplo:

- La densidad de flujo iónico de la fuente de plasma determina la densidad de corriente máxima del haz de iones.
- El sistema de extracción y formación del haz afecta la corriente total, la densidad de corriente y la energía del haz.
- La densidad de deuterio o tritio en el material objetivo.

Algunos retos impuestos por el BNCT se relacionan con el rendimiento, equipos de refrigeración, blancos adecuados, conformadores de haz, moderadores, reflectores, sistemas de planificación de tratamiento (TPS), entre otros. El Idaho National Engineering and Laboratorio Ambiental, el Lawrence Berkeley National Laboratory, la Universidad de Birmingham y la Universidad de Hanyang, son algunas de las instituciones que centran sus esfuerzos en

diseñar equipos que garanticen la viabilidad para uso clínico. Dentro de las diversas investigaciones adelantadas por los diferentes grupos, se realizan comparaciones de rendimiento entre los haces de protones de 2.5 MeV y los haces de iones pesados como el Deuterón, se desarrollan equipos de refrigeración basados en choque de chorros sumergidos y microcanales, se realizan ensayos de ensambles para conformar el haz y se diseñan moderadores con flúor o magnesio, entre otros. Sin embargo, se continúan adelantando investigaciones con el propósito de hacer viable el BNCT con la ayuda de aceleradores [9]

En la tabla 6-1 se puede observar reacciones productoras de neutrones diferentes a D-D, el umbral y algunas energías de bombardeo, el porcentaje para el cual la energía máxima de neutrones es menor a 1 MeV, y las energías de neutrones máximas y mínimas. [17]

Reacción	Eth	Ein	Producción total	Fracción $E_n < 1 \text{ MeV}$	En,max (keV)	En,min (keV)
$7\text{Li}(p,n)7\text{Be}$	1.880	1.880	0	100	30	30
		1.890	6.3×10^9	100	67	7
		2.300	5.8×10^{11}	100	573	141
		2.500	9.3×10^{11}	100	787	240
		2.800	1.4×10^{12}	92	1100	395
$9\text{Be}(p,n)9\text{B}$	2.057	2.057	0	100	20	20
		2.500	3.9×10^{10}	100	574	193
		4.000	1.0×10^{12}	50	2117	73
$9\text{Be}(d,n)10\text{B}$	0	1.450	1.6×10^{11}	69	5763e	225
		1.500	3.3×10^{11}	50	5815e	271
$13\text{C}(d,n)14\text{N}$	0	1.500	1.9×10^{11}	70	6772	87

Tabla 6-1.: Diferentes reacciones que generan neutrones en aceleradores [18]

Los mayores desarrollos en este campo han sido impulsados por diversos grupos de investigación a nivel internacional sobresaliendo las inversiones significativas y sostenidas en Japón, China, Estados Unidos y Europa, quienes han llevado el desarrollo de la terapia con neutrones a un ritmo que habría sido inimaginable hace unos años, trayendo con esto esperanza para investigadores y pacientes.

En los reportes de los diferentes Congresos Internacionales de Terapia por Captura Neutronicas ICNTC, se exponen los países que adelantan actividades relacionadas con proyectos de investigación en BNCT. La Tabla 6-2 presenta un resumen de las naciones que utilizan aceleradores como generadores de neutrones y se define algunas características particulares de cada sistema como son: tipo de fuente, forma de aceleración, iones aceleradores, corriente iónica, energía máxima, tipos de blanco y fluencia de neutrones. [17, 11, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 19, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33].

País	Institución	Fuente	Forma	Carga acelerada	Corriente de partículas cargadas	Energía del Haz MeV	Tipo de blanco	Fluencia n/cm^2
Argentina	Comisión Nacional de Energía atómica		Columna	Protones	10 mA	2.3-4.1	Li	
Argentina	CNEA		TESQ		40	1.4	7Li	$1,5 \times 10^8$
Argentina				Protones	30	2.5	Li	
China	Neuboron Medtech Ltda		Columna	Protones		2.05	7Li-9B	
Estados Unidos	Berkely		Columna		2A			10^9 10^{10}
Irán	University Central Tehran Branch					14.1		5×10^9
Israel	(SARAF),	RF	Linac	Protones	1.5 mA	4	Li	3×10^{10}
Italia	Università di Torino		Guía de Onda	Protones				
Italia	Universidad de Pisa y Genova	RF	Columna		2A	14.1	D,Li	10×9 10×10
Italia	INFN LEGNARO	RF		Protones	30	5	9Be	
Japón	Tohoku University	RF	Ciclotrón	Protones	1.5 mA	50		1.2×10^9
Japón	Kyoto University	RF	Ciclotrón	Protones	1	30	9Be	
Japón	Research Reactor Institutud Hokkaido University ing.		Guía de Onda	Protones		20	Uranio N.	2×10^9
Japón	Tsukuba	RF	Columna	Protones	10	8	9Be	10×14
Korea	Universidad de Hanyang,		Columna					
Korea	Kyungpook National University							
Reino Unido	Universidad de Birmingham	Dinamitron	Columna	Protones	1	2.8	Li	
Rusia	Budker institute of nuclear physics	ELE	Columna	Protones	5 mA	2	7Li	
Rusia	Nizhny Novgorod, Rusia	Dinamitron	Ciclotrón		300 mA	0.5	D20	10×9
Rusia	IPPE-Oblninsk		Cascada KG-2.5	Protones	3	2.3	Li	
Rusia	Birmingham Univ.	ELE	Columna	Protones	1 A	2.8	Li	
Taiwan	National Ts Hua University		Columna	Protones	1 mA	30		

Tabla 6-2.: Proyectos de investigación en diferentes países

La tabla 6-2, presenta diferentes centros de investigación que adelantan estudios en BNCT acelerando Protones o Deuterones. Muchos de estos reportan el uso de fuentes de RF (radiofrecuencia) y dinamitron. La forma de aceleración de iones a partir de columnas aceleradoras es comúnmente utilizada a pesar de las ventajas que ofrecen los ciclotrones. Las corrientes de aceleración para protones varían desde los 10 mA, en la Comisión Nacional de Energía Atómica CNEA de Argentina y hasta los 10 A en Tsukuba-Japon. Para el caso de los deuterones el rango en las corrientes de haz van desde los 300 mA en Nizhny Novgorod-Rusia, hasta de los Amperios en LBNL-USA y la universidad de Pisa en Italia. La energía mínima encontrada la reporta Nizhny Novgorod-Rusia (0.5 MeV) y se puede llegar hasta los 50 MeV, alcanzados por Tsukuba-Japón, sin embargo la mayoría de generadores de neutrones, registran energías del haz entre 1-5 MeV. Los blancos comúnmente utilizados son Litios, Boro y Berilio. El LBNL propone utilizar blancos de Estroncio o Titanio dopados con deuterio, y Hokkaido University- Japón, reporta el uso de Uranio Natural. La fluencia de neutrones es del orden de $10^9 - 10^{10} n/cm^2$

La figura 6-1, ilustra las diferentes localizaciones geográficas de los países que actualmente realizan proyectos asociados con BNCT empleando aceleradores.

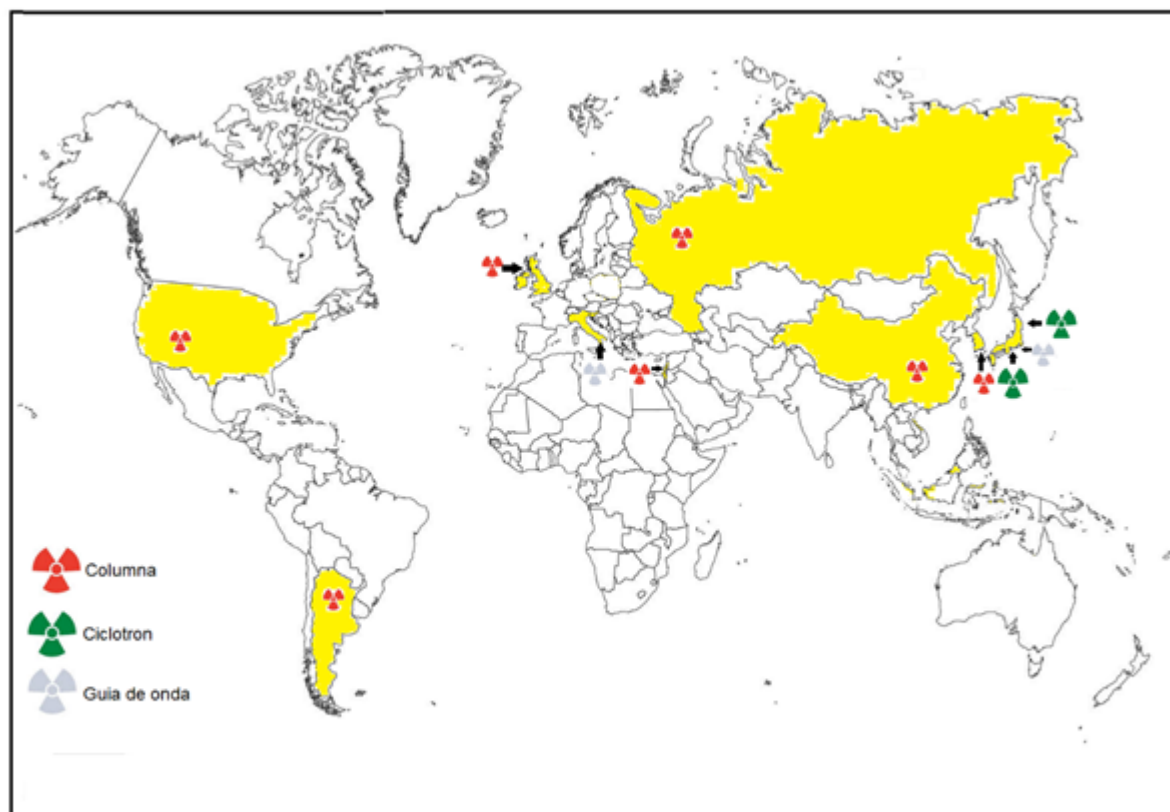


Figura 6-1.: Países que emplean aceleradores en BNCT

6.2. Parámetros Base de Diseño

La tabla 6-3, presenta las bases de diseño del acelerador propuesto en este trabajo. La información básica fue tomada del modelo propuesto por Lawrence Berkeley National Laboratory LBNL, en su publicación *A SEALED-ACCELERATOR-TUBE NEUTRON GENERATOR FOR BORON NEUTRON CAPTURE THERAPY APPLICATION* [35] y la tesis doctoral *DEVELOPMENT OF HIGH-INTENSITY D-D AND D-T NEUTRON SOURCES AND NEUTRON FILTERS FOR MEDICAL AND INDUSTRIAL APPLICATIONS* [1]

Cantidad	Valor
Fuente de neutrones	${}^2H(d,n){}^3He$
Voltaje de la fuente	200 kV-500 kV
Corriente de la fuente	30 mA
Fluencia:	$1 \times 10^{10} n/s$
Flujo	$1 \times 10^9 n/cm^2 s$
Fuente de iones	D^+
Densidad de corriente	$10 mA/cm^2 - 100 mA/cm^2$
Energía del deuterón	0.2 MeV-0.5 MeV
Corriente del deuterón	1500 mA
Dosis máxima absorbida en tumor	60.2 Gy-equivalente
Dosis absorbida en tumor (5 cm)	43.0 Gy-equivalente
Dosis absorbida en tumor (8 cm)	17.6 Gy-equivalente

Tabla 6-3.: Bases de diseño

En el presente trabajo inicialmente se mide experimentalmente, se simularon las geometrías a una escala mayor $\times 10$, los potenciales son 1/10 de voltaje y las trayectorias propuestas en el artículo de LBNL [35], con el fin de validar el método de trabajo. La fuente de iones se considera operada con RF, con voltaje de extracción de 100 kV y una aceleración de 200 kV. La densidad de corriente del haz de deuterones se estima en $5 mA/cm^2$, con una corriente de 1.5 A. Posteriormente, con el propósito de mejorar el rendimiento del generador de neutrones implementado por LBNL en [35], se simula un generador compacto de alto flujo con energías de 0.5 MeV, el cual se espera que debe operar con una densidad de $10 mA/cm^2$ hasta $100 mA/cm^2$ [1]. En estas condiciones se espera contar con una fluencia de $1 \times 10^{10} n/s$ y un flujo de $1 \times 10^9 n/cm^2 s$, lo cual permite garantizar dosis absorbidas de hasta 60Gy-equivalentes [35][1].

El tamaño del haz en el objetivo se elige para limitar la densidad de potencia a $5 mA/cm^2$, o $1 kW/cm^2$ a 200 kV. Se espera que esta baja densidad de potencia proporcione una larga vida

útil del objetivo. Con una corriente de haz de 1.5 A y una energía de 200 keV, es necesario un área de punto de haz en el objetivo superior a 20mm^2 para mantenerse por debajo del límite de densidad de potencia.

6.3. Extracción

El primer paso en el proceso de obtención de neutrones en un generador compacto de alto flujo es producir un plasma con condiciones adecuadas de densidad iónica $n_e(1/\text{cm}^3)$, temperatura y presión que garanticen la densidad de corriente $J(\text{mA}/\text{cm}^2)$ deseada. En la tabla 6-4, se relacionan las características básicas de una fuente de radiofrecuencia típica que garantiza la densidad y corrientes de deuterones propuestas en este trabajo.[1][35]

Cantidad	Valor
Radio de extracción	2.5 mm
Presión de la fuente	5mTorr
Diámetro de la fuente	30 cm
Frecuencia de operación	13.5 MHz
Temperatura de plasma	1 eV

Tabla 6-4.: Características de la fuente

Posteriormente a la generación de un plasma de iones de deuterio, se procede a la extracción de los iones de la fuente, lo cual se logra estableciendo una diferencia de potencial entre un electrodo unido a la fuente, llamado “electrodo plasma” y un segundo electrodo llamado “electrodo de extracción”. En el desarrollo de este trabajo se asume que la configuración de los electrodo plasma y el de extracción, es similar a un par de placas plano-paralelas, sometidas a un voltaje V de extracción. A partir de la ley de Child–Langmuir (Ecuación 5-3), se determina la densidad de corriente (mA/cm^2).

La configuración de estudio propuesta inicialmente para la extracción de iones monoatómicos de deuterio, considero una distancia entre los electrodos de 2-6 mm y un potencial de extracción variable entre 0-6 kV, en la Figura 6-2 se observa que a una menor distancia entre el electrodo plasma y el electrodo de extracción se logra una mayor densidad de corriente.

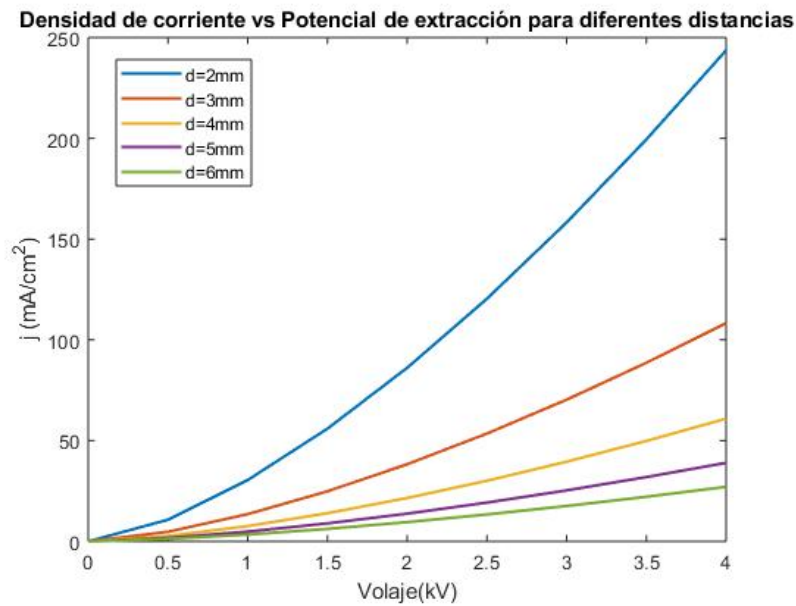


Figura 6-2.: Densidad de corriente calculada en el sistema de extracción

A partir de la ecuación 5-4, se calculó la densidad de corriente producida en un plasma en condiciones anteriormente mencionadas y los resultados se consignaron en la figura 6-3, donde se observa el incremento de la densidad de corriente $J(\text{mA}/\text{cm}^2)$ en función tanto de la densidad electrónica ($1/\text{cm}^3$) como de la Temperatura electrónica $T_e(\text{eV})$.

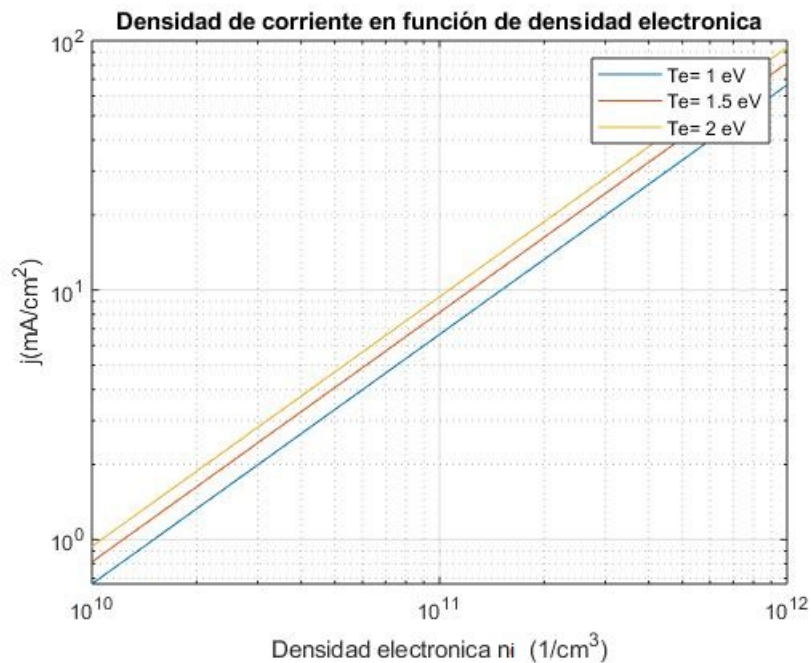


Figura 6-3.: Densidad de corriente calculada producida en un plasma

En fuentes de radiofrecuencia comúnmente utilizadas se obtienen densidades electrónicas (n_e) entre $10^{10} - 10^{12} \text{cm}^{-3}$ con temperaturas entre 1 eV- 2eV.[36]

Definiendo como invariantes la densidad y temperatura electrónica, se calculó la distancia entre los electrodos de la zona de extracción de tal forma que se garantice tener un menisco plano.

Las figuras 6-4, 6-5 y 6-6, presentan el cálculo de la distancia requerida en mm como función del voltaje de extracción 0-4 kV para diferentes T_e de 1 eV, 1.5 eV y 2 eV.

