

Trabajo Fin de Grado
Grado en Física

Diseño de lentes electrostáticas para la optimización del guiado de haces de partículas

Autor:
Jon Zorrilla Gamboa

Directores:
Iñigo Arredondo López de Guereñu
Inari Badillo Fernández

Leioa, 24 de junio de 2022

Índice

1. Introducción y objetivos	1
1.1. Acelerador Linac-7	1
1.2. Etapas del acelerador	1
1.3. Fuente de iones	2
1.3.1. Estado actual de la fuente de iones	2
1.4. Objetivos	3
2. Magnitudes de caracterización de haces de partículas	5
2.1. Intensidad del haz	5
2.2. Emitancia	5
2.2.1. Teorema de Liouville	7
2.2.2. Aplicación del Teorema de Liouville a la emitancia	8
2.3. Espacio de carga	8
2.4. Diagnóstico del haz	9
3. Física de aceleradores	10
3.1. Óptica de iones con lentes electrostáticas	10
3.2. Ecuación paraxial de rayos	11
3.3. Solución de la ecuación paraxial de rayos	12
3.4. Lente de Einzel	13
3.5. Sistemas de extracción de fuentes de iones	14
3.5.1. Sistemas de extracción con configuración de Pierce	15
3.6. Ley de Child–Langmuir no relativista	17
3.6.1. Resultados a partir de la ley de Child–Langmuir y medidas del plasma	18
4. Diseño, simulaciones y validación experimental	22
4.1. Introducción a SIMION	22
4.1.1. Características y prestaciones	22
4.1.2. Condiciones iniciales para el estudio de partículas en lentes de Einzel en SIMION	23

4.2. Diseño y configuración de las lentes electrostáticas en la extracción de partículas	25
4.2.1. Electrodo de extracción	25
4.2.2. Lente de Einzel	26
4.2.3. Configuración de las partículas en el plasma	26
4.3. Validación experimental y análisis de las simulaciones	26
4.3.1. Resultados experimentales de la antigua configuración	27
4.3.2. Resultados de las simulaciones de la antigua configuración	28
4.3.3. Resultados de la nueva configuración	30
5. Conclusiones	33
5.1. Futuro del proyecto	34
Bibliografía	35

1 Introducción y objetivos

La investigación en física de altas energías ha sido clave para el desarrollo de los aceleradores de partículas. La experimentación con estas herramientas se empieza a desarrollar en el siglo XX. Durante los años 30, gracias al acelerador de Van de Graaff [1] y el generador Cockroft-Walton [2], surgen los primeros avances en la física de los aceleradores. Esto nace de la necesidad de mayores energías debido a la transición de la física atómica a la física nuclear. Desde entonces, numerosos han sido los avances realizados y a día de hoy existen más de 40000 aceleradores [3], y pese a que aproximadamente el 50 % de ellos son para uso médico [4], el espectro de sus aplicaciones es muy amplio, por ejemplo: industria, ciencia de materiales, dopaje de semiconductores y esterilización de productos [5].

1.1. Acelerador Linac-7

El proyecto Linac-7, lanzado en 2018 por los grupos de investigación de la universidad del País Vasco de RF y microondas y GAUDEE (Grupo de Automática Experimental), que dio lugar a la creación del laboratorio IZPILAB, en colaboración con el sector industrial del País Vasco, tiene como objetivo el diseño y manufacturación de un acelerador de protones compacto, robusto y económico. Además de esto, el proyecto también tiene como finalidad generar conocimiento y unión en el sector, además de un equipo de expertos en la zona capaz de trabajar a nivel internacional [6].

El acelerador Linac-7 es un acelerador lineal (acrónimo de *Linear accelerator*) de una energía de hasta 7 MeV. Una de las principales ventajas de este tipo de aceleradores es que son capaces de crear un haz de partículas de alta energía y calidad en un espacio pequeño. Se eligió una energía final de 7 MeV debido a que esta se puede alcanzar con elementos conductores comunes y es suficiente para tener diferentes aplicaciones. El acelerador en cuestión tiene como objetivo poder ser comercializado para fines médicos, más específicamente, para técnicas de tomografía de emisión de positrones; y en caso de requerimiento de mayores energías, puede usarse como inyector de otras estructuras más grandes.

Una de las principales desventajas del uso de radioisótopos para la medicina nuclear es que dado que su fabricación se realiza lejos de los hospitales, es necesario el uso de infraestructuras lejanas, caras y complejas para su transporte. Esto da lugar a transportes largos, producciones de grandes dosis de radioisótopos que decaen durante el transporte y además, como la vida media de estos isótopos es la justa para esta aplicación, no tienen más aplicaciones además de esta. Por otro lado, los aceleradores compactos de protones permiten la creación de estos isótopos localmente, y a medida de las correspondientes necesidades biomédicas.

1.2. Etapas del acelerador

El acelerador estará compuesto por las siguientes etapas: la fuente de iones ECR (*Electron Cyclotron Resonance*), el LEBT (*Low Energy Beam Transport*), un RFQ (*Radio Frequency*

Quadrupole), el MEBT (*Medium Energy Beam Transport*), el DTL (*Drift Tube Linac*) y, finalmente, el parado del haz (*beam stop*).

En la figura 1.1 se presenta de manera esquemática cada elemento del acelerador y la energía conseguida en cada etapa.

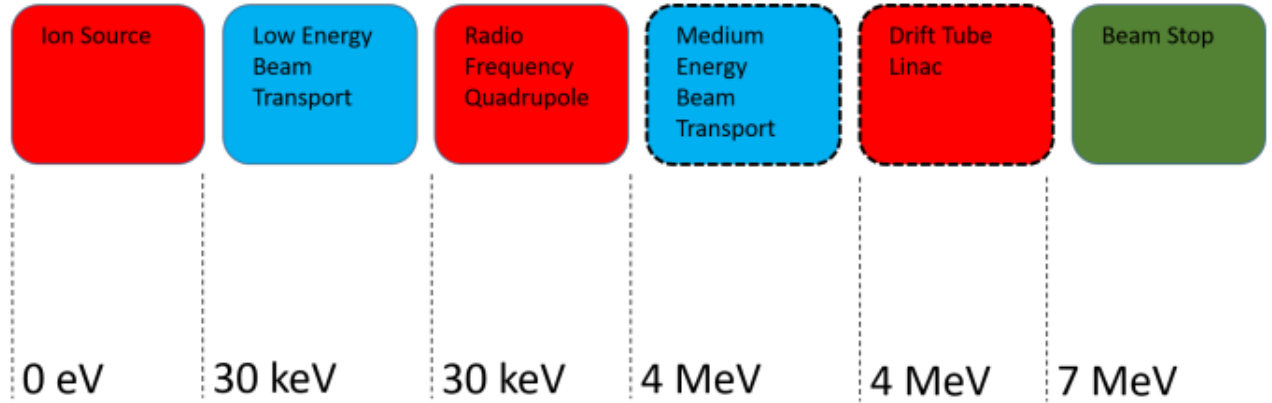


Figura 1.1: Esquema simplificado del Linac-7. [7]