La figura 6-4 presenta las distancia requeridas para $n_e = 10^{10} \text{cm}^{-3}$

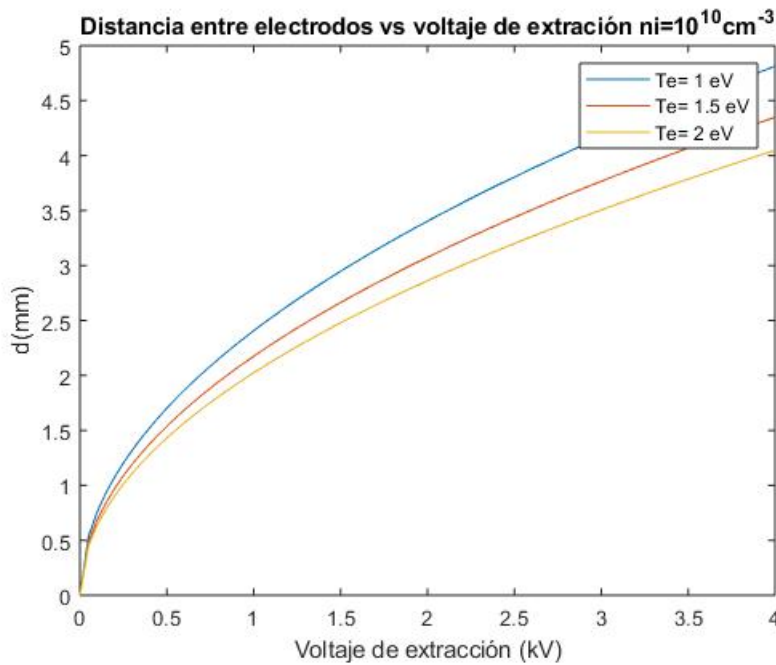


Figura 6-4.: Distancia entre electrodos en función del voltaje de extracción.

La figura 6-5 presenta las distancia requeridas para $n_e = 10^{11} \text{cm}^{-3}$

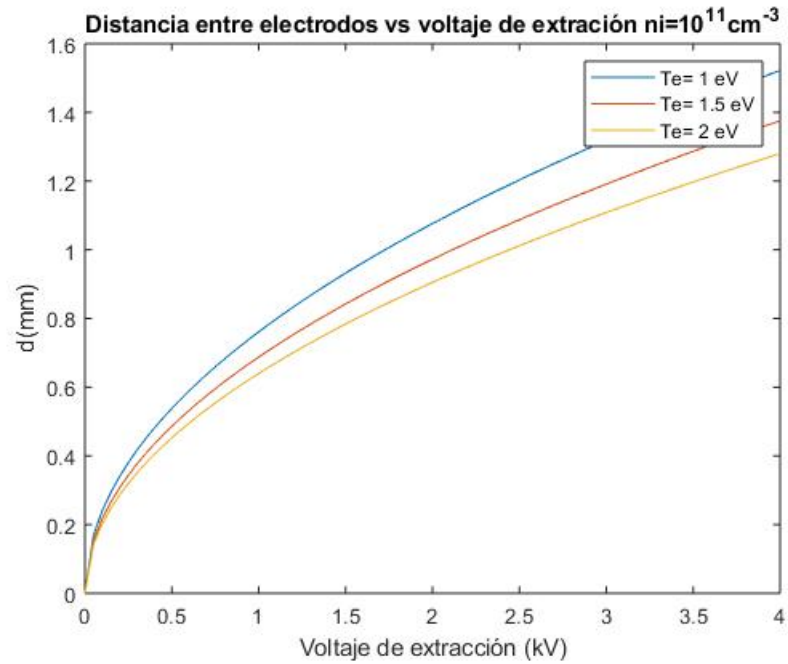


Figura 6-5.: Distancia entre electrodos en función del voltaje de extracción.

La figura 6-6 presenta las distancia requeridas para $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

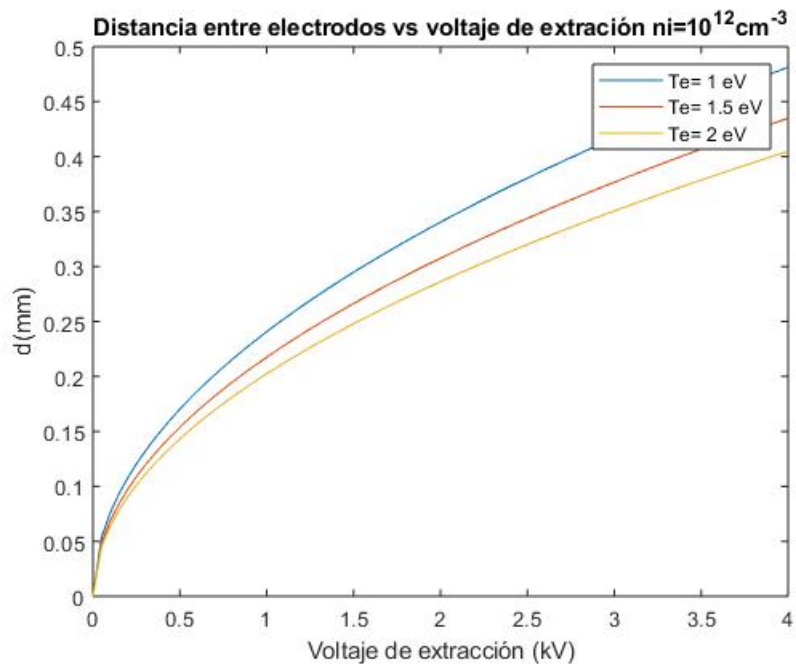


Figura 6-6.: Distancia entre electrodos en función del voltaje de extracción.

6.4. Columna aceleradora

De acuerdo a la base de diseño establecida en el presente trabajo, la columna aceleradora tiene una geometría axial de 10 a 30 cm de longitud, la simulada en este trabajo es de 10 cm y deberá sustentar un haz de deuterones monoatómico con energías cercanas a 200 keV, que garantice una reacción de fusión D-D. Con el propósito de validar los resultados obtenidos, la columna aceleradora corresponde con la modelo propuesto por Lawrence Berkeley National Laboratory, en su publicación titulada “*A SEALED-ACCELERATOR-TUBE NEUTRON GENERATOR FOR BORON NEUTRON CAPTURE THERAPY APPLICATION*” [35].

6.4.1. Descripción

En la figura 6-7 se observa el esquema que presenta el corte trasversal de la columna aceleradora, la cual está compuesta por cuatro electrodos: plasma, extracción, aceleración y supresión. El electrodo plasma se encuentra ubicado a la salida de la fuente RF, con una apertura de 2.5 mm de radio y una geometría en forma de cuña inicialmente plano y finalizando en punta. El electrodo de extracción se encuentra localizado a una distancia de 32 mm del electrodo plasma y tiene una geometría semi-triangular aunque su punta es un semicírculo. La región comprendida entre este par de electrodos se conoce como la zona de extracción y su geometría difiere de un par de placas plano paralelas. El electrodo de aceleración se encuentra localizado a una distancia de 31 mm del electrodo de extracción y su geometría es inicialmente rectangular y finaliza con un semicírculo de 0.5 cm de radio. Por último se tiene un electrodo de supresión y se encuentra localizado a una distancia de 0.38 mm del electrodo acelerador y su función es la de disipar las cargas que no alcanzan la energía cinética y corrientes parasitas producto de la colisión entre los iones y los electrodos.

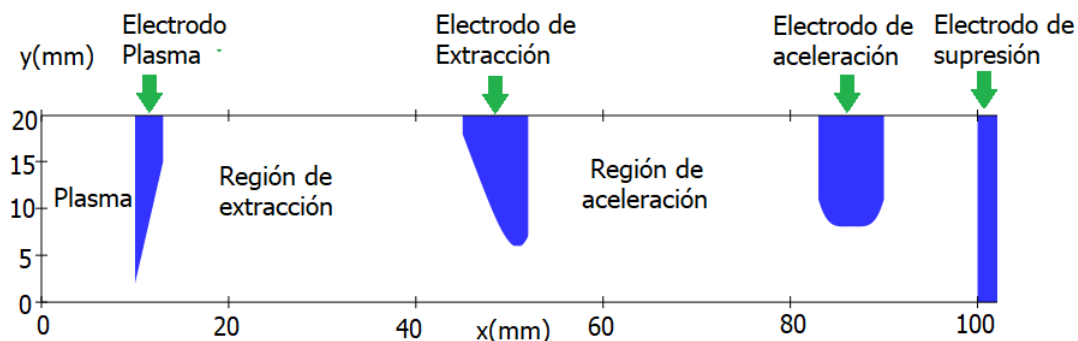


Figura 6-7.: Descripción de la columna aceleradora modelada.

Cada uno de los electrodos esta sometido a la acción de un voltaje los cuales están referidos al electrodo del plasma. Los valores seleccionados fueron: 100 kV para la extracción, 200 kV para la aceleración y 10 kV de supresión. De acuerdo a la ecuación 5-3 y para las bases de diseño establecidas, la columna debe estar en condiciones de sustentar una densidad de corriente de $251mA/cm^2$.

Para la caracterización de la columna aceleradora se realizaron cálculos computacionales y mediciones experimentales. El cálculo computacional se realizó con el código IBSimu (Ion Beam Simulator). IBSimu es un paquete de simulación computacional de óptica electrostática, extracción de plasma y de transporte de haces de iones. Este código está construido como una biblioteca de C ++. [37] [38]. Las mediciones experimentales se realizaron en un tanque electrolítico, los datos fueron registrados en una matriz de coordenadas en Excel, para posteriormente gratificarlos utilizando la herramienta Matlab.

6.4.2. Simulación

De acuerdo a las bases de diseño establecidas, se simulo el comportamiento de un haz de $200mA/cm^2$ de D en el sistema de los cuatro electrodos elegidos. Para simular este problema, se debe escribir un programa en C ++ que controle la biblioteca IBSimu que se ha instalado. Por lo tanto, necesita escribir un archivo C ++, llamado vlasov2d.cpp [37]

LIBRERIAS

Para poder acceder a la biblioteca IBSimu se requiere llamar algunas librerías, definidas a partir

```
#include "epot_bicgstabsolver.hpp"
#include "geometry.hpp"
#include "func_solid.hpp"
#include "epot_efield.hpp"
#include "meshvectorfield.hpp"
#include "particledatabase.hpp"
#include "geomplotter.hpp"
#include "ibsimu.hpp"
#include "error.hpp"
```

La función principal como punto de entrada al programa es:

En entorno try-catch C++, detecta errores dentro de la biblioteca IBSimu y presenta un mensaje de error, que incluye el archivo fuente, el número de la línea y el nombre de la

función donde ocurrió el error.

La función `set_message_threshold` define el archivo impreso de salida:

0 → No hay salida.

1 → Salida estándar.

2 → Salida extendida.

La función `set_message_output ()` permite dividir el cálculo en varios subprocesos, suponiendo por ejemplo que dicho cálculo sea realizado por varias computadoras.

```
int main( int argc, char **argv )
{
    try {
        ibsimu.set_message_threshold( MSG_VERBOSE, 1 );
        ibsimu.set_thread_count( 4 );
        simu();
    } catch ( Error e ) {
        e.print_error_message( ibsimu.message( 0 ) );
        exit( 1 );
    }
    return( 0 );
}
```

GEOMETRIAS

Para definición de la geometría donde se realizará la simulación

MODE_2D → Especifica que la simulación es plana 2D

Int3D(241,101,1) → Define la cantidad de nodos en x, y z, respectivamente

Vec3D(0,0,0) → Define la ubicación de los nodos.

0.0005 → La longitud entre nodos en metros

```
Geometry geom( MODE_2D, Int3D(1200,200,1), Vec3D(0,0,0), 0.0001);
```

MALLA

El tamaño de la malla se define por el producto entre el número de nodos y su tamaño, para el caso de la simulación de la columna se tiene:

Eje	Cantidad de nodos	Tamaño del nodo en mm	Tamaño de la malla por eje
X	1200	0.1	120 mm
Y	200	0.1	20 mm
Z	1	0.1	1 mm

Tabla 6-5.: Tamaño de la matriz

ELECTRODOS

Para construir las geometría de los electrodos, se tiene `bool solid#(double x, double y, double z)`, `double` define las variables `x`, `y`, `z`. El código es:

```
bool solid1( double x, double y, double z )
{
  return( x >= 0.01 && y >= 0.002 && x <= 0.013 && y >= -0.04133333 + 4.333333*x );
}
bool solid2( double x, double y, double z )
{
  return( x >= 0.045 && y >= 0.006 && x <= 0.052 && y >= 5402668.6312*pow(x,4)
  994614.6379*pow(x,3)+68682.494747*pow(x,2)-2111.0934426*x+24.414994138);
}
bool solid3( double x, double y, double z )
{
  return(x >= 0.083 && y >= 0.008 && x <= 0.09 &&
  y >= 15.479119*pow(x,5)+21854465*pow(x,4)-7561646.1*pow(x,3)+981094.44*pow(x,2)-
  56573.08*x+1223.2917);
}
bool solid4( double x, double y, double z )
{
  return( x >= 0.1 && y >= 0 && x <= 0.105 );
}
```

Primer Electrodo, Plasma

$x \geq 0.01$, Limite inicial del electrodo respecto a x

$y \geq 0.002$ Límite inferior del electrodo respecto a y

$x \leq 0.013$ Limite final del electrodo respecto a x

Se calculó la función que describe la geometría del electrodo, en este caso con una simple función lineal

$$y \geq -0.04133333 + 4.333333 * x$$

$$R^2 = 1$$

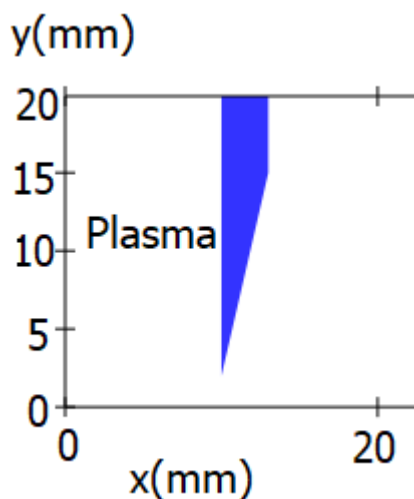


Figura 6-8.: Electrodo plasma

Segundo Electrodo, Extracción

$x \geq 0.045$, Limite inicial del electrodo respecto a x

$y \geq 0.006$, Límite inferior del electrodo respecto a y

$x \leq 0.052$ Limite final del electrodo respecto a x

Se calculó la función que describe la geometría del electrodo, en este caso con una función de grado 4

$$y \geq 5402668.6312 * x^4 - 994614.6379 * x^3 + 68682.494747 * x^2 - 2111.0934426 * x + 24.414994138$$

$$R^2 = 0.9971$$

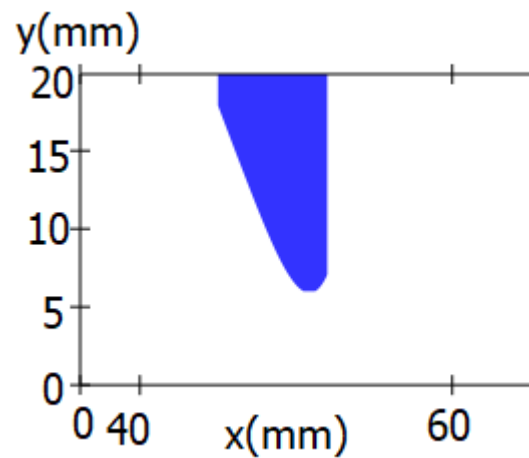


Figura 6-9.: Electrodo de extracción

Tercer Electrodo, Aceleración

$x \geq 0.083$, Límite inicial del electrodo respecto a x

$y \geq 0.008$, Límite inferior del electrodo respecto a y

$x \leq 0.09$, Límite final del electrodo respecto a x

Se calculó la función que describe la geometría del electrodo, en este caso con una función de grado 4

$$y \geq 15.479119 * x^5 + 21854465 * x^4 - 7561646.1 * x^3 + 981094.44 * x^2 - 56573.08 * x + 1223.2917$$

$$R^2 = 0.995$$

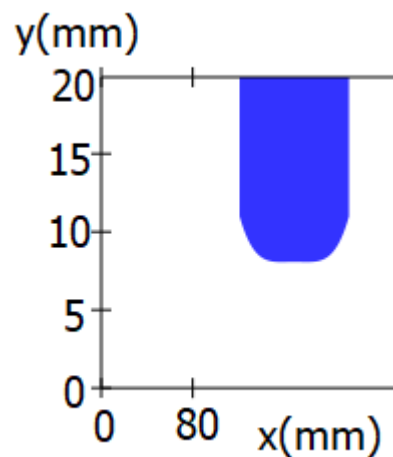


Figura 6-10.: Electrodo de Aceleración

Cuarto Electrodo, Supresión

$x \geq 0.1$, Límite inicial del electrodo respecto a x
 $y \geq 0.0$, Límite inferior del electrodo respecto a y
 $x \leq 0.105$, Límite final del electrodo respecto a x

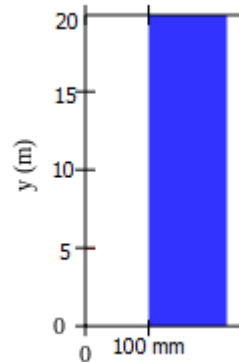


Figura 6-11.: Electrodo de Supresión

Para construir las funciones de y , se tomó las combinaciones (x, y) del borde de cada electrodo, posteriormente se graficó esta tabla de datos en una hoja de cálculo y se obtuvo las líneas de tendencia, para el primer electrodo es un función lineal y para el segundo y tercer electrodo se tienen polinomios de grado 4 y 5 respectivamente.

A continuación se nombran los sólidos anteriores a partir de la función FuncSolid, para nombrarlos se parte del número 7 ya que los 6 primeros son los límites de la simulación:

```
Solid *s1 = new FuncSolid( solid1 );
geom.set_solid( 7, s1 );
Solid *s2 = new FuncSolid( solid2 );
geom.set_solid( 8, s2 );
Solid *s3 = new FuncSolid( solid3 );
geom.set_solid( 9, s3 );
Solid *s4 = new FuncSolid( solid4 );
geom.set_solid( 10, s4 );
```

CONDICIONES DE CONTORNO

Ahora que se ha definido la geometría, se deben definir los potenciales de los electrodos y las condiciones de contorno para el cuadro de simulación.

```
geom.set_boundary( 1, Bound(BOUND_DIRICHLET, 0.0) );
geom.set_boundary( 2, Bound(BOUND_NEUMANN, 0.0) );
geom.set_boundary( 3, Bound(BOUND_NEUMANN, 0.0 ) );
geom.set_boundary( 4, Bound(BOUND_NEUMANN, 0.0 ) );
geom.set_boundary( 7, Bound(BOUND_DIRICHLET, 0.0 ) );
geom.set_boundary( 8, Bound(BOUND_DIRICHLET, -100.0e3) );
geom.set_boundary( 9, Bound(BOUND_DIRICHLET, -210.0e3) );
geom.set_boundary( 10, Bound(BOUND_DIRICHLET, -200.0e3) );
geom.build_mesh()
```

El significado de las anteriores 10 geom.set_ boundary es:

# Electrodo	Solido	Condición limite	Potencial
1	Límite mínimo de x	DIRICHLET	0
2	Límite máximo de x	NEUMANN	0
3	Límite mínimo de y	NEUMANN	0
4	Límite máximo de y	NEUMANN	0
7	Electrodo plasma	DIRICHLET	0
8	Electrodo de extracción	DIRICHLET	-100 kV
9	Electrodo de aceleración	DIRICHLET	-210 kV
10	Electrodo de supresión	DIRICHLET	-200

Tabla 6-6.: Potenciales definidos para los límites del volumen simulado y para cada electrodo de la columna

Esta función mapea el área de simulación las condiciones de contorno.

```
geom.build_mesh()
```


DEFINICIÓN DE POTENCIAL Y CAMPO

El problema está contenido en el objeto `EpotSolver`, se usa `EpotBiCGSTABSolver` `solver(geom)`. Se usa un solucionador iterativo de gradiente bi-conjugado estabilizado predeterminado. Otros elementos adicionales para el cálculo:

```
EpotField epot( geom );
MeshScalarField scharge( geom );
MeshVectorField bfield;
EpotEfield efield( epot );
field_extrpl_e efldextrpl[6] = { FIELD_EXTRAPOLATE, FIELD_EXTRAPOLATE,
                                FIELD_SYMMETRIC_POTENTIAL, FIELD_EXTRAPOLATE,
                                FIELD_EXTRAPOLATE, FIELD_EXTRAPOLATE };
efield.set_extrapolation( efldextrpl );
```

MeshScalarField es un campo escalar basado en malla en la geometría de `geom`. Se utiliza para almacenar campos de potencial eléctrico y densidad de carga espacial.

MeshVectorField: El campo magnético, el cálculo de partículas también necesita un campo magnético (incluso si es cero).

EpotEfield: El campo eléctrico, es un objeto especial que no contiene ningún dato propio. Se utiliza para calcular el campo eléctrico en una ubicación a partir de los datos de potencial eléctrico.

El sistema de cálculo de partículas seleccionado depende de la geometría de la simulación. En este caso, utilizamos **ParticleDataBase2D** porque la geometría es bidimensional. Por defecto, las partículas que golpean los límites de la simulación se eliminan de la simulación.

```
ParticleDataBase2D pdb( geom );
bool pmirror[6] = { false, false, true, false, false, false };
pdb.set_mirror( pmirror );
```

A continuación se describe la metodología general del cálculo:

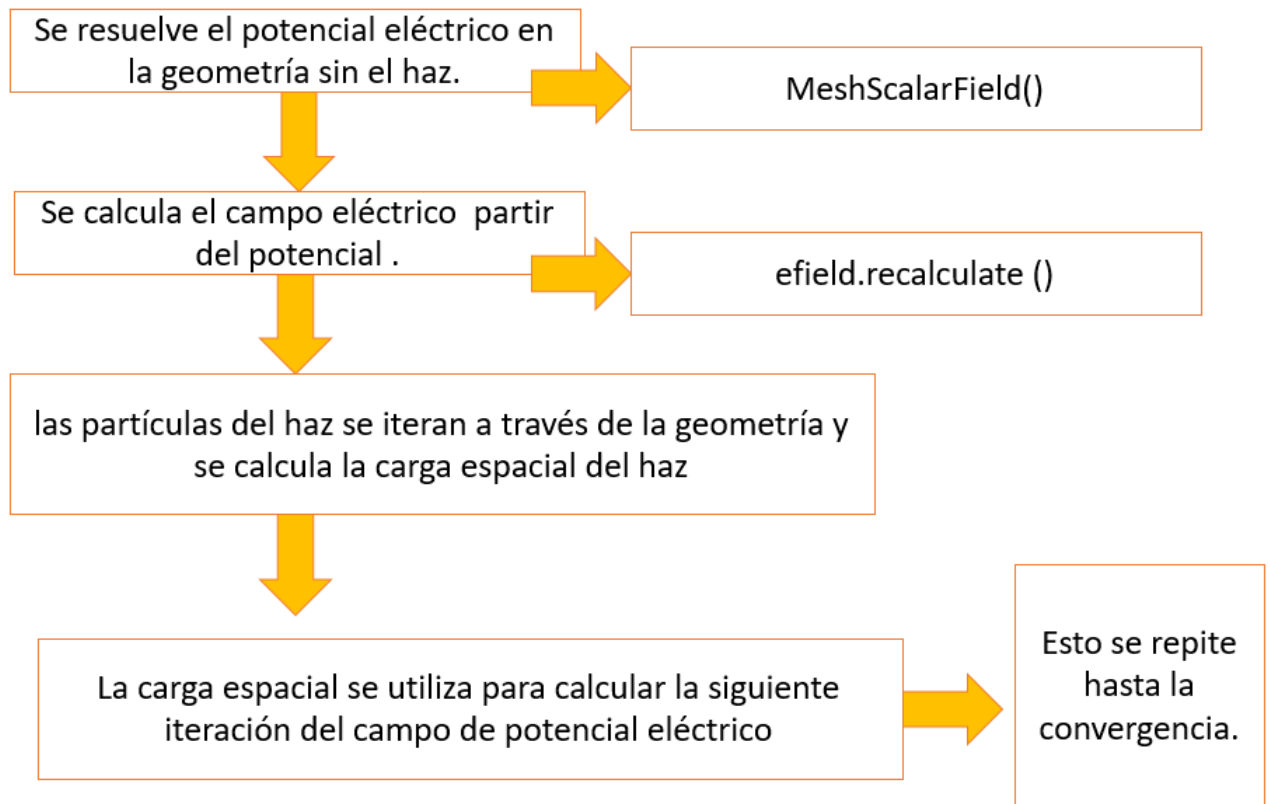


Figura 6-12.: Metodología general del cálculo

```

for( size_t i = 0; i < 5; i++ )
{
solver.solve( epot, scharge );
efield.recalculate();
pdb.clear();
pdb.add_2d_beam_with_energy( 1000, 2000, 1.0, 1.0,
                             10.0e3, 0.0, 0.0,
                             0.0, 0.0,
                             0.0, 0.0001 );
  pdb.iterate_trajectories( scharge, efield, bfield );
}
  
```

CARACTERÍSTICAS DEL HAZ

Las características del haz están definidas en la función `2d_beam_with_energy()` y representan respectivamente según el orden en que aparecen.

Número de trayectorias de las partículas	1000
Densidad de corriente	2000 A/m ² (200mA/cm ²)
Carga de las partículas (e)	1
Masa de las partículas (en unidades atómicas)	1 hidrogeno
Energía de inicio (eV)	10 kV
Temperatura paralela (eV)	0.0
Temperatura transversal (eV)	0.0
Tamaño del haz x1	0.0
Tamaño del haz y1	0.0
Tamaño del haz x2	0.0
Tamaño del haz y2	0.0001

Tabla 6-7.: Definición del haz

IMPRESIÓN DE LA SIMULACIÓN

Para trazar el esquema que muestra la geometría, el haz y el campo eléctrico usando líneas equipotenciales Figura 6-13:

```
GeomPlotter geomplotter( geom );
geomplotter.set_size( 750, 750 );
geomplotter.set_epot( &epot );
geomplotter.set_particle_database( &pdb );
geomplotter.plot_png( "plot1.png" );
```

En el ANEXO 4, se presenta la entrada al código IBSimu que permitió simular la columna aceleradora de la figura 6-13, se ilustran las líneas equipotenciales y la trayectoria del haz (representada en color rojo)obtenidos para la respectiva columna aceleradora.

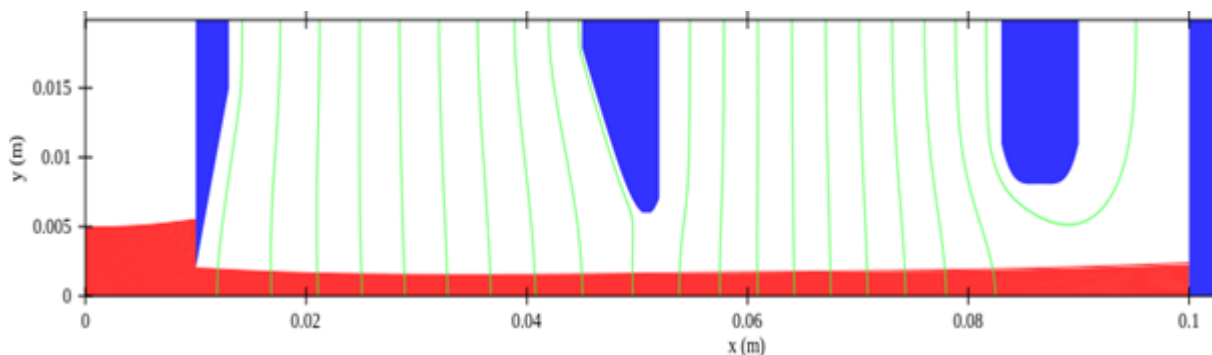


Figura 6-13.: Simulación de la columna aceleradora

6.4.3. Mediciones experimentales

La columna aceleradora para un generador compacto de neutrones, es un acople de 4 electrodos, encargados de extraer iones de la fuentes y acelerarlos hasta el blanco. Para describir las trayectorias de los iones es necesario encontrar la distribución de potencial en cada región. Esto se logra obteniendo las líneas equipotenciales al esquematizar las geometrías de la columna en un plano, lo que requiere realizar un corte transversal, esto trae como consecuencia que cada electrodo de la columna será representado por dos electrodos planos de aluminio, conectados entre sí y con una geometría característica. Para la realización del experimento se construyeron los pares de electrodos en dimensiones mayores pero guardando las proporciones del modelo original.

MATERIALES

El método experimental utilizado se basó en la construcción de las diferentes partes de electrodos que modelan geoméricamente en 2D las partes de la columna aceleradora. Los planos del diseño se pueden apreciar en el Anexo 2:

- Tanque electrolítico
- Matriz de puntos (2mm x 2mm) en una lámina de acetato. (Figura 6-21, 6-22)
- Pegamento Especial UHU
- 2 Electrodos previamente construidos en aluminio con las dimensiones y geometrías que permiten simular el electrodo plasma (Figura 6-14)
- 2 Electrodos previamente construidos en aluminio con las dimensiones y geometrías que permiten simular el electrodo de extracción (Figura 6-15)
- 2 Electrodos previamente construidos en aluminio con las dimensiones y geometrías que permiten simular el electrodo de aceleración (Figura 6-16)
- 2 Electrodos previamente construidos con las dimensiones y geometrías que permiten simular el electrodo de supresión (Figura 6-17)
- 3 Fuentes de voltaje variables 0-10V (Figura 6-18)
- Cables conectores
- Soporte Universal
- Lámpara
- Voltímetro (con uno de sus electrodos en forma de una delgada aguja)



Figura 6-14.: Par de Electrodos Plasma fabricados en aluminio



Figura 6-15.: Par de Electrodos de extracción fabricados en aluminio



Figura 6-16.: Par de Electrodos de aceleración fabricados en aluminio



Figura 6-17.: Electrodo que simula el electrodo de supresión fabricado en aluminio



Figura 6-18.: Fuentes de voltaje

El montaje se esquematiza en las imágenes 6-19 y 6-20. Tres fuentes de voltaje simulan las tres regiones de la columna aceleradora. El primer par de electrodos, corresponden al electrodo plasma, el segundo par de electrodos corresponde al electrodo de extracción, la región comprendida entre los 2 primeros pares se conoce como región de extracción y los voltajes normalmente son entre $1/8$ y $1/10$ del voltaje de aceleración (1-10kV) para términos del experimento se toma 10 V. El tercer par de electrodos corresponden al electrodo de aceleración, la región comprendida entre los electrodos de extracción y aceleración se conoce como región de aceleración, los voltajes oscilan entre 100 kV-250 kV, en experimento se establece la región de aceleración con un 10 V. El cuarto electrodo es el de supresión y por lo tanto la región comprendida entre los electrodos de aceleración y supresión se le conoce como región de supresión. En la columna aceleradora este voltaje normalmente es de 10 kV, en el experimento el valor correspondido es de 1V.

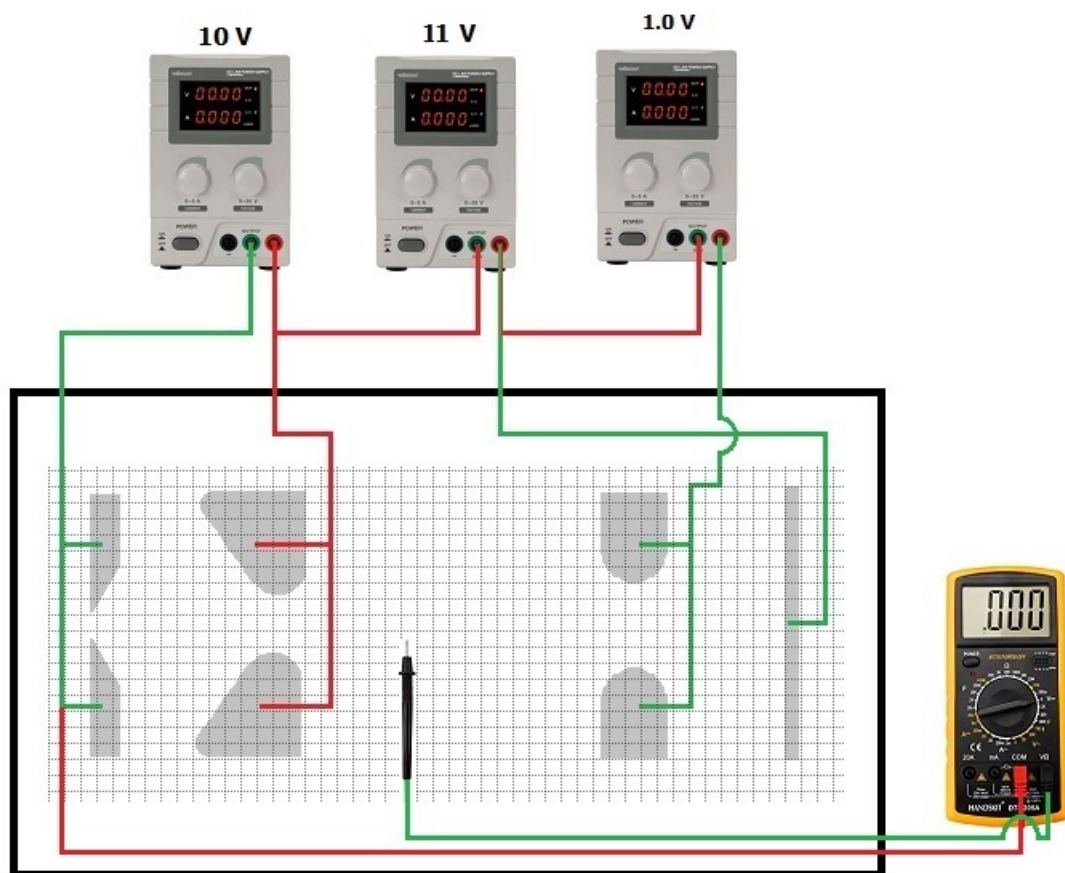


Figura 6-19.: Montaje experimental

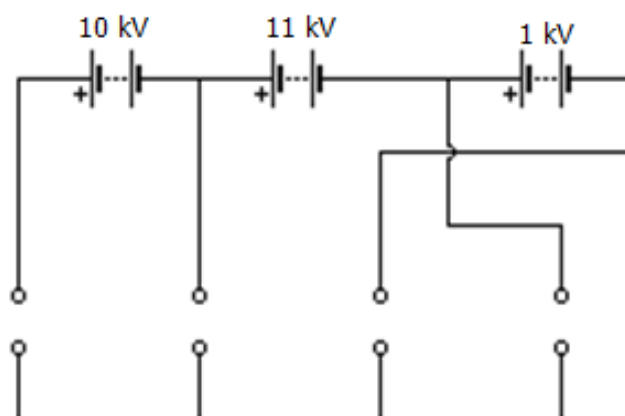


Figura 6-20.: Circuito

Con el objetivo de disminuir la incertidumbre posicional se construyó sobre una hoja de acetato una matriz de 6000 huecos distanciados entre ellos 2 mm en ambos ejes (Figura 6-21). Esta lámina se fijó con pegamento especial a la parte superior del tanque electrolítico, posteriormente en la parte inferior se pegó la hoja milimetrada en la cual se había demarcado previamente las escalas numéricas y las posiciones de los electrodos (Figura 6-22). Se requiere precisión manual para lograr la coincidencia entre los puntos de la hoja milimetrada y los huecos de la lámina de acetato.

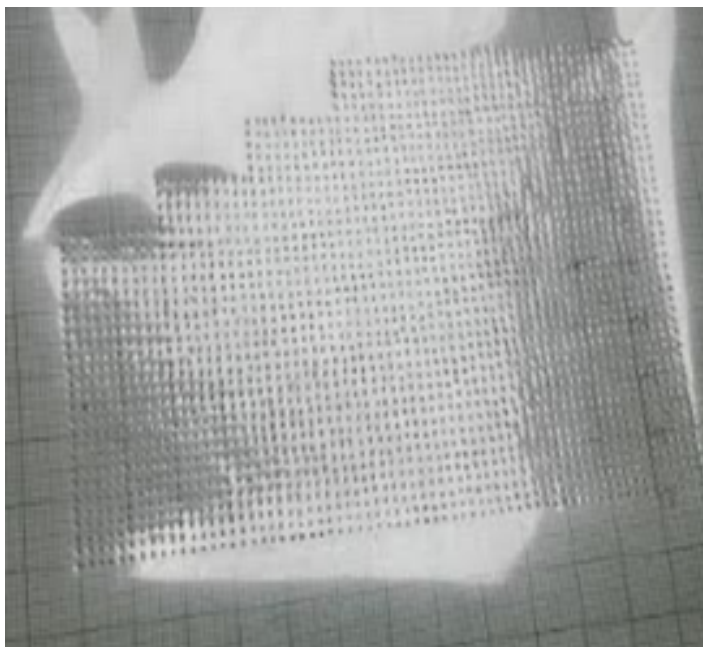


Figura 6-21.: Construcción de la matriz de puntos, imagen tomada a contraluz para poder apreciar la distribución de huecos

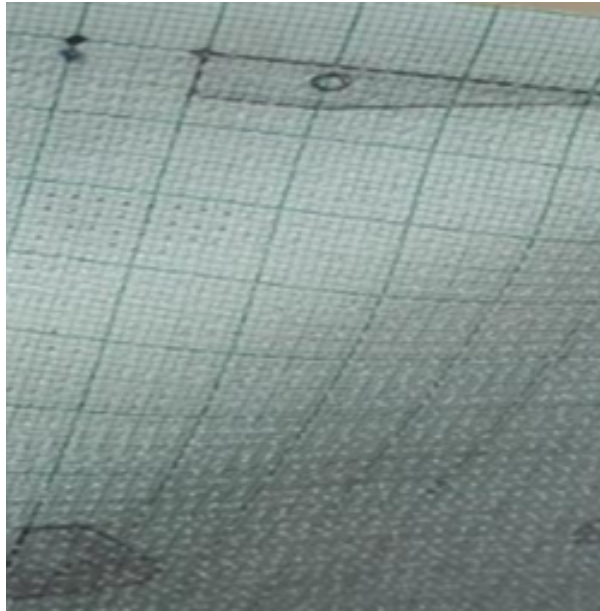


Figura 6-22.: Posicionamiento matriz, de punto, sistema coordinado en hojas milimetradas

Los electrodos se fijaron con pegamento especial sobre la lámina de acetato (Figura 6.23) y un soporte universal fue utilizado para sostener los cables, evitando que afectaran la posición de los electrodos, Se agregó una lámpara para facilitar la visualización (Figura 6.24).