Los cuadrados con bordes sólidos indican que los componentes están completos y están en diferentes fases de testeo, mientras que los bordes discontinuos indican que los componentes están en fase de diseño.

1.3. Fuente de iones

El primer componente del acelerador es la fuente de iones de resonancia de ciclotrón, ECR, consistente en una cámara de plasma. Por un extremo de la cámara de plasma entra un tubo para la inserción de hidrógeno mientras el otro extremo está parcialmente cerrado por el electrodo de plasma. Los electrones libres resonantes presentes en la cámara impactan con las moléculas de hidrógeno, y las rompen e ionizan creando nuevos electrones y protones, generando plasma en el gas.

El sistema óptico de extracción está formado por el electrodo de extracción o electrodo de plasma y un sistema de tres lentes que forman una lente de Einzel, que se encargarán de la extracción de protones del interior de la cámara. El electrodo de extracción se encuentra a un voltaje de 30 kV. Del triplete de electrodos, el primero y último están conectados a tierra, mientras el electrodo intermedio, llamado electrodo de enfoque, está a la mitad de voltaje que el primero, a 15 kV, y se encargan del primer enfoque de las partículas.

Después, está situado el LEBT, consistente en dos solenoides que se encargan de mejorar las propiedades del haz. En las Figuras 1.2 y 1.3 se pueden observar con claridad.

El funcionamiento de estos elementos se explicará detalladamente más adelante.

1.3.1. Estado actual de la fuente de iones

Actualmente, la fuente de iones está en un proceso de rediseño por diferentes causas.

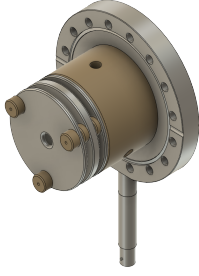


Figura 1.2: Representación en CAD del electrodo de extracción y la lente de Einzel.

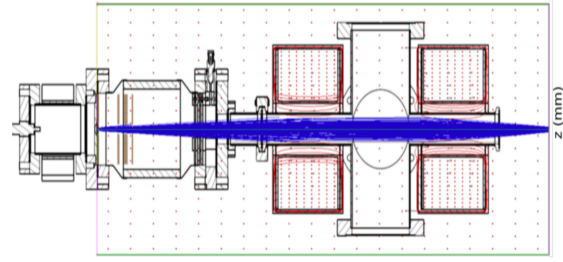


Figura 1.3: Sistema de extracción y LEBT.

Por un lado, la fuente ha sufrido daños debidos a los arcos creados por los altos voltajes y se está estudiando el diseño de sus elementos para evitarlos.

Debido al diseño del sistema de extracción, donde se incluye al electrodo de plasma y la lente de Einzel, se genera un haz con unas propiedades no óptimas. Es por ello que es necesario el uso del LEBT para mejorar las propiedades del haz para luego poder ser insertado al RFQ. Actualmente, se está considerando la idea de prescindir del LEBT si se consiguen unas propiedades lo suficientemente buenas para el haz. De esta manera, podría ahorrarse en costes y se haría más compacto el acelerador.

1.4. Objetivos

El objetivo principal de este trabajo es estudiar la física de los aceleradores, principalmente, la parte correspondiente a los sistemas de extracción de un plasma de iones. También se abordarán tanto la óptica de iones como la dinámica de las partículas, para poder analizar y estudiar las primeras fases del acelerador Linac-7.

En primer lugar, se explicarán las magnitudes de caracterización del haz, donde se hablará de la intensidad, la emitancia y el espacio de carga del haz. También se hablará del diagnóstico incorporado en el laboratorio para relizar estas mediciones.

Luego, se realizará una introducción a la física de los aceleradores de partículas, donde se profundizará en los elementos electrostáticos necesarios para la óptica de iones y para los sistemas de extracción de partículas.

Después, se hará una breve introducción al software SIMION, mediante el cual se realizarán las simulaciones necesarias para el estudio de las trayectorias de los iones tras extraerse de la cámara de plasma. Para comprobar la validez de estas simulaciones, se simulará con precisión el estado actual de la fuente de iones, y se compararán los resultados obtenidos con los resultados obtenidos experimentalmente en el laboratorio.

Uno de los principales componentes de este trabajo consiste en el rediseño del sistema de extracción. Partiendo de la base teórica que se habrá explicado previamente, se diseñarán los elementos ópticos para mejorar las propiedades del plasma y su extracción.

Por último, si se obtienen unos resultados suficientemente buenos, se estudiará si es necesario seguir con el LEBT o si se podrá prescindir de él a la hora de inyectar el gas en

el RFQ.

2 Magnitudes de caracterización de haces de partículas

Para poder describir el haz de partículas y sus propiedades, deben definirse las magnitudes que se pueden medir en los experimentos; propiedades como la intensidad, la emitancia y el espacio de carga.

Debido a la naturaleza de la fuente, siempre hay variaciones en la energía cinética y velocidad de las partículas. En la práctica, estas diferencias en la velocidad de la fuente ocurren por diversas razones como la temperatura de la fuente de plasma, fuerzas no lineales producidas por cargas externas o inestabilidades debido al deterioro de la calidad del haz.

La mayoría de haces tienen dos planos de simetría o son circularmente simétricos. En este caso, se asumirá que el haz se propaga en dirección z y tiene dos planos de simetría $x - z$ e $y - z$. El movimiento para cada partícula está definido por las tres coordenadas espaciales (x, y, z) y los tres momentos (P_x, P_y, P_z) . Se dice que un grupo de partículas forma un haz si su componente de momento longitudinal es mucho mayor a la componente transversal.

2.1. Intensidad del haz

En primer lugar, debe definirse qué es la intensidad del haz. Al igual que cuando se estudia la corriente eléctrica producida por un potencial, la intensidad o corriente del haz nos dice cuantas cargas pasan por cierta región por unidad de tiempo. Como en el acelerador se hará uso de protones, la intensidad será:

$$I = n_p \cdot e \quad (2.1)$$

Donde e es la carga del protón y n_p es el número de partículas que atraviesan una cierta región por unidad de tiempo. La intensidad se mide en la copa de Faraday [8] (2.4).

2.2. Emitancia

A la hora de definir la emitancia, suele haber discrepancias entre autores [9]. Existen dos definiciones de emitancia:

- Por un lado, se define a la emitancia como el producto entre la anchura del haz y su divergencia. Donde la divergencia está relacionada a la propagación aleatoria de la velocidad.
- Por otro lado, existe una definición de la emitancia mediante el espacio de fases. Dada una partícula moviéndose en el plano $x - z$, con momento total $P = (P_x^2 +$

$P_z^2)^{\frac{1}{2}} \approx P_z$, y donde la pendiente de la trayectoria es por definición $x' = \frac{dx}{dz} = \frac{\dot{x}}{\dot{z}} = \frac{P_x}{P_z}$, para cierta distancia z en dirección de propagación del haz, cada partícula puede representarse por un punto en el espacio de fases $x - x'$. El área ocupada por todos los puntos de las partículas del haz es la emitancia del haz:

$$A_x = \iint dx dx' \quad (2.2)$$

La forma de la emitancia da información sobre las propiedades de enfoque, pues representando las velocidades en función de las posiciones, se puede hallar si el haz es divergente o convergente.

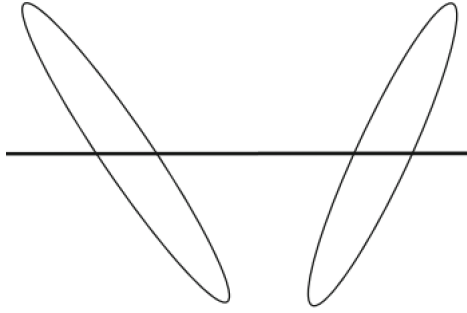


Figura 2.1: Representación de las velocidades en función de las posiciones para representar la emitancia. Si la pendiente es negativa el haz es convergente, si es positiva, en cambio, será divergente [5].

La segunda definición a veces no da buena información sobre la calidad del haz, pues no distingue bien entre dos haces con el área del mismo espacio de fases donde uno tiene un buen comportamiento mientras el otro sufre ciertas distorsiones debido a fuerzas no lineales. Debido a las aberraciones esféricas de los elementos ópticos, el espacio de fases se irá distorsionando a medida se propaga el haz. Por otro lado, el área del espacio de fases se mantendrá constante siempre que el número de partículas no cambie y las fuerzas ejercidas sobre las partículas sean conservativas (el movimiento se deriva de un Hamiltoniano), por el teorema de Liouville que se explicará más adelante en 2.2.1.

Entonces, haciendo uso de la primera definición, se usarán las posiciones y los momentos de la distribución de las partículas en el espacio de fases $x - x'$, para definir la media cuadrática de la emitancia $\tilde{\epsilon}_x$, o, simplemente, emitancia.

$$\tilde{\epsilon}_x = \sqrt{\overline{x^2 \cdot x'^2} - \overline{x \cdot x'}^2} \quad (2.3)$$

El término $\overline{x \cdot x'}^2$ refleja la correlación entre x y x' , que informa sobre la convergencia o divergencia del haz; el término será nulo para un haz uniforme. En este caso, se estudiará la emitancia normalizada:

$$\tilde{\epsilon}_n = \gamma \beta \tilde{\epsilon}_x \quad (2.4)$$

Donde $\beta = \frac{v}{c}$ y $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ para v la velocidad de las partículas y c la velocidad de la luz.

Una de las diferencias principales de la primera definición de emitancia es que da mayor peso a las partículas más alejadas del centro del espacio de fases. De hecho, la eliminación de estas partículas mejora significativamente la emitancia mientras la intensidad que se

pierde es muy baja. La emitancia será nula en caso de que no haya propagación en posición y en momento o que exista esta propagación pero estas dos magnitudes están totalmente correlacionadas, en este caso, la representación de la emitancia en el espacio de fases de posiciones y momentos sería una línea recta.

2.2.1. Teorema de Liouville

En esta sección, se realizará el desarrollo del teorema de Liouville previamente mencionado, el cual indica que el área del espacio de fases se mantendrá constante durante el tiempo, siempre que actúen fuerzas conservativas.

Si se construye un espacio de 6 dimensiones donde 3 corresponden a las coordenadas de posición (x, y, z) y otras 3 a las coordenadas de momento (p_x, p_y, p_z) , cada partícula se representará como un punto en el espacio de fases. Se puede definir la densidad de partículas $n(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$ en el espacio de fases y dN el número de partículas es un volumen infinitesimal tal que:

$$dN = n dV = n dx dy dz dp_x dp_y dp_z \quad (2.5)$$

Si se considera un sistema de partículas sin interacción, el movimiento del conjunto de partículas es equivalente al movimiento del conjunto de puntos del espacio de fases y puede definirse el vector de velocidad $\vec{v} = (\dot{q}_i, \dot{p}_i)$ para cada partícula, donde q hace referencia a las posiciones, y p a los momentos. Como el número total de partículas será constante, el movimiento del espacio de fases debe cumplir la ecuación de continuidad:

$$\nabla \cdot (n\vec{v}) + \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad (2.6)$$

o, equivalentemente:

$$n\nabla \cdot \vec{v} + \vec{v} \cdot \nabla n + \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad (2.7)$$

Ahora, como $\vec{v} = (\dot{q}_i, \dot{p}_i)$,

$$\nabla \cdot \vec{v} = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial \dot{q}_i}{\partial q_i} + \frac{\partial \dot{p}_i}{\partial p_i} \right) \quad (2.8)$$

Si se define un Hamiltoniano para el sistema $H(q_i, p_i, t)$, las ecuaciones de Hamilton:

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i}, \quad \frac{\partial \dot{q}_i}{\partial q_i} = \frac{\partial^2 H}{\partial p_i \partial q_i}, \quad \frac{\partial \dot{p}_i}{\partial p_i} = -\frac{\partial^2 H}{\partial q_i \partial p_i} \quad (2.9)$$

Como resultado,

$$\nabla \cdot \vec{v} = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial^2 H}{\partial p_i \partial q_i} - \frac{\partial^2 H}{\partial q_i \partial p_i} \right) = 0 \quad (2.10)$$

Entonces, la ecuación 2.7 queda así:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla n = 0 \quad (2.11)$$

Luego,

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\partial n}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla n = 0 \quad (2.12)$$

Implica que $n = \text{const}$, es decir, la densidad de puntos en el espacio de fases es constante. Y si la densidad de puntos es constante, por 2.5, el volumen del espacio de fases también permanecerá constante.