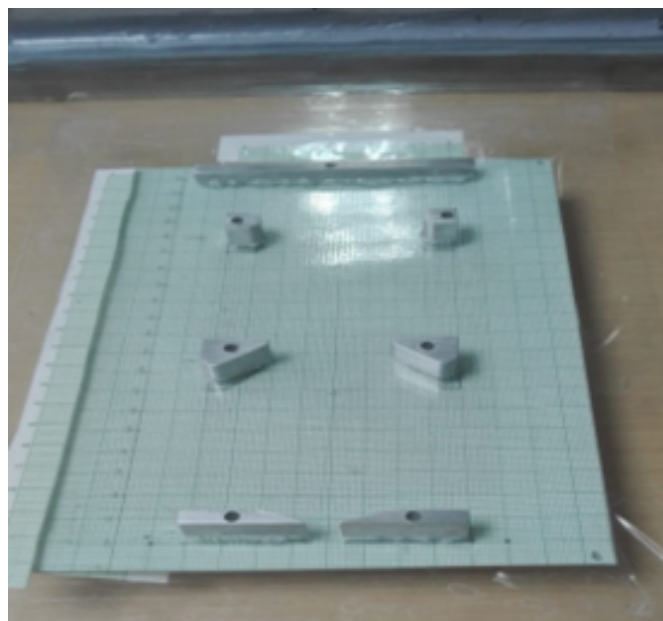


Figura 6-23.: Ubicación de los electrodos

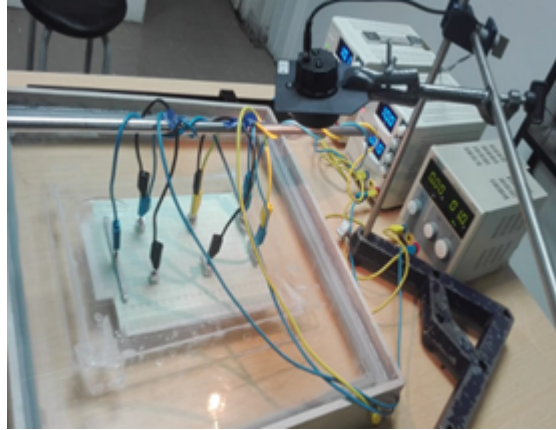


Figura 6-24.: Montaje experimental

Se midió la tensión entre el electrodo plasma y cada punto de la matriz, cada punto requiere esperar un tiempo (10 s aproximadamente) para que logre una relativa estabilidad en la medición (Figura 6-25)

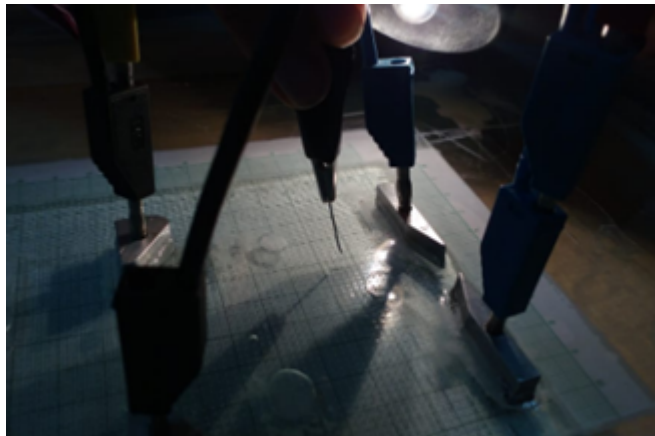


Figura 6-25.: Toma de datos

Se obtuvo una matriz $V(x,y)$ que establece los diferentes valores de potencial a lo largo de la columna. La matriz de datos obtenida se graficó en MATLAB R2018a, donde a partir de un sencillo código (Anexo 4) se obtiene la gráfica de las líneas equipotenciales y se calcula el gradiente obteniendo los vectores de campo, para finalmente describir la trayectoria de una partícula ubicada en el origen y que experimenta una fuerza como consecuencia del campo vectorial presente.

La figura 6-26 presenta los resultados obtenidos del montaje experimental que simula el sistema de extracción, donde es posible evidenciar la formación de los meniscos, la orientación del vector de campo eléctrico y finalmente la trayectoria de una hipotética partícula cargada, la cual es ubicada en el diámetro de separación de los electrodos plasma. Las regiones en

blanco son cada uno de los electrodos.

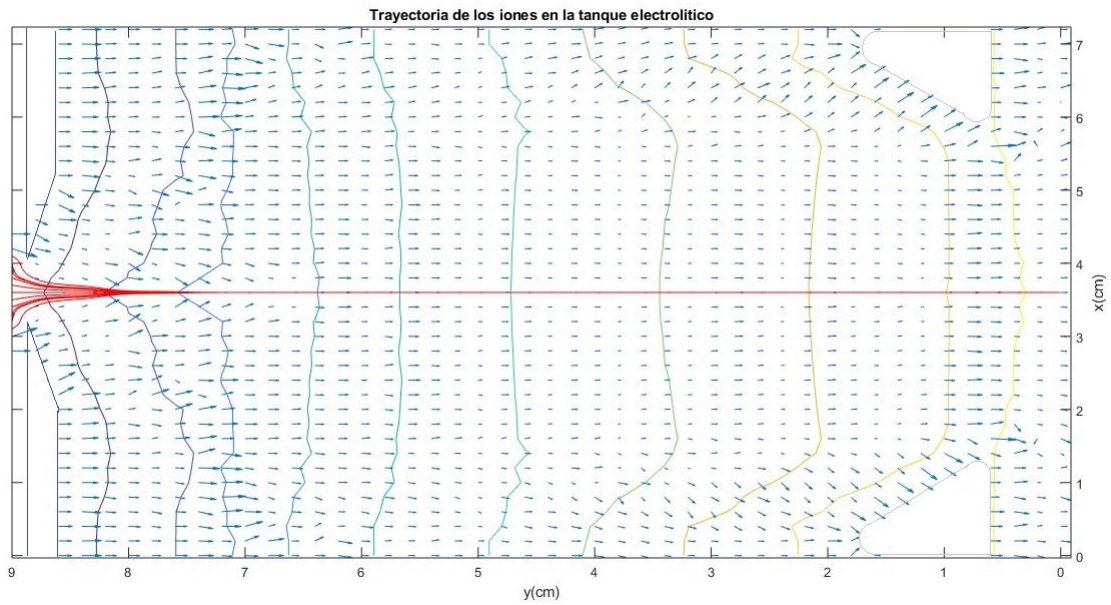


Figura 6-26.: Resultado experimenta región de extracción

La figura 6-27 presenta la simulación completa de la columna aceleradora en el tanque electrolítico:

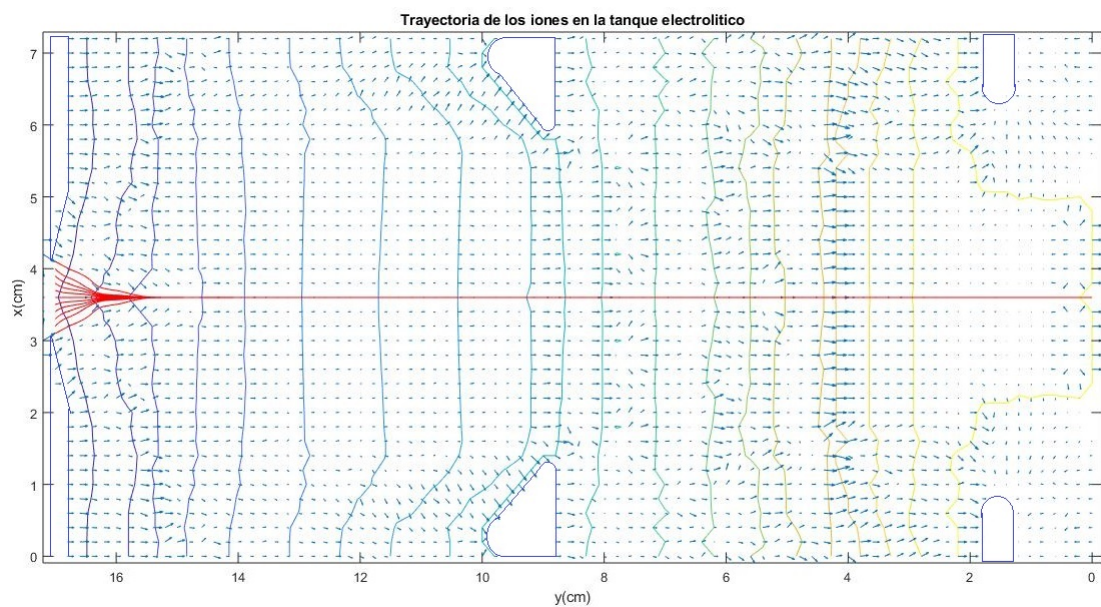


Figura 6-27.: Resultado experimenta región de aceleración

6.5. Generación de neutrones

6.5.1. Energía y dependencia angular

Para el caso particular de la reacción ${}^2H(d, n){}^3He$, con $Q = 3.269\text{MeV}$, reemplazando los valores en la ecuación 5-13 se tiene [12].

Donde:

E_n = Energía del neutrón

E_d = Energía del deuterón

θ = Angulo de emisión

$Q = 3.269\text{MeV}$ Energia liberada durante la reacción

$m_d = 2.01411078$ uma

$m_n = 1.100137$ uma

$m_B = {}^3He = 3.0160293$ uma

$$E_n^{1/2} = 0.354E_d^{1/2}\cos(\theta) + \frac{(2.031E_d \cos^2(\theta) + 39.6502 + 4.0291E_d)^{1/2}}{4.02359755} \quad (6-1)$$

Expandiendo E_n en polinomios de Legendre, se tienen los siguientes coeficientes para energías de los deuterones de 50, 100, 200, 300, 400 y 500 keV [12]

La expansión de la ecuación (5-14) resulta en los coeficientes de Legendre presentados en la Tabla 6-8, en los cuales y como es de esperarse tiene mayor peso el primer término A_0 que adicionalmente es independiente de E_d . La dependencia energética en los siguientes coeficientes va siendo mayor para los siguientes A_n .

Ed (keV)	A0	A1	A2	A3
50	2.46073	0.24848	0.01282	0.00031
100	2.47303	0.35237	0.02524	0.00062
200	2.49771	0.50072	0.05044	0.00242
300	2.52289	0.61581	0.07530	0.00589
400	2.54798	0.71456	0.10013	0.00757
500	2.57246	0.80285	0.12592	0.01024

Tabla 6-8.: Coeficientes de Legendre para cálculo de energía de los neutrones

En la Figura 6-28, se utiliza la información de la Tabla 6-8 para resolver la ecuación 5-14 a partir de la cual es posible determinar la energía de los neutrones emitidos como función de ángulo de emisión para una energía dada del deuterón.

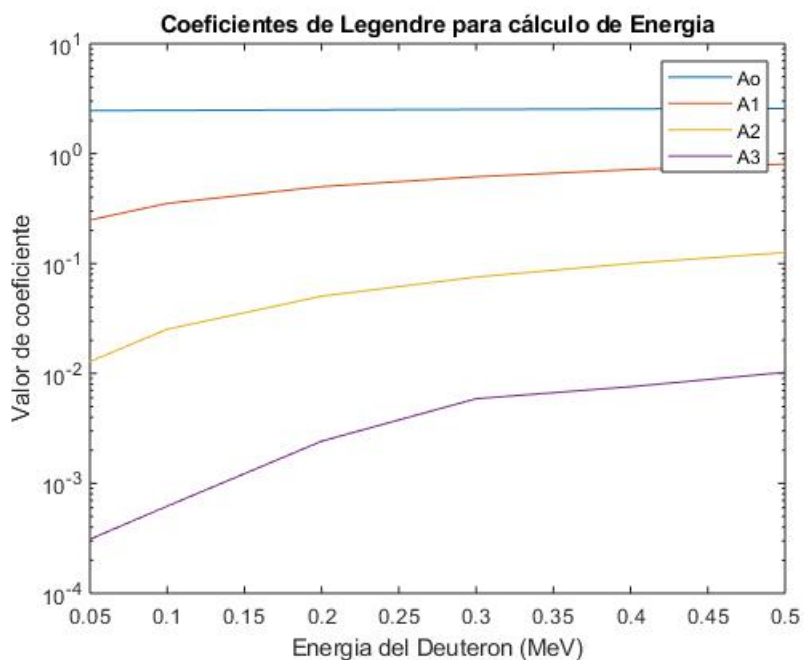


Figura 6-28.: Dependencia de los Coeficientes de Legendre en función de la energía del Deuterón para cálculo de energía de los neutrones

En la figura 6-29 se puede observar la dependencia, la energía de los neutrones en función del ángulo de emisión para energías de 50keV, 100keV, 200keV, 300keV, 400keV y 500keV.

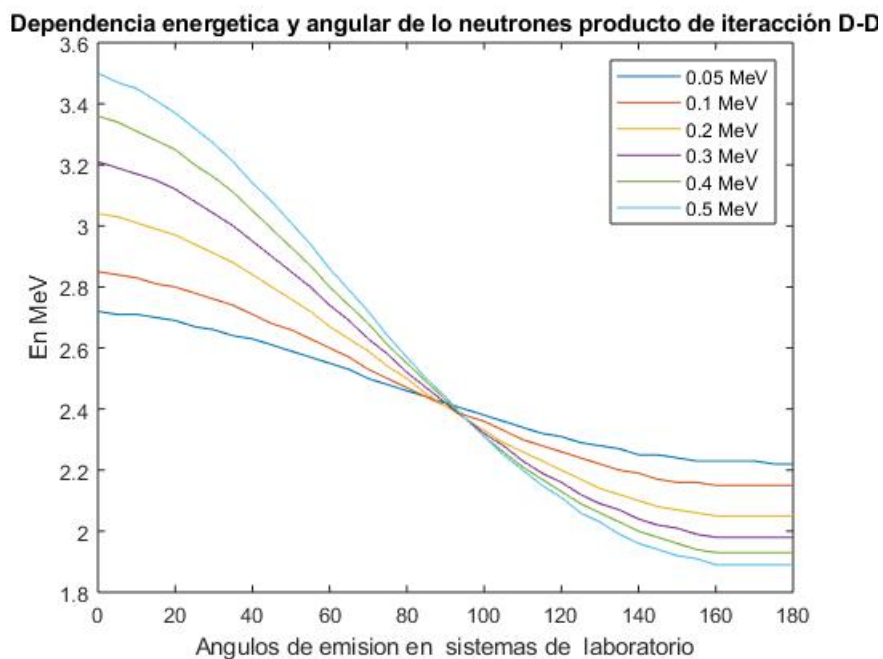


Figura 6-29.: Energía y dependencia angular

En la Figura 6-29 se observa que para un intervalo de energía de los deuterones incidentes entre 0.05 a 0.5 MeV se tiene emisión de neutrones entre los 1.8 y 3.5 MeV. El ángulo de emisión de 90 grados resulta de particular interés al confluir todas las funciones, esto implica una independencia de E_n respecto E_d (En cualquier caso será 2.45 MeV), este ángulo correspondería a los neutrones emitidos en dirección de propagación de haz de deuterio. Para cero grados la mayor energía de emisión de los neutrones generados (3.5 MeV) se da para los deuterones de mayor energía (en este caso de 0.5 MeV) decayendo este valor de E_n a medida que disminuye E_d , el valor mínimo de energía a cero grados es de 2.7 MeV para 0.05 MeV. Finalmente para ángulos mayores (retro-dispersión) se tiene una dependencia inversa registrando mayores energías de emisión de neutrones para las menores energías de incidencia del haz de deuterones.

La misma ecuación 5-14 puede ser utilizada para calcular la dependencia energética de $E_n(E_d)$, manteniendo ahora constante el ángulo de emisión como parámetro $\theta = 0^\circ, \theta = 90^\circ, \theta = 180^\circ$, Figura 6-30.

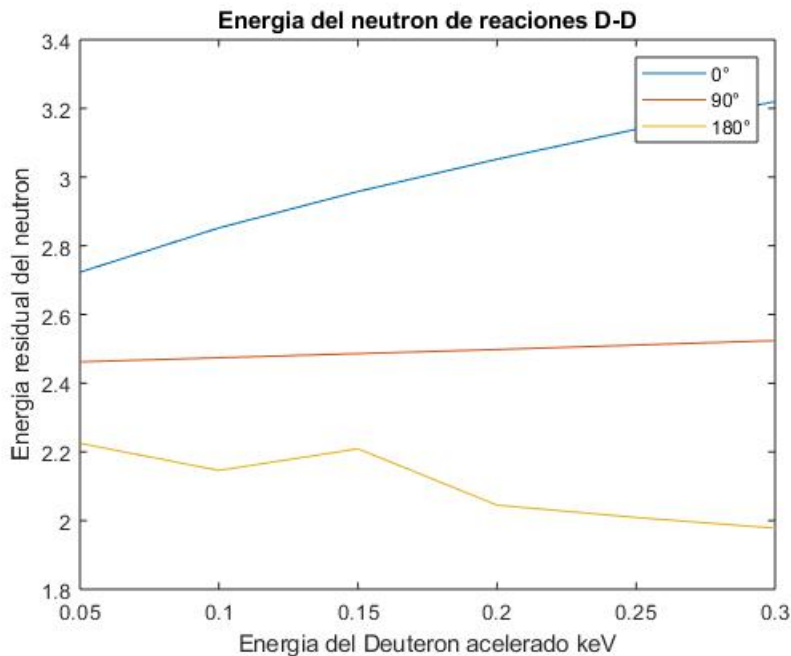


Figura 6-30.: Energía y dependencia Energética

6.5.2. Anisotropía

Con el propósito de calcular la anisotropía en la emisión de los neutrones se recurrieron a los coeficientes de Legendre, reportados por Csikai [12] y Waltz [14], consignados en la Tabla 6-9 y representados en la Figura 6-31.

Los coeficientes de Legendre para la anisotropía se presentan a continuación.

Ed (keV)	A1	A2	A3	A4	A5
50	0.11787	0.58355	-0.11353	0.04222	0.16359
100	0.01741	0.88746	0.22497	0.08183	0.37225
200	-0.03149	1.11225	0.38659	0.26676	0.11518
300	-0.10702	1.64553	0.63645	0.67655	0.35367
400	-0.02546	1.05439	0.21072	0.81789	0.59571
500	0.10272	1.09948	0.29820	1.09435	0.76159

Tabla 6-9.: Coeficientes de Legendre para Relación de emisión $\theta/90$ en una reacción D-D [12]

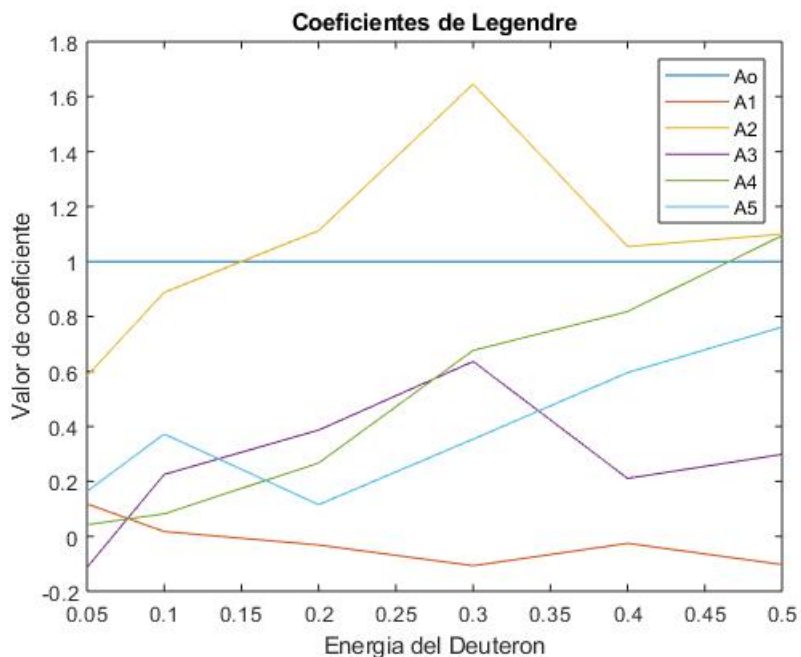


Figura 6-31.: Coeficientes de Legendre vs Energía del Deuterón

Para la reacción D-D en energías de 50, 100 y 200 keV, el parámetro A_i para $i > 0$, hace referencia a la anisotropía del rendimiento de neutrones. A pesar de la anisotropía en la emisión D-D, la distribución angular para $E_d \leq 500$ keV puede ser descrita de manera adecuada en un grado polinómico $n = 5$ [12].