Entonces, el teorema de Liouville es válido para partículas sin interacción. Pero debido a que la interacción entre partículas vecinas es muy débil en comparación a la interacción del haz completo con los campos externos, se puede suponer que este teorema es útil para este caso, así que el volumen del espacio de fases se supondrá constante.

En el caso del estudio de la emitancia, el teorema de Liouville sirve para demostrar que el área de los espacios de fases creados por las posiciones y velocidades de las partículas se mantendrá constante mientras no entren en juego fuerzas no conservativas.

2.2.2. Aplicacion del Teorema de Liouville a la emitancia

A efectos prácticos, una medida importante de la calidad del haz es la medida de la envoltura del haz, en lugar de estudiar área que este ocupa en el espacio de fases. Este, en cambio, no se conserva a no ser que las fuerzas actuando en las partículas sean lineales. Las fuerzas no lineales son debidas a elementos ópticos con aberraciones, por ejemplo. De esta manera, sabremos si están actuando fuerzas no lineales cuando el área de esta envoltura crezca. Este estudio es mucho más interesante pues muchos elementos ópticos tienen una ventana de aceptación en el espacio de fases para la cual pueden operar de manera óptima. En las Figuras 2.2 y 2.3, se puede ver como cambia la emitancia de las

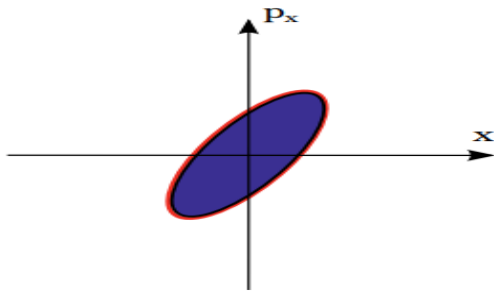


Figura 2.2: Proyección bidimensional del haz de partículas previo a atravesar un sistema óptico [10].

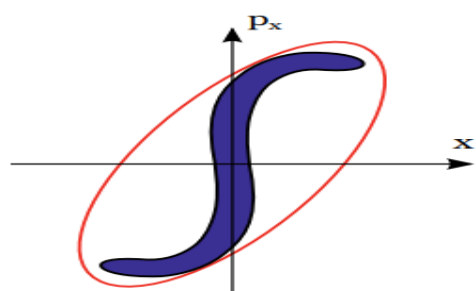


Figura 2.3: Proyección bidimensional del haz de partículas tras atravesar un sistema óptico [10].

partículas antes y después de atravesar un sistema óptico. También se puede observar como ha aumentado el área de la envoltura que cubre a la proyección bidimensional.

2.3. Espacio de carga

La densidad de carga del haz tiene un rol importante en los sistemas de extracción, donde las densidades de corriente son altas pero las velocidades del haz son bajas en comparación con otras partes del sistema de aceleración.

$$\rho = \frac{J}{v} = \frac{I}{Av} \quad (2.13)$$

Donde ρ es la densidad de carga, J es la densidad de corriente, v es la velocidad de las partículas, I es la intensidad y A es el área por donde circula la corriente.

Las fuerzas inducidas por el espacio de carga aumentan la divergencia y la emitancia del haz, haciendo que este no siga una trayectoria ideal. Cuando entra en juego el campo magnético generado por las partículas, debido a las altas velocidades del haz, empieza a compensarse este efecto de divergencia del haz; pero este efecto no es despreciable a bajas velocidades.

2.4. Diagnóstico del haz

El objetivo de medir los parámetros del haz no es solo conocer la calidad extraída de la fuente de iones, si no también conocer qué es lo que está sucediendo en la fuente.

El acelerador Linac-7 incorpora dos diagnósticos principales que se insertan dentro del mismo para el diagnóstico del haz, concretamente, entre las dos bobinas que conforman el LEBT (1.3).

Por un lado, está la copa de Faraday. Este elemento está aislado eléctricamente y es el encargado de medir la corriente que llega en un punto determinado. Cuando las partículas del haz impactan en él, las cargas eléctricas se derivan a tierra a través de un galvanómetro, que es el que permite la cuantificación de la corriente del haz. El segundo diagnóstico que tiene incorporado el Linac-7 es un *pepperpot*, que es una placa perforada con forma de pimentero (de ahí el nombre). Debido a las perforaciones que tiene, es capaz de determinar la forma, y a partir de ahí la emitancia del haz en un punto dado. Cuando el haz impacta en este elemento, únicamente las partes del haz que coinciden con las zonas perforadas del elemento serán capaces de pasar, generando una serie de sub-haces. Estos sub-haces siguen su trayectoria hasta que impactan con una pantalla de material fosforescente, donde la imagen generada se captura mediante una cámara CCD. Así, mientras la forma del haz se obtiene directamente, se puede obtener la emitancia a partir de la posición de los puntos en la pantalla.

Las propiedades del haz más importantes a la hora de medir son las siguientes: la corriente del haz, la emitancia y luminosidad, la energía y el espectro de energías, la estructura del haz en el tiempo, las especies iónicas y espectro de la carga del haz.

Para obtener información sobre esto, la cantidades físicas medidas son: la corriente del haz, la posición del haz en el espacio y la energía. De esta manera, por ejemplo, es suficiente con medir la corriente y las posiciones del haz en el espacio para obtener la distribución de corriente del haz.

3 Física de aceleradores

En este capítulo se explicará la física necesaria para la comprensión del movimiento de las partículas dentro de los aceleradores y los elementos físicos encargados de ello.