Con la ecuación (5-15) se calculó la anisotropía en la emisión de neutrones la cual se encuentra representada en la Figura 6-32.

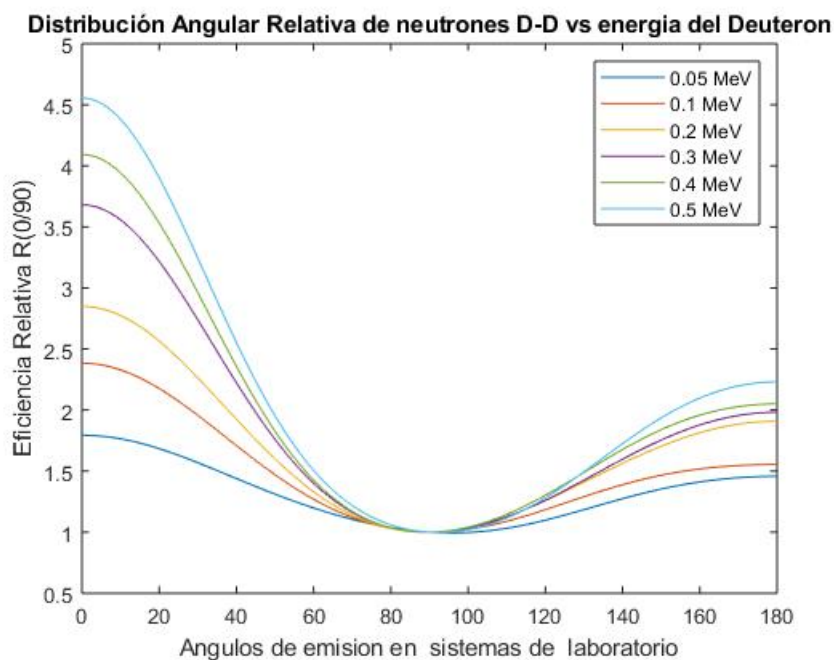


Figura 6-32.: Relación de ángulos de emisión respecto al 90° [12]

Como se observa en la figura 6-32, la eficiencia relativa incrementa a medida que aumenta la energía. La mayor eficiencia calculada corresponde a 3.1509 para una energía de 0.5 MeV. La función $R(\theta)$ decrece en el rango de $(0 - 90)$ y es normalizada a 90 donde $R = 1$.

7. Resultados y Discusiones

7.1. Validación a 200 kV

Los resultados obtenidos del cálculo de la ecuación 5-3, para densidad de corriente en función de la distancia entre los electrodos y el potencial de extracción, son similares a los datos experimentales del LBNL [1], excepto para 2 mm donde se registra una densidad de corriente de 251 mA/cm^2 (Figura 6-2). Es importante tener presente que la ley Child–Langmuir supone un sistema de placas plano paralelas, a menores distancias las geometrías de los electrodos toman mayor relevancia haciendo impreso el cálculo.

La solución de la ecuación 5-4, presentada en la figura 6-3, muestra la dependencia de la densidad de corriente como función de la densidad electrónica para diferentes temperaturas electrónicas T_e . No se encontró una referencia bibliográfica que pudiera validar los valores obtenidos, sin embargo al igualar J de las ecuaciones 5-3 y 5-4 y despejando x , se obtiene la ecuación 5-5 cuya solución se presenta en las figuras 6-4, 6-5 y 6-6. Los valores obtenidos de distancia requerida para lograr un menisco plano son similares a los propuestos por diferentes publicaciones del LBNL.

Cuando la igualdad entre las ecuaciones 5-3 y 5-4 está satisfecha, obtenemos un menisco, que corresponde a una fuente plana de cargas. Si J es diferente, la afectación del campo eléctrico influye en la dirección del haz, para un plasma de baja densidad, el menisco es de forma cóncava. En el caso de un plasma demasiado denso, el menisco es convexo, esto trae como consecuencia un haz convergente o divergente respectivamente. El campo eléctrico en la región extracción, depende de la forma geométrica de los electrodos plasma y de extracción, de la abertura, la distancia y el potencial entre ambos.

La forma ideal de un menisco es plana, ya que entre más paralelo sea el haz, más eficiente y homogénea será la producción de neutrones, un haz divergente puede ocasionar que los iones interactúen con otras partes del equipo generando producción de electrones secundarios, un haz convergente puede ocasionar sobrecalentamiento y pulverización del blanco.

Los datos obtenidos para configuración simulada en el presente trabajo (numeral 6.4.2.), corresponden con la columna aceleradora modelada por Lawrence Berkeley National Laboratory, en su publicación *A SEALED-ACCELERATOR-TUBE NEUTRON GENERATOR*

FOR BORON NEUTRON CAPTURE THERAPY APPLICATION[35]. El Software de cálculo utilizado en LBNL fue IGUN. En este trabajo se utilizó IBSimu y los resultados obtenidos en la definición de las líneas equipotenciales y la trayectoria del haz (Figura 6-13), son similares a los obtenidos en LBNL lo que permite de la validar el método de cálculo establecido en esta investigación.

El código IBSimu ha sido utilizado por el JYFL ACCELERATOR EN UNIVERSITY OF JYVÄSKYLÄ-FINLANDIA, y por EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH CERN, con los mismos propósitos.

De igual forma, el método de cálculo se validó complementariamente con el procedimiento experimental descrito en el capítulo 6.4.3. Donde se intentó simular experimentalmente las condiciones de la columna aceleradora en una vista 2D. Las líneas equipotenciales y las trayectorias descritas por los iones son similares a la simulación de IBSimu.

Al mantener los voltajes iniciales de la figura 6-13 pero variando la posición entre el electrodo plasma y el de extracción, por ejemplo disminuyendo 10 mm como se observa en la figura 7-1, el comportamiento el haz cambia de ser paralelo a divergente.

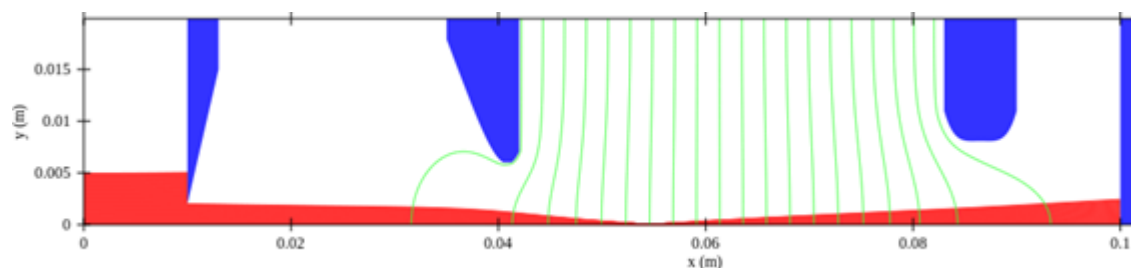


Figura 7-1.: Variación de 10 mm entre el electrodo plasma y el electrodo de extracción respecto a las condiciones de referencia

7.2. Propuesta a 500 kV

Posterior a la validación del método, se procede a proponer una columna que acelere a un potencial de 500kV, la cual será objeto de una evaluación de diseños adicionales en trabajos posteriores. La validación de la columna aceleradora representada en la Figura 6-13 se realizó para iones de H. La nueva simulación para 500kV se realiza con un haz de Deuterones. Con este propósito se procedió a evaluar la columna realizando variaciones en la densidad del plasma, en el voltaje de extracción y la aceleración del haz.

7.2.1. Variaciones de densidad del plasma

Como se definió en capítulos anteriores uno de los factores importantes para obtener un menisco paralelo es la densidad de corriente que se pueda extraer de la fuente de plasma. Para un potencial de extracción invariante de 10 kV, se simuló diferentes corrientes iónicas del plasma y se observó el comportamiento del haz para dos geometrías distintas.

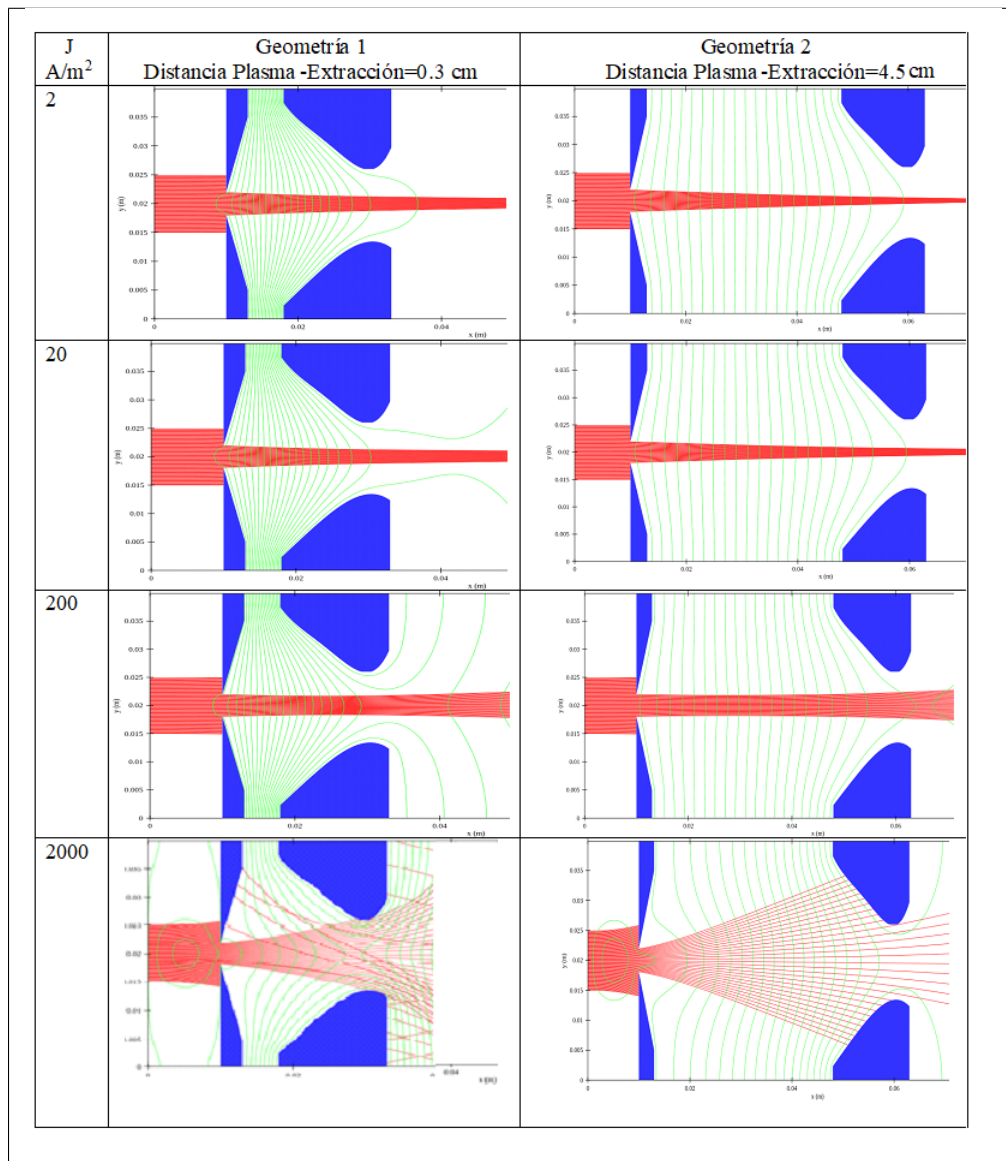


Tabla 7-1.: Resultados al variar la densidad de corriente 2, 20, 200, 2000, ffl(A/m²). La Geometría 1 tiene una separación entre el electrodo plasma y el electrodo de extracción de 0.3 cm, la Geometría 2 tiene una separación entre el electrodo plasma y el electrodo de extracción de 4.5 cm

7.2.2. Variaciones del voltaje de extracción

Como se ha mencionado anteriormente la forma del menisco es función del voltaje de extracción, por lo tanto, manteniendo una densidad de corriente fija y un voltaje de aceleración 500kV, se evaluó el comportamiento al variar el potencial de extracción para dos geometrías distintas.

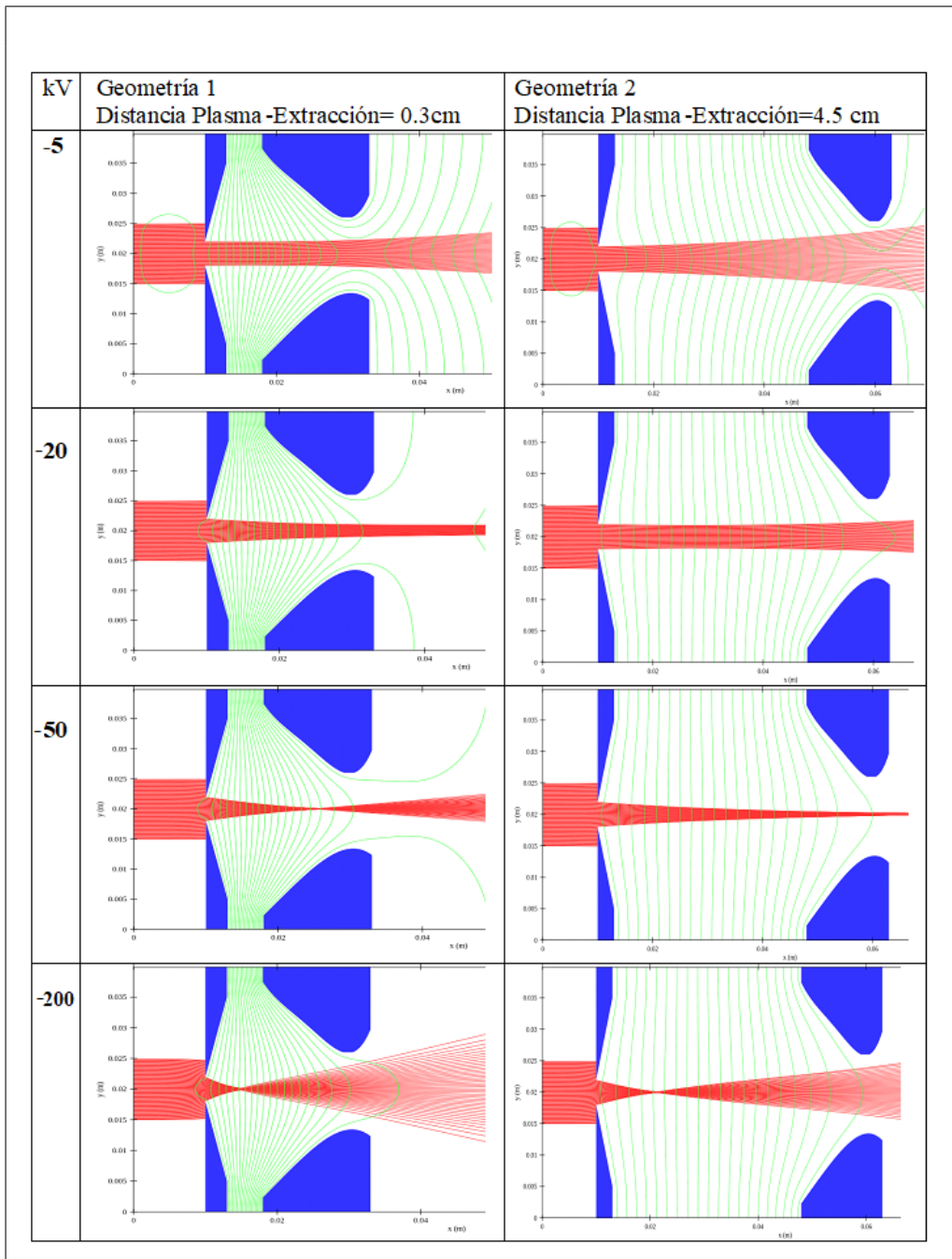


Tabla 7-2.: Resultados de variar el voltaje

7.2.3. Columna aceleradora

El primer conjunto de simulaciones corresponde a una geometría idéntica a la columna utilizada para la validación (figura 6.13) pero en esta ocasión variando el voltaje de extracción y manteniendo fijo el voltaje de aceleración y supresión a -510kV y -500 kV, respectivamente.

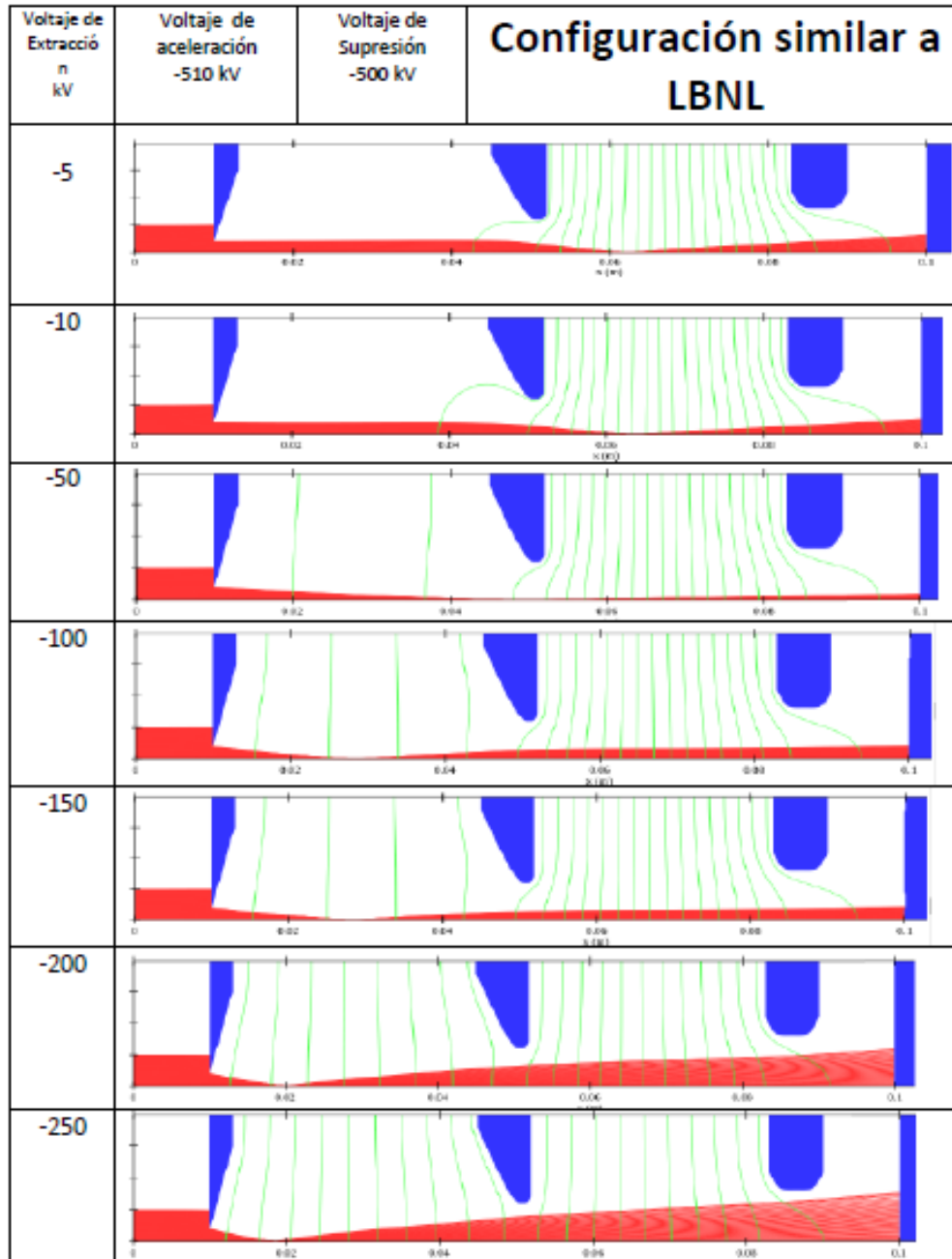


Figura 7-2.: Voltaje de aceleración de 500 kV, geometría similar a la de referencia, variación del voltaje de extracción.

A continuación se disminuyó 10 mm la distancia entre electrodos plasma y extracción respecto a las condiciones geométricas iniciales.

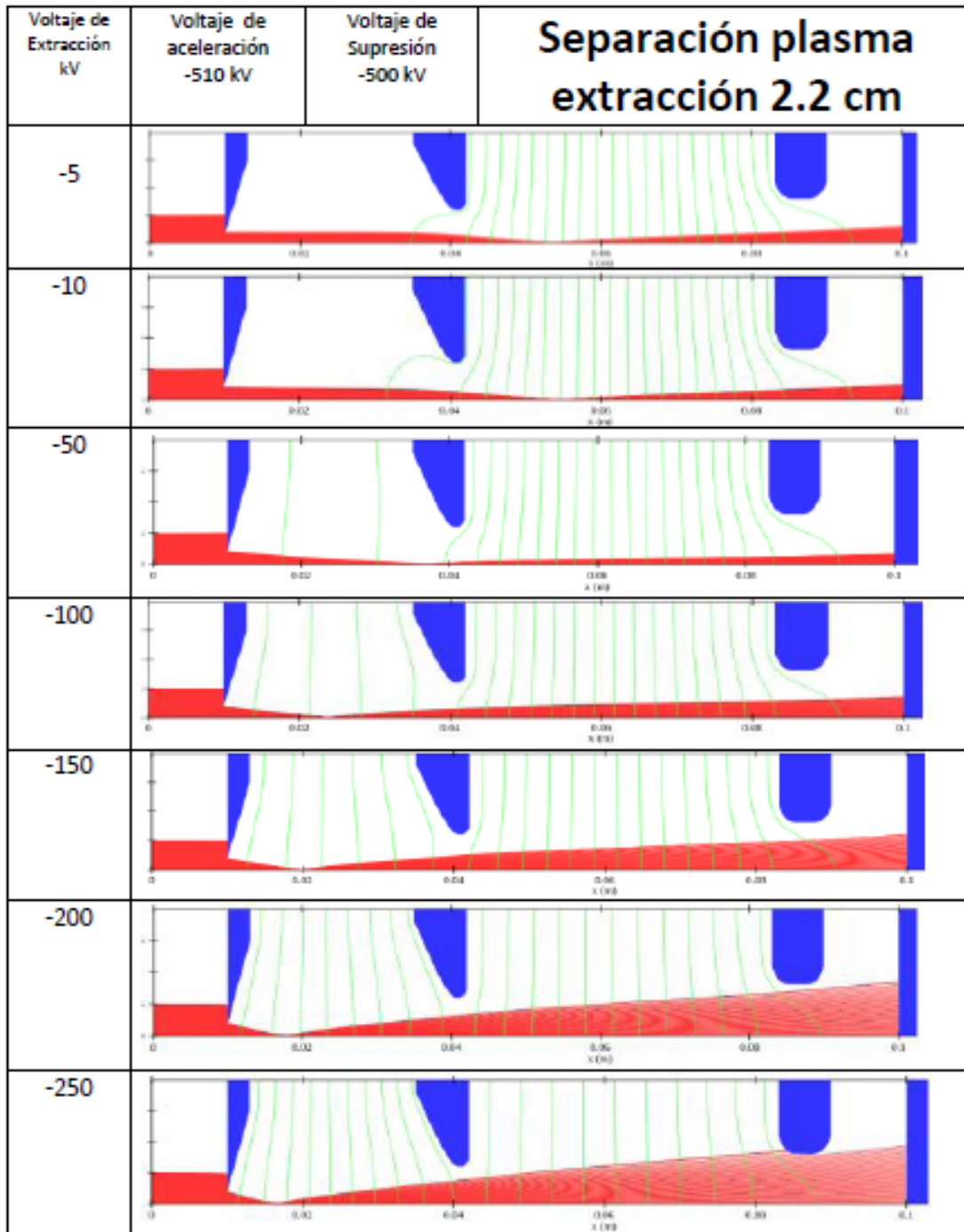


Figura 7-3.: Voltaje de aceleración de 500 kV, 2.2 cm de separación, variación del voltaje de extracción.

A continuación se disminuyó 20 mm la distancia entre electrodos plasma y extracción respecto a las condiciones geométricas iniciales.

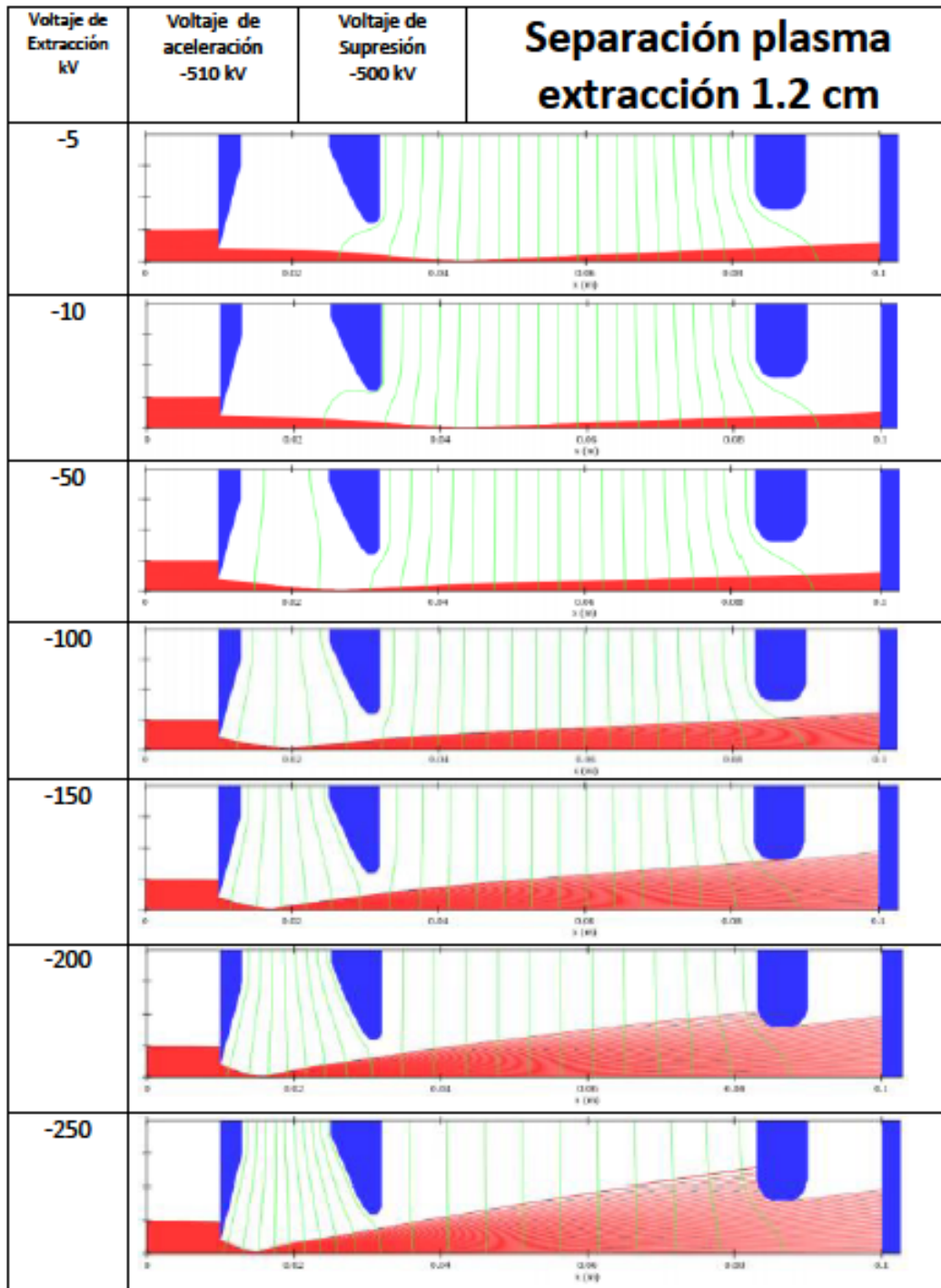


Figura 7-4.: Voltaje de aceleración de 500 kV, 1.2 cm de separación, variación del voltaje de extracción.

A continuación se disminuyó 29 mm la distancia entre electrodos plasma y extracción respecto a las condiciones geométricas iniciales.

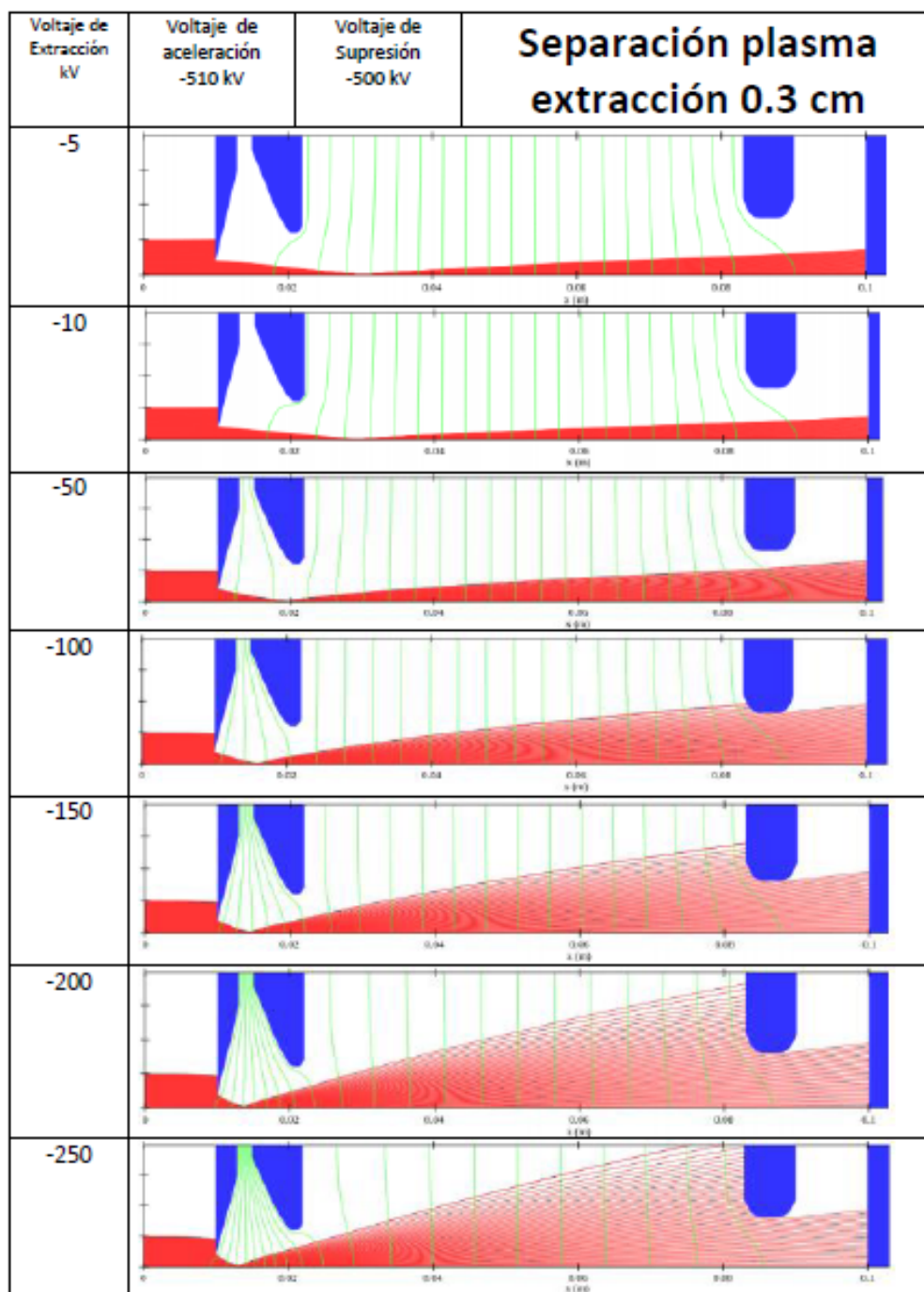


Figura 7-5.: Voltaje de aceleración de 500 kV, 0.3 cm de separación, variación del voltaje de extracción.

A continuación se presenta el resumen de los resultados obtenidos en las simulaciones. Se puede observar que la disminución de la distancia entre el electrodo plasma y el de extracción, implica mayor divergencia del haz, aunque se regula en muchos casos con potenciales de extracción inferiores a 50 kV. Algunos haces tienen comportamientos tan divergentes que colisionan con electrodos de la columna, lo que no permite determinar su diámetro además se descarta el uso en producción de neutrones .

Configuración Geometría	kV Extracción	Comportamiento de Haz	Diámetro del haz en el blanco
1-Identica a validación	-5	Razonablemente divergente	3.0 mm
2- Identica a validación	-10	Razonablemente divergente	3.0 mm
3-Identica a validación	-50	Paralelo	1.5 mm
4-Identica a validación	-100	Paralelo	2.0 mm
5-Identica a validación	-150	Paralelo	2.5 mm
6-Identica a validación	-200	Divergente	6.0 mm
7-Identica a validación	-250	Divergente	8.0 mm
8-Separación plasma-extracción 2.2cm	-5	Divergente	3.0 mm
9-Separación plasma-extracción 2.2cm	-10	Razonablemente divergente	2.0 mm
10-Separación plasma-extracción 2.2cm	-50	Paralelo	1.5 mm
11-Separación plasma-extracción 2.2cm	-100	Divergente	3.5 mm
12-Separación plasma-extracción 2.2cm	-150	Divergente	6.0 mm
13-Separación plasma-extracción 2.2cm	-200	Divergente	9.0 mm
14-Separación plasma-extracción 2.2cm	-250	Divergente	Indeterminado
15-Separación plasma-extracción 1.2cm	-5	Divergente	3 mm
16-Separación plasma-extracción 1.2cm	-10	Paralelo	2.5 mm
17-Separación plasma-extracción 1.2cm	-50	Paralelo	4.0 mm
18-Separación plasma-extracción 1.2cm	-100	Divergente	7.0 mm
19-Separación plasma-extracción 1.2cm	-150	Divergente	Indeterminado
20-Separación plasma-extracción 1.2cm	-200	Divergente	Indeterminado
21-Separación plasma-extracción 1.2cm	-250	Divergente	Indeterminado
22-Separación plasma-extracción 0.3cm	-5	Divergente	3.5 mm
23-Separación plasma-extracción 0.3cm	-10	Divergente	4 mm
24-Separación plasma-extracción 0.3cm	-50	Divergente	7 mm
25-Separación plasma-extracción 0.3cm	-100	Divergente	Indeterminado
26-Separación plasma-extracción 0.3cm	-150	Divergente	Indeterminado
27-Separación plasma-extracción 0.3cm	-200	Divergente	Indeterminado
28-Separación plasma-extracción 0.3cm	-250	Divergente	Indeterminado

Tabla 7-3.: Resultados para diferentes configuraciones de la columna aceleradora

8. Conclusiones y proyecciones

Los resultados más importantes de éste trabajo de grado se resumen a continuación en cuatro partes.

8.1. Bases de diseño

- Se realizó una revisión bibliográfica que permitió conocer las condiciones mínimas requeridas en términos de flujo, fluencia y energía que debe tener un haz de neutrones para BNCT.
- Se validó el código IBSimu como método para simular la aceleración de haz en una columna aceleradora, dicha validación se dio en dos parte, primero comparándola con la columna aceleradora propuesta por Berkeley y segundo mediante un procedimiento experimental.
- Se establecieron las bases de diseño para un generador compacto de neutrones de alto flujo.

8.2. Plasma

- Se calculó la densidad de corriente producida por una fuente plasma de RF como función de la temperatura electrónica y la densidad iónica.
- Se utilizó el código IBSimu para observar el comportamiento del haz de deuterio al variar la densidad de corriente.

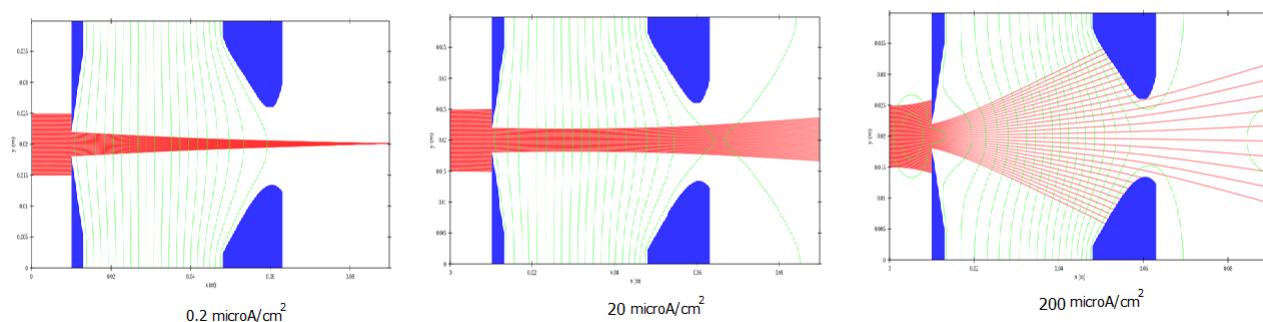


Figura 8-1.: Variación del menisco en función de la densidad de corriente

- Futuros trabajos, pueden enfatizar en las condiciones físicas y tecnológicas requeridas para producir determinada densidad iónica, el código IBSimu permite simular fuentes de plasma, por lo que se recomienda utilizarlo en futuros trabajos.