En aceleradores lineales, las partículas son aceleradas en línea recta por campos electromagnéticos. Para que la aceleración sea óptima, es conveniente colocar primero los elementos electrostáticos de baja frecuencia y después los elementos de radiofrecuencia, pues los elementos electrostáticos son más eficaces a menores energías [11].

3.1. Óptica de iones con lentes electrostáticas

Para el estudio del movimiento de las partículas cargadas al atravesar diferentes elementos electrostáticos, se usa el siguiente vector, para una posición z transversal al plano de las lentes:

$$\vec{x}(z) = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{desplazamiento horizontal} \\ \text{desviación angular horizontal} \\ \text{desplazamiento vertical} \\ \text{desviación angular vertical} \\ \text{diferencia de camino recorrido} \\ \text{desviación relativa de momento} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

A este vector que representa el movimiento de cada partícula se le llama rayo, y $x' = \frac{dx}{dz}$ es la pendiente o velocidad. La transformación de las coordenadas del haz por un sistema óptico se representa por una matriz de 6×6 : $R(z)$, tal que $\vec{x}(z) = R\vec{x}(0)$ nos da información sobre el vector $\vec{x}(z)$ tras pasar por un elemento óptico. Por simplicidad y simetría, se tomarán coordenadas cilíndricas (r, θ, z) , y como consecuencia, únicamente se evaluarán trayectorias $r(z)$ y $r'(z)$, pues $\theta = \text{const}$, ya que los electrodos tienen simetría rotacional. Por ello, se usarán vectores de dos componentes:

$$\vec{r}(z) = \begin{pmatrix} r \\ r' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{desplazamiento radial} \\ \text{desviación radial angular} \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Así, las matrices que representan los elementos ópticos serán matrices de 2×2 , llamadas matrices de transporte. Para calcular los elementos de estas matrices, habrá que resolver la ecuación paraxial de rayos. Esta es una aproximación de primer orden, y por ello, es únicamente válida para ángulos pequeños y no tiene en cuenta las aberraciones del sistema óptico.

3.2. Ecuación paraxial de rayos

Los principales elementos a la hora del estudio de la óptica de iones son lentes con distintos potenciales V_1 y V_2 . A partir de la ecuación de Newton:

$$\frac{d}{dt}\vec{p} = q\vec{E} = q(-\nabla V) \quad (3.3)$$

Se pueden escribir las distintas componentes radial y angular:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \dot{r}) = -q \frac{\partial V}{\partial r} \quad (3.4)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \dot{z}) = -q \frac{\partial V}{\partial z} \quad (3.5)$$

Donde γ es el factor relativista de Lorentz. Se puede reemplazar el tiempo t por la distancia transversal z introduciendo la componente v_z de la velocidad transversal de la partícula tal que:

$$v_z = \dot{z} = \frac{dz}{dt}, \quad \frac{d}{dt} = v_z \frac{d}{dz} \quad (3.6)$$

Entonces, se define $\dot{r} = v_z r'$ y $v^2 = v_z^2(1 + r'^2)$. Ahora, uniendo las ecuaciones 3.3 y 3.6,

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v_z r') = -q \frac{\partial V}{\partial r} \quad (3.7)$$

Desarrollando,

$$r' \frac{d}{dt}(\gamma m v_z) + \gamma m v_z \frac{d}{dt} r' = -q \frac{\partial V}{\partial r} \quad (3.8)$$

Haciendo uso de nuevo de las ecuaciones 3.4 y 3.5,

$$r' \left(-q \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \gamma m v_z^2 r'' = -q \frac{\partial V}{\partial r} \quad (3.9)$$

Así, se llega a la ecuación paraxial de rayos relativista:

$$r'' = \frac{1 + r'^2}{\gamma m v^2} q \left(r' \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{\partial V}{\partial r} \right) = \frac{q}{\gamma m v_z^2} \left(r' \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{\partial V}{\partial r} \right) \quad (3.10)$$

Antes de seguir, se puede despreciar el término relativista de la ecuación, pues para las energías a las cuales opera el extractor de protones, $\gamma \simeq 1$, (1.3). Partiendo de la distribución del potencial, haciendo uso de la ecuación de Laplace en coordenadas cilíndricas para el potencial:

$$\nabla^2 V = \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (3.11)$$

Y teniendo en cuenta la simetría rotacional, que hace que las potencias impares de la solución se anulen, se puede escribir el potencial como:

$$V(r, \theta, z) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{V^{2n}}{(n!)^2} \left(\frac{r}{2} \right)^{2n} \quad (3.12)$$

Obteniendo el siguiente resultado:

$$V(r, z) = V(z) - \frac{1}{4} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} r^2 + \frac{1}{64} \frac{\partial^4 V}{\partial z^4} r^4 + \dots \quad (3.13)$$

Entonces, usando únicamente el orden más bajo de la aproximación y con la ecuación paraxial hallada, usando la expresión no relativista ($\gamma = 1$), se tiene:

$$r'' = \frac{q}{pv_z} \left(r' V' + \frac{r}{2} V'' \right) \quad (3.14)$$

Donde se ha hecho $v_z = v$ pues r'^2 es pequeño, $V' = \frac{\partial V}{\partial z}$ y en aproximación lineal, $\frac{\partial V}{\partial r} = -\frac{r}{2} V'' = -\frac{r}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$.

3.3. Solución de la ecuación paraxial de rayos

Se realiza una aproximación lineal del potencial $V(z)$ entre los puntos Z_1 y Z_2 a partir de la Figura 3.1

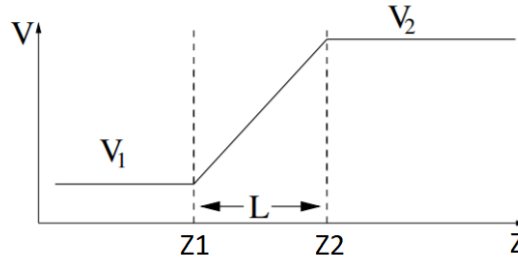


Figura 3.1: Potencial eléctrico en función de la distancia transversal [12] .