8.3. Extracción

- A partir de condiciones del plasma previamente establecidas se calculó la densidad de corriente como función del voltaje de extracción y de las condiciones del plasma. Finalmente se calculó la distancia entre el electrodo plasma y el de extracción para producir un haz de iones paralelo. Estos valores están entre los 1.5 a 5 mm para potenciales de extracción ± 5 kV
- Se utilizó el código IBSimu para observar el comportamiento del haz de deuterio al variar el kilovoltaje de extracción y la distancia entre electrodo plasma y extracción, se analizó que configuraciones permiten haces paralelos o razonablemente convergentes para fines de producción de neutrones.

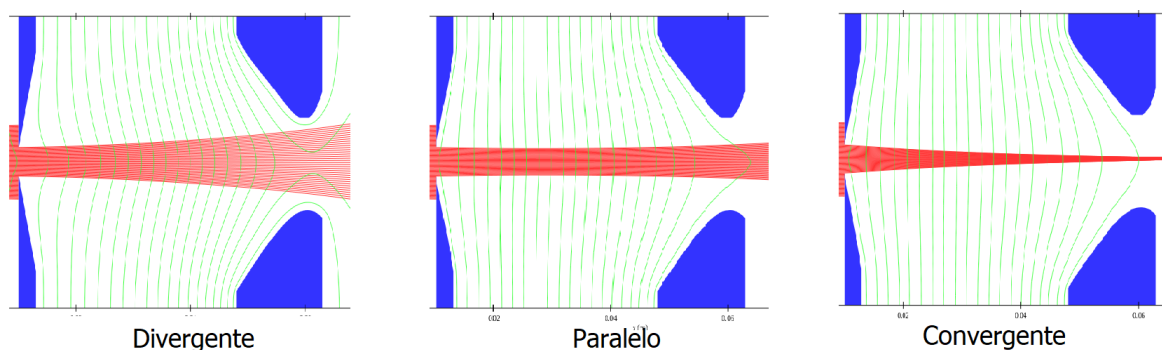


Figura 8-2.: Variación del menisco en función del kV de extracción

- Computacionalmente se simuló hasta una distancia de 3mm entre los electrodos Plasma-Extracción, sin embargo es importante tener presentes las limitaciones del código teórico versus los desafíos de ingeniería.

8.4. Aceleración

- Se utilizó el código IBSimu para proponer una columna aceleradora con un potencial de 500 kV, al variar las geometrías y los potenciales de extracción se evaluó teóricamente el comportamiento del haz, en particular en cuales casos se tenía haces convergentes, paralelos o divergentes y cuál es el diámetro del haz de iones al impactar el blanco.
- Se estableció la base de diseño de una columna aceleradora de 500 kV con el propósito de ser implementada en el laboratorio, que será objeto de una evaluación de diseños adicional en trabajos posteriores.

8.5. Blanco

- Se obtuvo la dependencia energética de los neutrones producidos como función de la energía de haz de iones, y del ángulo de emisión.
- Se calculó la anisotropía de en la producción de neutrones.

9. BIBLIOGRAFIA

.

- [1] J. M. Verbeke, Development of High-Intensity D-D and D-T Neutron Sources and Neutron Filters for Medical and Industrial Applications., California: University of California, Berkeley, 2000.
- [2] V. JÉRÔME M, V. JASMINA L. y L. KA-NGO , «NEUTRON BEAM OPTIMIZATION FOR BORON NEUTRON CAPTURE THERAPY USING THE D-D AND D-T HIGH-ENERGY NEUTRON SOURCES,» Nuclear Technology, vol. 129:2, pp. 257-278,, 2000.
- [3] E. Castellanos, A. Leyva, J. Munevar y J. Sarta , «Current Status of Neutron Capture Therapy in Colombia. Abstract,» ICNCT, p. Abstrac, 2018.
- [4] «Organización Mundial de la Salud,» 1 febrero 2018. [En línea]. Available: <http://www.who.int/es/news-room/fact-sheets/detail/cancer>.
- [5] F. M. KHAN, THE PHYSICS OF RADIATION THERAPY, THIRD EDITION, Philadelphia: LIPPINCOTT WILLIAMS & WILKINS, 2003.
- [6] A. BROSED SERRETA y J. PÉREZ CALATAYUD, Fundamentos de Física Médica, Volumen 5, Braquiterapia: bases físicas, equipos y control de calidad, Andalucía: Sociedad Española de Física Médica, ADI servicios editoriales, 2014.
- [7] H. Svensson y T. Landberg, «US National Library of Medicine National Institutes of Health,» [En línea]. Available: <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/8018350>.
- [8] E. Bavarnegin, Y. Kasesaz y F. M. Wagner, «Neutron beams implemented at nuclear research,» y IOP Publishing for Sissa Medialab, 2017.
- [9] J. K. K. a. K.-O. KIM, «CURRENT RESEARCH ON ACCELERATOR-BASED BORON NEUTRON CAPTURE THERAPY IN KOREA,» NUCLEAR ENGINEERING AND TECHNOLOGY VOL 41, p. 531, 2009.
- [10] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY , «IAEA-TECDOC-1223 Current status of neutron capture therapy,» IAEA , Vienna, Austria, May 2001.
- [11] A. J. Kreiner, M. Baldo, J. Bergueiro, M. E. Capoulat, D. Cartelli y J. Padulo, «Worldwide Status of Accelerator-Based BNCT,» de The 17th International Congress on Neutron Capture Therapy, Columbia, Missouri, USA, 2016.
- [12] J. Csiaki, CRC Handbook of Fast Neutron Generator, Boca Raton Florida : CRC Press Inc, 1897.
- [13] D. Vasco Deia , «Máster multidisciplinar de investigación en INGENIERÍA FÍSICA,» 11 12 2007. [En línea]. Available: <http://gtts.ehu.es/dEyE/?vista=ITUR/main&titulo=Proyecto%20ITUR>.
- [14] C. S. Waltz y K. V. B. Chair, Characterization of Deuteron-Deuteron Neutron Generators, University of California, Berkeley: UC Berkeley Electronic Theses and Dissertations, 2016.
- [15] . M. . N. O. Sadiku, Elements of Electromagnetics (Oxford Series in Electrical and Computer Engineering), Oxford, Inglaterra: Oxford University Press, 2000.
- [16] S. V, . I. I y G. S, «High yield neutron generator based on a high-current gasdynamic electron cyclotron resonance ion source,» AIP, Journal of Applied Physics , p. 118, 2015.
- [17] A. J. Kreinera, J. Bergueiroa, D. Cartelli, M. Baldoa, W. Castell, J. Gomez Asoiaa, J. Paduloa, y S. S. Juan Carlos , «Present status of Accelerator-Based BNCT,» EL SIEVER, pp. 95-101, 2016.
- [18] S. Halfon, M. Paul, A. Arensham, D. Kije, M. Tessler, L. Weissman, I. Eliyahu, A. Kreisel, G. Shimel, A. Shor y I. Silverman, «High-Power Liquid-Lithium Target Neutron Source Operation and Gamma,» de The 17th International Congress on Neutron Capture Therapy, Columbia, Missouri, USA, 2016.
- [19] S. V, I. I, G. S, R. S, S. A, M. A, V. A, K. T, K. H y T. O, «Neutron generator for BNCT based on high current ECR ion source with gyrotron plasma heating,» EL SEVIER , pp. 29-33, 2015.

- [20] S. Savolainen, Mika Kortenesniemi, Marjut Timonen, Vappu Reijonen y Linda Kuusela, «Boron neutron capture therapy (BNCT) in Finland: Technological and physical prospects after 20 years of experiences,» EL SIEVERT, pp. 233-243, 2013.
- [21] N. Cerullo, E. Juan, K. N. Leung y S. Custodero, «An irradiation facility for Boron Neutron Capture Therapy application based,» AIP Review of Scientific Instruments, 2002.
- [22] C. D. C. M, B. J. G. L. S. A. M, d. M y B. M, «Present status of accelerator-based BNCT: Focus on developments in Argentina,» ELSEVIER, pp. 18-21, 2015.
- [23] D. W. Nigg, K. R. Restis, S. M. Dickens, C. C. Hines, M. D. King, A. Bartkoski y D. E. Wall, «Requalification and Experimental Validation of the Epithermal Neutron Beam Facility for Radiotherapy Research at Washington State University,» de The 17th International Congress on Neutron Capture Therapy, Missouri, USA, 2016.
- [24] S. Taskaev, «BNCT Laboratory in BINP,» de The 17th International Congress on Neutron Capture Therapy, Columbia, Missouri, USA, 2016.
- [25] M. Toshinori, Y. Satoru, T. Hiroki, M. Akira, S. Minoru, O. Koji, K. Takahiro, I. Kazuyo y H. Katsumi, «Present status of BNCT System using 30 MeV Cyclotron,» de The 17th International Congress on Neutron Capture Therapy, Columbia, Missouri, USA, 2016.
- [26] V. Monti, K. Alikaniotis, N. Amapane, R. Bedogni, D. Bortot, M. Costa, E. Durisi y G. Giannini, «Thermal neutron source based on medical electron Linac,» de The 17th International Congress on Neutron Capture Therapy, Columbia, Missouri, USA, 2016.
- [27] M. A. Gryzinski, «“Neobor” – European/international scientific network for BNCT research and medical training at MARIA reactor (Poland),» de The 17th International Congress on Neutron Capture Therapy, Columbia, Missouri, USA, 2016.
- [28] T. Harada, T. Kato, K. Arai, H. Tanaka, A. Maruhashi, T. Motoyanagi, T. Mitsumoto y S. Yajima, «Clinical commissioning of a cyclotron-based epithermal neutron source at,» de The 17th International Congress on Neutron Capture Therapy, Columbia, Missouri, USA, 2016.
- [29] F. Hiraga, «Optimum design of an electron-linear-accelerator-driven subcritical neutron multiplier for boron neutron capture therapy,» de The 17th International Congress on Neutron Capture Therapy, Columbia, Missouri, USA, 2016.
- [30] M. Karimy, Y. Kasesaz y M. Salehi Barough, «A new approach to use D-T neutron generator for BNCT,» de The 17th International Congress The 17th International Congress, Columbia, Missouri, USA, 2016.
- [31] B. Lun Lai y R. Jiun Sheu, «Induced Radioactivity and Residual Dose Rates in a Boron Neutron Capture,» de The 17th International Congress on Neutron Capture Therapy, Columbia, Missouri, USA, 2016.
- [32] J. Bahng, E.-S. Kim, B.-H. Choi, B.-H. Choi y D.-S. Kim, «DEVELOPMENT OF RFQ FOR BNCT ACCELERATOR,» Medical Applications, p. 4262, 2017.
- [33] A. G. Wolfgang, A. Wittig, M. Raymond y N. Yoshinobu, «Neutron Capture Therapy Principles and Applications,» Springer Heidelberg, New York, 2012.
- [34] K. N. Leung, Y. Lee, J. M. Verbeke, J. Vujic, M. D. Williams, L. K. Wu y N. Zahir, «A Sealed-Accelerator-Tube Neutron Generator for Boron Neutron Capture Therapy Application,» Lawrence Berkeley National Laboratory, pp. 1-6, 1998.
- [35] M. K. J., S. A. A. E, B. N. C. J., G.-A. C, G. F. J., M. S, M. R, R. P. G., T. I. y T. B. J, «Desarrollo de diagnósticos para plasmas: catalizador de nueva física,» Física de Plasmas, Vols. %1 de %227-4, pp. 25-39, 2013.

- [36] «IBSIMU,» [En línea]. Available: <http://ibsimu.sourceforge.net/installation.html>.
- [37] M. Ø, L. J y S. R, «Measurements of Linac4 H- Ion Source Beam with a Magnetized Einzel Lens Electron Dump,» EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH CERN – ACCELERATORS AND TECHNOLOGY SECTOR, Vols. %1 de %2CERN-ACC-2014-0326, 2014.
- [38] J. Cifuentes, «EVALUACIÓN PRELIMINAR DE LA ACELERACION DE D EN UN GENERADOR DE NEUTRONES D-D COMPACTO DE ALTO FLUJO,» Pontificia Universidad Javeriana, Bogota, 2018.
- [39] A. BROSED SERRETA, Fundamentos de Física Médica Volumen 3, Radioterapia externa I. Bases físicas, equipos, determinación de la dosis absorbida y programa de garantía de calidad, Madrid: SEFM, 2012.
- [40] A. Brosed Serreta y R. P. AÑÉ, Fundamentos de física médica, Volumen 6, Medicina nuclear: bases físicas, equipos y control de calidad, Madrid: ADI, 2104.
- [41] A. Brosed Serreta y P. Ruiz Manzano, Fundamentos de Física Médica Volumen 2 Radiodiagnóstico: bases físicas, equipos y control de calidad.
- [42] B. . S. ANTONIO, F. G. NATIVIDAD y P. G. MARÍA CRUZ, Fundamentos de Física Médica Volumen 7 Protección radiológica hospitalaria, Madrid: ADI Servicios Editoriales, 2016.
- [43] «Development of a compact high flux D-D fusion neutron source for researching in Neutron Capture Therapy. IAEA,» IAEA/Research proposal 23110, Septiembre 2018.
- [44] Instituto de Profesores Artigas, «Experiencia: Efecto Termoionico,» [En línea]. Available: <https://www.fing.edu.uy/~skahan/fismodipa/efectermo2.doc>.
- [45] F.-I. Chou y Y.-W. Chen, «International Society for Neutron Capture Therapy,» 2018. [En línea]. Available: <http://www.icnct18.org/>.
- [46] «IAEA,» [En línea]. Available: <http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/tecdocs.asp>. [Último acceso: Octubre 2016].
- [47] ORGANISMO INTERNACIONAL DE ENERGIA ATONICA, IAEA-TECDOC-1151 Aspectos físicos de la garantía de calidad en radioterapia: Protocolo de control de calidad, Viena, Austria : ORGANISMO INTERNACIONAL DE ENERGIA ATONICA, Junio de 2000.
- [48] . L. HORST y P. ARNO, «NEUTRON PRODUCTION CROSS SECTIONS AND ENERGIES FOR THE REACTIONS T(p,n)3He, D(d,n)3He, AND T(d,n)4He,» Joint Nuclear Research Center, Central Bureau for Nuclear Measurements, vol. NUCLEAR DATA TABLES 11, n° Geel, Belgium, pp. 569-619, 1973.
- [49] J. A. Sarta Fuentes, Material de Clase " Interacción de partículas cargadas con la materia", Bogotá: Pontificia Universidad Javeriana, Marzo de 2017.

A. Anexo1 ECUACION DE CHILD LANGMUIR

La forma de la superficie del plasma en la fuente de iones, comúnmente conocida como menisco plasma (El menisco corresponde al límite entre el plasma y el haz de iones) el cual depende de la densidad, la temperatura del plasma. [1]

Suponiendo que el sistema de extracción se comporta como un par de placas paralelas donde la abertura del electrodo plasma será el cátodo y la abertura del electrodo de extracción será el ánodo, se aplica un potencial que acelera los iones,

La densidad de corriente (J) se puede definir a partir de la ecuación de continuidad:

$$J = \rho * v$$

$$\rho = \frac{J}{v} \quad (1)$$

Donde:

ρ es la densidad de carga que depende de la posición x , medida desde el electrodo plasma:

v es la velocidad de los iones entre los electrodos.

Suponiendo que los electrones son emitidos con velocidad inicial cero, y por conservación de la energía se tiene:

$$\frac{mv^2}{2} = eV(x)$$

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m}} \quad (2)$$

Donde

m =es la masa del deuterio, 3.343×10^{-27} kg = 1.88×10^9 ev/c²

e =es la carga del ion 1.602×10^{-19}

$V(x)$ = es el potencial de extracción.

La ley de Gauss en su versión diferencial se convierte en la ley de Poisson, sobre la cual se establece la diferencia de potencia entre una posición x y el electrodo plasma.

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (3)$$

Remplazando (1) y (2) en (3), y con k se agrupan todas las constantes

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{J}{\sqrt{\frac{2eV}{m}} * \epsilon_0} = kV^{(-1/2)}$$

Donde

$$k = \frac{J}{\sqrt{\frac{2e}{m}} * \epsilon_0} \quad (4)$$

$$V' = \frac{dV}{dx}; \quad dx = \frac{dV}{V'}$$

Sustituyendo, se obtiene la ecuación diferencial que se resuelve por separación de variables utilizando las condiciones de frontera $V(x=0) = 0$, $V(x=d) = V_d$, and $V'(x=0) = 0$:

$$V' dV' = kV^{-1/2} dV$$

$$V' = \frac{dV}{dx} = 2k^{1/2} V^{1/4}$$

$$V^{-1/4} dV = 2k^{1/2} dx$$

$$\frac{2}{3} V^{3/4} = k^{1/2} x$$

Despejando V la solución a la ecuación diferencial es:

$$V(x) = \left(\frac{3}{2}\right)^{4/3} * k^{2/3} * x^{4/3}$$

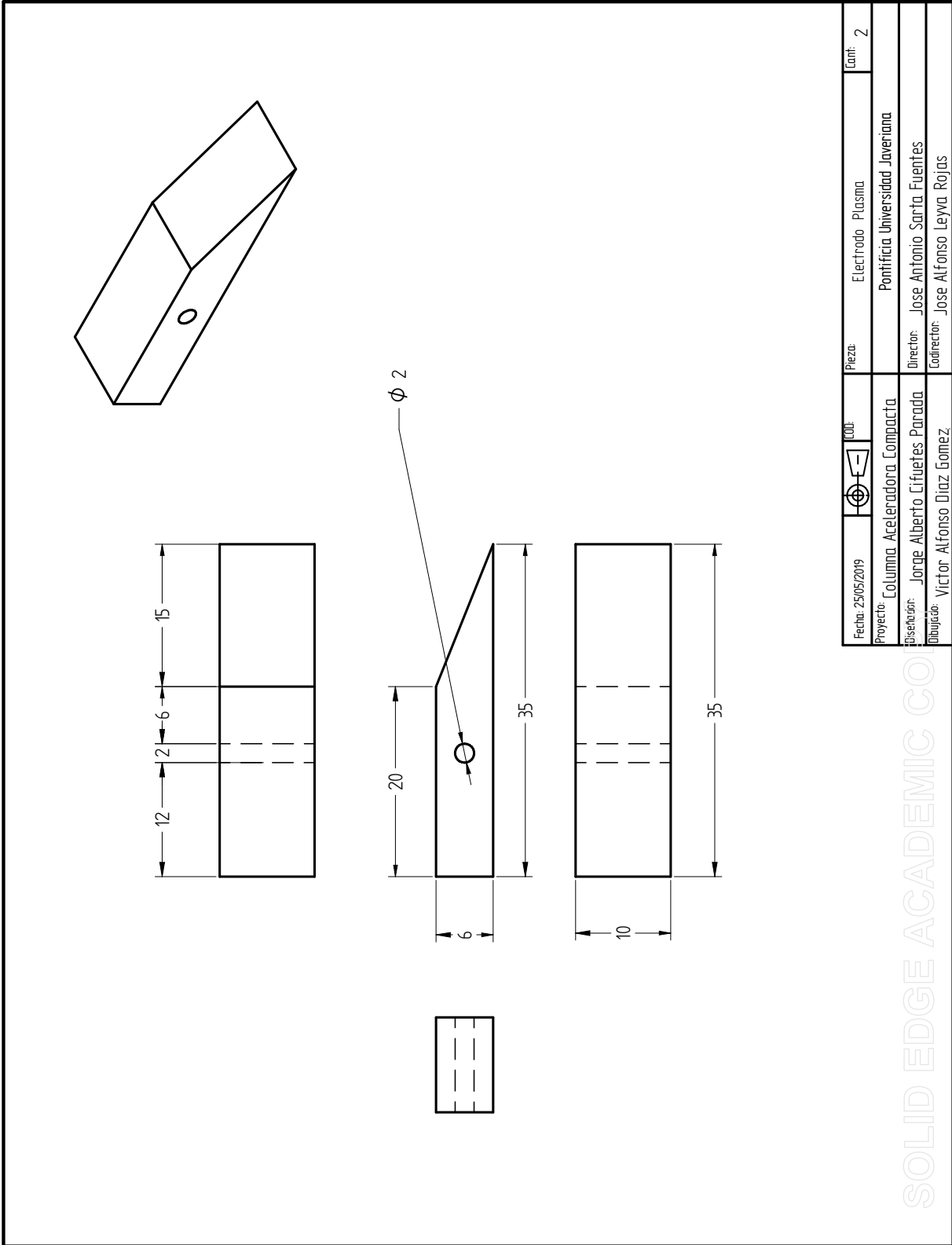
Despejando k , remplazando por (4) y despejando J

$$\left(\frac{4}{9}\right) \frac{U^{3/2}}{x^2} = k$$

$$J = \left(\frac{4}{9}\right) \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U^{3/2}}{x^2} \quad (5)$$

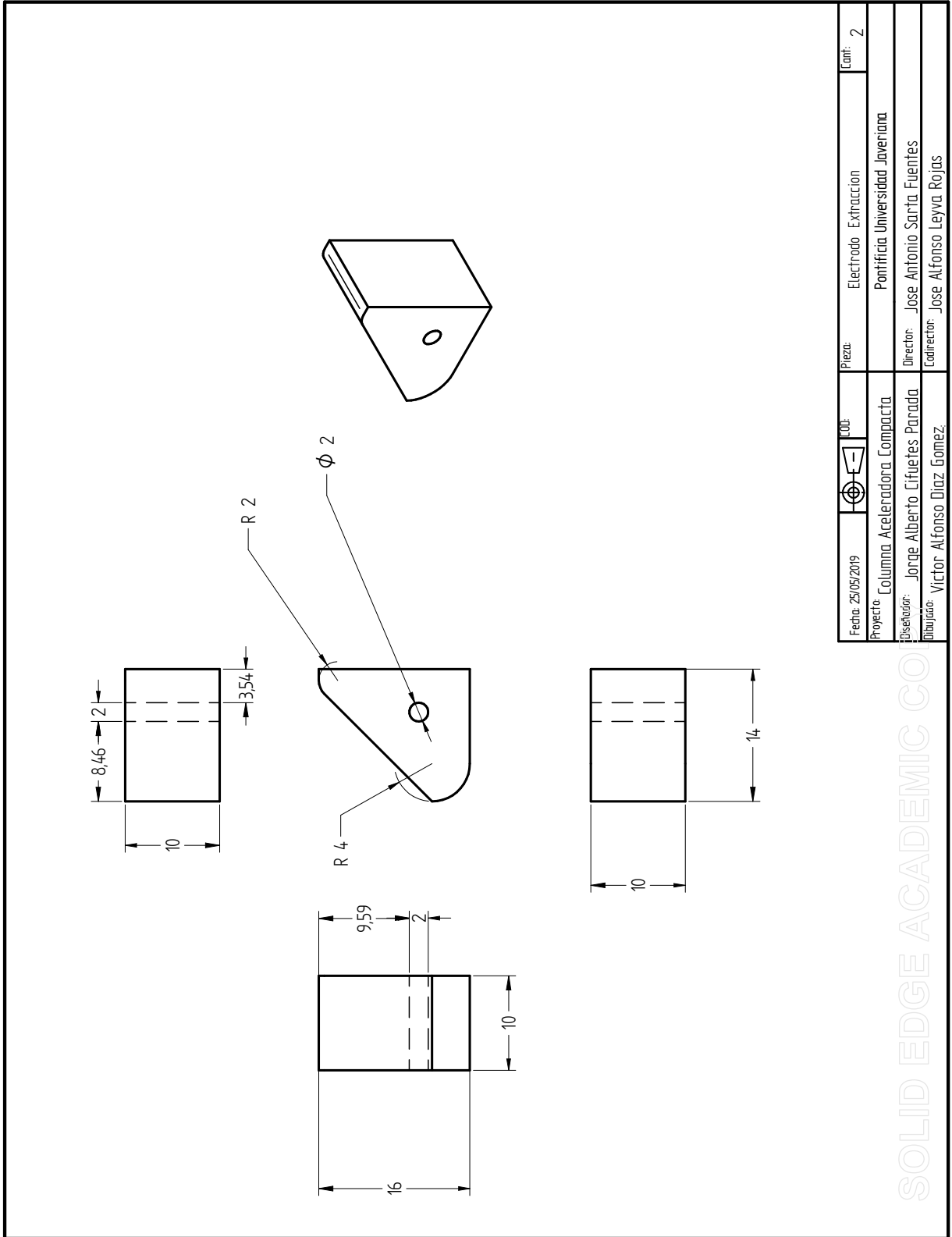
B. Anexo2 Planos

ELECTRODO PLASMA



SOLID EDGE ACADEMIC CO

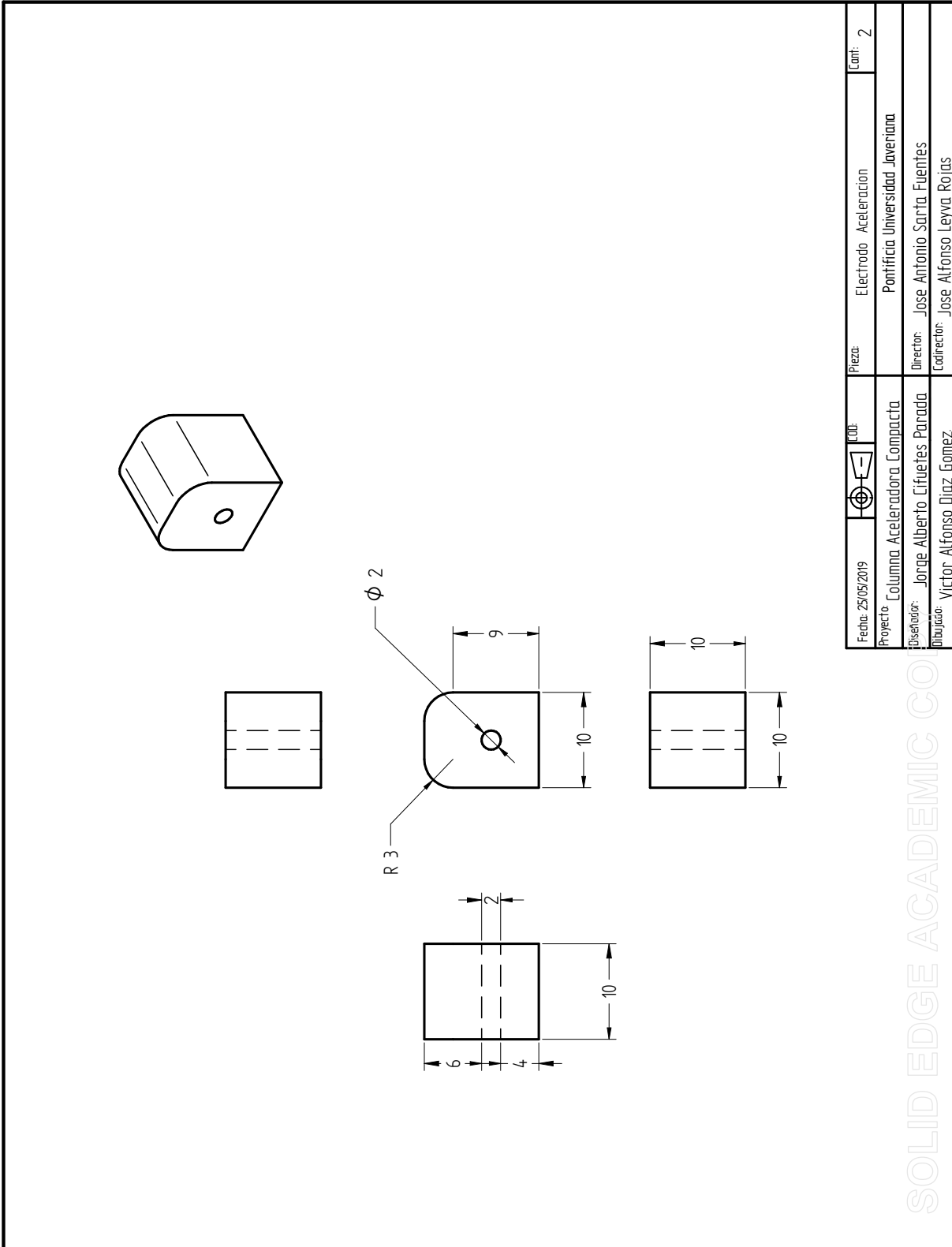
ELECTRODO EXTRACCIÓN



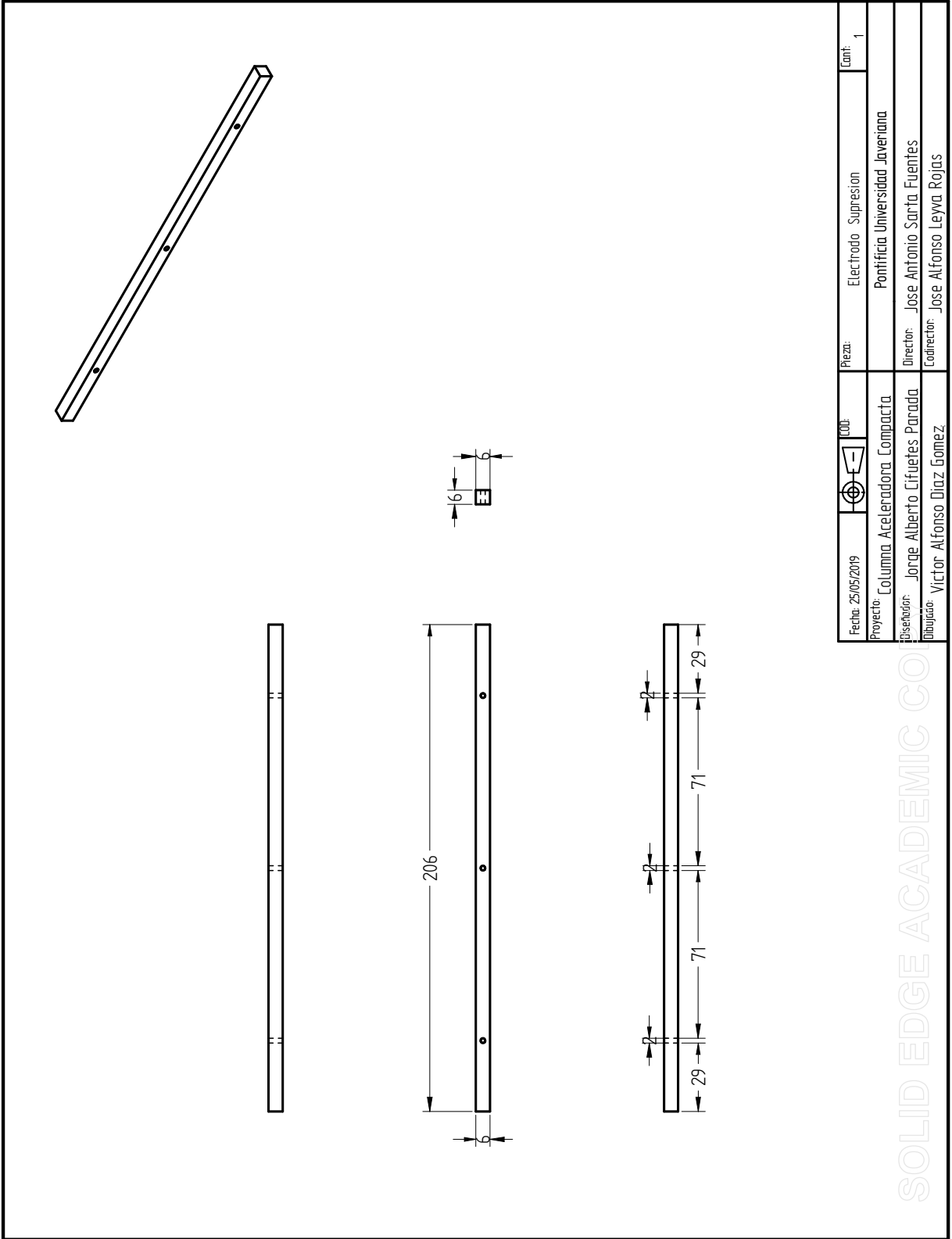
Fecha: 25/05/2019	LOGO	Pieza:	Electrodo Extraccion	Cant: 2
Proyecto:	Columna Aceleradora Compacta	Pontificia Universidad Javeriana		
Diseñador:	Jorge Alberto Cifuentes Parada	Director: Jose Antonio Sarta Fuentes		
Dibujador:	Victor Alfonso Diaz Gomez	Codirector: Jose Alfonso Leyva Rojas		

SOLID EDGE ACADEMIC CO

ELECTRODO ACELERACIÓN



SOLID EDGE ACADEMIC COPY



SOLID EDGE ACADEMIC CO

C. Anexo3 Código IBSimu

```

#include "geometry.hpp"
#include "func_solid.hpp"
#include "epot_efield.hpp"
#include "meshvectorfield.hpp"
#include "particledatabase.hpp"
#include "geomplotter.hpp"
#include "ibsimu.hpp"
#include "error.hpp"
bool solid1( double x, double y, double z )
{ return( x >= 0.01 && y>=0.002 && x <= 0.013 && y >=-0.04133333 + 4.333333*x );
}
bool solid2( double x, double y, double z )
{ return( x >= 0.045 && y>=0.006 && x<=0.052 && y >=5402668.6312*pow(x,4)-994614.6379*pow(x,3)+68682.494747*pow(x,2)-
2111.0934426*x+24.414994138);
}
bool solid3( double x, double y, double z )
{ return(x >= 0.083 && y>=0.008 && x<=0.09 && y >=15.479119*pow(x,5)+21854465*pow(x,4)-
7561646.1*pow(x,3)+981094.44*pow(x,2)-56573.08*x+1223.2917);
}
bool solid4( double x, double y, double z )
{ return( x >= 0.1 && y>=0 && x<=0.105 );
}{
Geometry geom( MODE_2D, Int3D(1200,200,1), Vec3D(0,0,0), 0.0001 );
Solid *s1 = new FuncSolid( solid1 );
geom.set_solid( 7, s1 );
Solid *s2 = new FuncSolid( solid2 );
geom.set_solid( 8, s2 );
Solid *s3 = new FuncSolid( solid3 );
geom.set_solid( 9, s3 );
Solid *s4 = new FuncSolid( solid4 );
geom.set_solid( 10, s4 );
geom.set_boundary( 1, Bound(BOUND_DIRICHLET, 0.0) );
geom.set_boundary( 2, Bound(BOUND_NEUMANN, 0.0) );
geom.set_boundary( 3, Bound(BOUND_NEUMANN, 0.0) );
geom.set_boundary( 4, Bound(BOUND_NEUMANN, 0.0) );
geom.set_boundary( 7, Bound(BOUND_DIRICHLET, 0.0) );
geom.set_boundary( 8, Bound(BOUND_DIRICHLET, -100.0e3) );
geom.set_boundary( 9, Bound(BOUND_DIRICHLET, -210.0e3) );
geom.set_boundary( 10, Bound(BOUND_DIRICHLET, -200.0e3) );
geom.build_mesh();
EpotField epot( geom );
MeshScalarField scharge( geom );
MeshVectorField bfield;
EpotEfield efield( epot );
field_extrpl_e efldextrpl[6] = {
ParticleDataBase2D pdb( geom );
bool pmirror[6] = { false, false, true, false, false, false };
pdb.set_mirror( pmirror );
for( size_t i = 0; i < 5; i++ ) {
solver.solve( epot, scharge );
efield.recalculate();
pdb.clear();
pdb.add_2d_beam_with_energy( 1000, 2000, 1.0, 1.0,
10.0e3, 0.0, 0.0,
0.0, 0.0,
0.0, 0.005);
}
pdb.iterate_trajectories( scharge, efield, bfield );
}GeomPlotter geomplotter( geom );
geomplotter.set_size( 1000, 1000 );
geomplotter.set_epot( &epot );
geomplotter.set_particle_database( &pdb );
geomplotter.plot_png( "plot1.png" );
}
int main( int argc, char **argv )
{
try{
ibsimu.set_message_threshold( MSG_VERBOSE, 2 );
ibsimu.set_thread_count( 4 );
simu();
}
catch ( Error e )
{
e.print_error_message( ibsimu.message( 0 ) );
exit( 1 );
}
return( 0 );
}

```

D. Anexo4 Código Matlab

```
clear all
[X,Y] = meshgrid(0:0.2:7.2,0:0.2:9);
Z = xlsread('DatosfinalesExtraccion.xlsx');
t=linspace(0,10)
[DX,DY] = gradient(Z,100,100);
x1=3.1
y1=9.0
x2=3.2
y2=9.0
x3=3.3
y3=9.0
x4=3.4
y4=9.0
x5=3.5
y5=9.0
x6=3.6
y6=9.0
x7=3.7
y7=9.0
x8=3.8
y8=9.0
x9=3.9
y9=9.0
x10=4.0
y10=9.0
x11=4.1
y11=9.0
figure
contour(X,Y,Z,10)
hold on
quiver(X,Y,DX,DY)
t1=streamline(X,Y,DX,DY,x1,y1);
t2=streamline(X,Y,DX,DY,x2,y2);
t3=streamline(X,Y,DX,DY,x3,y3);
t4=streamline(X,Y,DX,DY,x4,y4);
t5=streamline(X,Y,DX,DY,x5,y5);
t6=streamline(X,Y,DX,DY,x6,y6);
t7=streamline(X,Y,DX,DY,x7,y7);
t8=streamline(X,Y,DX,DY,x8,y8);
t9=streamline(X,Y,DX,DY,x9,y9);
t10=streamline(X,Y,DX,DY,x10,y10);
t11=streamline(X,Y,DX,DY,x11,y11);
set(t1,'Color','red','Linewidth',0.5)
set(t2,'Color','red','Linewidth',0.5)
set(t3,'Color','red','Linewidth',0.5)
set(t4,'Color','red','Linewidth',0.5)
set(t5,'Color','red','Linewidth',0.5)
set(t6,'Color','red','Linewidth',0.5)
set(t7,'Color','red','Linewidth',0.5)
set(t8,'Color','red','Linewidth',0.5)
set(t9,'Color','red','Linewidth',0.5)
set(t10,'Color','red','Linewidth',0.5)
set(t11,'Color','red','Linewidth',0.5)
hold off
xlabel('x(cm)');
ylabel('y(cm)');
title('Trayectoria de los iones en la tanque electrolitico');
```