Para calcular la desviación radial angular para poder hallar las matrices de transporte, hay que integrar $\Delta r' = \int r'' dz$. A partir de la ecuación paraxial, y teniendo en cuenta que el término con $r' V'$ dará una contribución despreciable a la integral:

$$\Delta r' = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \int_{Z_i - \Delta z}^{Z_i + \Delta z} r'' dz = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \int_{Z_i - \Delta z}^{Z_i + \Delta z} \frac{rqV''}{2pv} dz \quad i = 1, 2 \quad (3.15)$$

Como se ha tomado el potencial lineal entre Z_1 y Z_2 , las soluciones son las siguientes:

$$Z_1 : \Delta r' = -\frac{q}{2p_1 v_1} \frac{V_2 - V_1}{L} r_1 = \frac{1}{2p_1 v_1} \frac{T_2 - T_1}{L} r_1 = \frac{1}{2p_1 v_1} \frac{E_2 - E_1}{L} r_1 \quad (3.16)$$

$$Z_2 : \Delta r' = \frac{q}{2p_2 v_2} \frac{V_2 - V_1}{L} r_2 = -\frac{1}{2p_2 v_2} \frac{T_2 - T_1}{L} r_2 = -\frac{1}{2p_2 v_2} \frac{E_2 - E_1}{L} r_2 \quad (3.17)$$

Donde E hace referencia a la energía total y se han tomado cargas positivas pues nuestro experimento funciona con protones. Dadas estas relaciones, las matrices de transporte se escriben de esta manera:

$$R(Z_1) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{2p_1 v_1} \frac{E_2 - E_1}{L} & 1 \end{pmatrix} \quad R(Z_2) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{2p_2 v_2} \frac{E_2 - E_1}{L} & 1 \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

Además, la matriz de transporte para una región sin elementos electrostáticos donde el gradiente de energía es constante, puede demostrarse que:

$$R_L = \begin{pmatrix} 1 & L_{eff} \\ 0 & \frac{p_1}{p_2} \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

Con $L_{eff} = L \frac{p_1 c}{E_2 - E_1} \ln \left(\frac{p_2 c + E_2}{p_1 c + E_1} \right)$ la longitud efectiva relativista y c la velocidad de la luz [12].

De esta manera, se puede construir la matriz completa que es producto de las tres matrices previamente definidas:

$$R = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{2p_2 v_2} \frac{E_2 - E_1}{L} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_{eff} \\ 0 & \frac{p_1}{p_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{2p_1 v_1} \frac{E_2 - E_1}{L} & 1 \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

Cuando la partícula atraviesa este sistema con $E_2 > E_1$ (solo para $V_2 > V_1$), las matrices tendrán propiedades: *desenfoque - drift - enfoque*. En cambio, si $E_2 < E_1$, se tendrá *enfoque - drift - desenfoque*. En ambos casos el enfoque será mayor al desenfoque, debido al cambio de momento en la partícula.

Este doblete no es muy conveniente pues como el determinante no es unitario, cambiará la energía de la partícula. Para que la energía se mantenga constante, se hace un tercer electrodo.

3.4. Lente de Einzel

La lente de Einzel está formada por tres electrodos, es decir, la matriz de transporte total de la lente de Einzel será el producto de dos matrices asociadas a dos dobletes. Haciendo uso de las dos primeras lentes del doblete y colocando una tercera lente al mismo potencial de la primera, el potencial referido únicamente a la lente de Einzel queda como en la Figura 3.2.

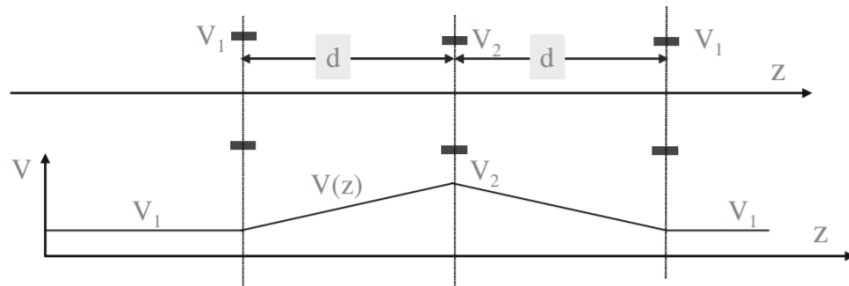


Figura 3.2: Potencial eléctrico en función de la distancia transversal para la lente de Einzel [5].

En el caso de una lente de Einzel, la matriz de transporte será:

$$R = \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{f} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

Las lentes de Einzel tienen unas propiedades interesantes de enfoque. El inverso de la distancia focal de una lente de Einzel es:

$$\frac{1}{f} = \frac{3}{8dR}(1 - R^2)(R - 1)(3 - R) \quad (3.22)$$

Donde $R = \frac{\sqrt{V_2}}{\sqrt{V_1}}$ y d es la distancia entre los electrodos, que se ha considerado la misma. Variando estos potenciales, se pueden conseguir lentes de Einzel de enfoque o de desenfoque.

Esta matriz sí tiene determinante unitario, por lo que la energía de las partículas se conservará tras atravesar este elemento óptico.

La lente de Einzel, junto con el electrodo de plasma, forma un sistema de extracción de 4 electrodos. Los iones se acelerarán inicialmente debido al electrodo de extracción, y luego, antes de volver a acelerar, decelerarán debido al electrodo intermedio de la lente de Einzel. De esta manera, se consigue lo siguiente:

- Se expulsan los electrones en dirección contraria a la de la fuente debido a la primera gran diferencia de potencial, mejorando la estabilidad del sistema y neutralizando el espacio de cargas.
- Cambiar la corriente del haz de iones a una energía de extracción constante modificando el potencial del tercer electrodo.
- La obtención de haces de altas corrientes para energías bajas, acelerando los protones y luego decelerándolos.

Este diseño de lentes, donde la lente intermedia del triplete de Einzel está a un potencial menor al potencial de la lente de extracción, se llama "lente de Einzel de deceleración". En este caso, a diferencia de la "lente de Einzel de aceleración", donde el voltaje de la lente intermedia del triplete está a un potencial mayor al del electrodo de extracción, se tiene un poder refractivo mayor. Esto implica que hace falta un potencial inferior (y por lo tanto, usar menos energía) para conseguir la misma distancia focal.

También pueden diseñarse lentes de Einzel donde el primer y tercer electrodo del triplete están a distinto potencial, conocidos como lentes de inmersión de tres aberturas. Con esto puede conseguirse un enfoque ajustable dependiendo del potencial de las mismas.

Sistemas de extracción con más electrodos suelen usarse para mayores energías, pero esto da una longitud demasiado larga para el sistema, y la pérdida en la calidad del haz suele ser alta. Es por ello que uno de los sistemas más usados es el de la lente de Einzel junto con la lente de extracción, o incluso sistemas donde además del electrodo de extracción, hay únicamente una o dos lentes más, cuya energía es necesaria para ser inyectada a un sistema LEBT.

3.5. Sistemas de extracción de fuentes de iones

El primer paso a la hora de diseñar una fuente de iones, es la extracción de los mismos. Para que la extracción sea óptima, deben cumplirse ciertos requisitos [13]:

- La optimización de enfoque del haz, con una corriente y energía deseadas; es decir, el haz debe tener una buena emitancia y corriente desde el inicio.
- Maximizar el número de iones extraídos y minimizar las pérdidas en los electrodos debido a las colisiones. Con esto, se alargará la vida de los electrodos además de mejorar la eficiencia eléctrica.
- Debe estar técnicamente bien diseñado. Es decir, debe ser fácil de montar, fácil de alinear, soportar altos voltajes etc.
- Debe tener un sistema de alimentación estable, para evitar dañar el sistema cuando ocurra alguna avería.

El funcionamiento de los sistemas de extracción por fuentes de plasma es similar al usado en cañones de electrones, así que los resultados obtenidos para el estudio de estos pueden aplicarse este estudio.

3.5.1. Sistemas de extracción con configuración de Pierce

Para los sistemas de extracción usados en cañones de electrones, se emplea la configuración que estudió Pierce [14]. Las trayectorias de las partículas son rectilíneas en un sistema ideal. Como el haz ideal tiene un alcance infinito, debe suceder que no haya campo eléctrico perpendicular a la trayectoria de las partículas. Para ello, Pierce supuso que los electrodos en zonas exteriores al haz podrían comportarse como electrodos unipotenciales, y su forma haría que el haz pudiese satisfacer las condiciones de contorno apropiadas. Así, todas las partículas tendrían un comportamiento ideal.

El potencial exterior al haz descrito por estas aproximaciones será el ideal si el electrodo de extracción y el siguiente electrodo están diseñados bajo las premisas previamente mencionadas. Puede concluirse que el ángulo óptimo del electrodo de extracción con la dirección del haz es de $\theta_P = 67,5$, conocido como el ángulo de Pierce.

Para la extracción de iones positivos, el diseño debe ser diferente al sistema de extracción usado en cañones de electrones, pues las ecuaciones que determinan la distribución del potencial en regiones cercanas al electrodo de extracción son diferentes. Esto es debido a que los iones positivos provienen de un plasma cuya densidad de partículas es irregular, es decir, las condiciones iniciales varían con el tiempo; a diferencia de la emisión de electrones por efecto termoiónico, por ejemplo, donde todas las partículas provienen de la misma superficie. La solución a las ecuaciones del potencial dan lugar a un diseño del electrodo de extracción de forma hiperbólica [15]. De hecho, queda como resultado una hipérbola con la siguiente ecuación:

$$\frac{(x + R)^2}{R^2} - \frac{y^2}{R^2} = 1 \quad (3.23)$$

Donde R (que es una relación entre las distribuciones de partículas según la distribución de Boltzmann en función del potencial) da como resultado el radio de la hipérbola que describe la configuración del electrodo de extracción. Únicamente la solución positiva de esta ecuación con $x > 0$ tiene significado físico, y da la forma correcta del electrodo de plasma, como se puede observar en la Figura 3.3.

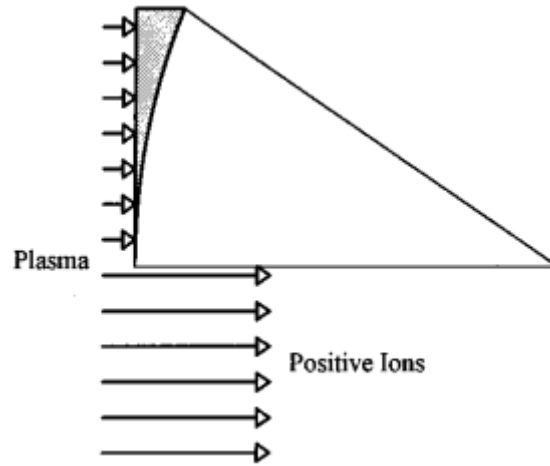


Figura 3.3: Diseño del electrodo de plasma teóricamente óptimo para la extracción de iones [15].

Desde un modo de vista práctico, en cambio, esta forma no es útil pues los protones saldrían dirigidos en direcciones no deseadas en la zona donde las paredes son más estrechas, debido al comportamiento del campo eléctrico en estas.

Según [15], se concluye que el mejor diseño práctico consiste en una zona alargada recta al inicio del electrodo de plasma, que se encargará de corregir la trayectoria de los iones en zonas cercanas al borde, y luego un ángulo como el de Pierce o ligeramente menor entre el haz y el electrodo. De esta manera, se reduce la divergencia inicial de la trayectoria de los iones. La anchura de la parte recta óptima para minimizar la aberración del haz emergente es dependiente de las propiedades del plasma, como la longitud de Debye [13].

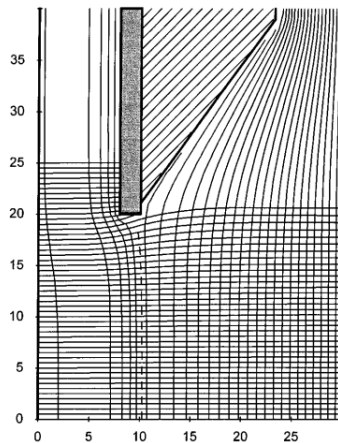


Figura 3.4: Diseño óptimo en la práctica para el electrodo de plasma [15].

En la Figura 3.4, se puede ver lo que ocurre con las líneas de campo en las zonas cercanas a la emisión de iones.

3.6. Ley de Child–Langmuir no relativista

A continuación, se realizará el desarrollo que llevó a cabo Child [16], el cual, tras las aportaciones de Langmuir [17], dio lugar a la ley de Child–Langmuir. Esta ecuación da la máxima densidad de corriente que puede conseguirse en el electrodo de extracción en función de las propiedades del sistema. En primer lugar, se harán ciertas simplificaciones:

- Se supondrán partículas no relativistas.
- La fuente podrá suministrar un número infinito de partículas, la única restricción en el flujo del haz vendrá dado por los efectos del espacio de cargas.
- La sección transversal del haz es grande en comparación al espacio entre electrodos.
- El campo magnético generado por el movimiento de las partículas es despreciable.
- El flujo de partículas es constante y continuo.

Debido a la última condición, el espacio de carga será constante en el tiempo:

$$\frac{\partial \rho(z)}{\partial t} = 0 \quad (3.24)$$

Esto implica que la densidad de corriente, J_0 , será la misma en todas las posiciones entre los dos potenciales:

$$\rho(z) = \frac{J_0}{v_z(z)} \quad (3.25)$$

Debido a estas asunciones, la velocidad de las partículas en el haz será:

$$v_z^2(z) = \frac{2q\phi(z)}{m} \quad (3.26)$$

Donde ϕ es el potencial y q y m la masa y carga del ión. Entonces, la densidad de carga será

$$\rho(z) = \frac{J_0}{\sqrt{2q\phi(z)/m}} \quad (3.27)$$

Se partirá de la ecuación de Poisson unidimensional

$$\nabla^2 \phi = \frac{d^2 \phi(z)}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_0} \quad (3.28)$$

Donde ϵ_0 es la permitividad del vacío.

Así, sustituyendo 3.27 en 3.28,

$$\frac{d^2 \phi(z)}{dz^2} = -\frac{J_0}{\epsilon_0 \sqrt{2q/m}} \frac{1}{\phi^{\frac{1}{2}}} \quad (3.29)$$

Se introducen las variables adimensionales que dan lugar al potencial y a la posición normalizada $\zeta = \frac{z}{d}$ y $\Phi = \frac{-\phi}{V_0}$, donde d es la distancia entre los dos primeros electrodos y V_0 es el potencial del segundo electrodo relativo al primero, la ecuación 3.29 queda como

$$\frac{d^2 \Phi(z)}{d\zeta^2} = -\frac{\alpha}{\Phi^{\frac{1}{2}}} \quad (3.30)$$

Donde $\alpha = \frac{J_0 d^2}{\epsilon_0 V_0 \sqrt{2qV_0/m}}$. Para determinar la solución a esta ecuación, hacen falta tres condiciones de contorno: el potencial Φ en la primera lente, el potencial Φ en la segunda y la derivada del potencial Φ con respecto a la nueva variable ζ ; cuyos valores son los siguientes:

$$\Phi(0) = 0 \quad \Phi(1) = 1 \quad \frac{d\Phi(0)}{d\zeta} = 0 \quad (3.31)$$

Pues se ha definido el potencial relativo a la segunda lente, así que esta está a potencial unitario (normalizado) y la lente de extracción a potencial nulo. Con estas condiciones, se llega al resultado final:

$$J_0 = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2q}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{V_0^{\frac{3}{2}}}{d^2} \propto \frac{V_0^{\frac{3}{2}}}{d^2} \quad (3.32)$$

Esta última ecuación, conocida como la Ley de Child-Langmuir, representa la corriente máxima en el electrodo de extracción. Esta limitación es únicamente debida al espacio de carga. La única manera de aumentar la corriente extraída es aumentando la diferencia de voltaje entre electrodos o disminuyendo la distancia entre el electrodo de plasma y el siguiente electrodo. Una de las mejores maneras para contrarrestar esas pérdidas consiste en el uso de un ángulo similar al ángulo de Pierce en el electrodo de extracción, como se ha explicado anteriormente.

3.6.1. Resultados a partir de la ley de Child-Langmuir y medidas del plasma

A partir de la ecuación 3.32, se puede concluir que para una diferencia de potencial fija entre el electrodo de extracción y el primer electrodo de la lente de Einzel, la intensidad del haz dependerá únicamente de la distancia entre las lentes y del radio de abertura de la lente de plasma. A partir de esta ecuación y la dada por Coupland [18] para el ángulo de divergencia del haz, puede calcularse el ratio de aspecto óptimo, que es la relación entre el radio de abertura de la lente de extracción y la distancia entre la misma lente de extracción y el primer electrodo a continuación, para maximizar la corriente extraída con la menor divergencia posible. Puede concluirse que este ratio de aspecto es aproximadamente $S = \frac{r}{d} = 0,5$ [11].

A partir de esto, una ecuación importante que da la corriente máxima de extracción con condición de divergencia mínima es la siguiente:

$$j_{max} = \frac{I_{max}}{\pi r^2} \approx 3,3 \cdot 10^{11} V_a^{-5/2} \quad (3.33)$$

Ahora, a partir de esta ecuación e intentando conseguir la máxima corriente, se puede obtener el radio de abertura del primer electrodo. En este caso, se necesitará una corriente final de aproximadamente $I = 1\mu A$ [19]. Para ello, teniendo en cuenta que se perderá aproximadamente un 90 % de la corriente total y que aproximadamente un tercio de las especies presentes en el plasma corresponden a protones, se supondrá que inicialmente hará falta tener una corriente de $I = 50\mu A$ en el electrodo de extracción. Para esto, se necesitará un radio de abertura en el primer electrodo de $r = 2,75mm$.

Por otro lado, hay que intentar limitar la distancia entre las lentes para evitar la formación de arcos debido a la ruptura eléctrica. Esta condición dará la distancia mínima

entre el electrodo de extracción y el siguiente electrodo. La distancia mínima para evitar la formación de arcos viene dada por la ecuación 3.34 [13]:

$$d_{min} = 2,8 \cdot 10^{-12} (V_1 + |V_2|)^2 \quad (3.34)$$

Donde V_1 es el voltaje de la lente de extracción y V_2 el de la siguiente lente; así, puede calcularse la distancia mínima a la cual deben situarse los dos primeros electrodos. Este resultado también se usará para la distancia mínima entre el resto de lentes.

En este caso, como se tienen unos potenciales $V_1 = 30$ kV y $V_2 = 0$ kV, la distancia mínima entre los dos primeros electrodos será aproximadamente $d_1 = 2,52$ mm. La distancia mínima entre los siguientes pares de electrodos, teniendo en cuenta que el segundo y cuarto electrodo están conectados a tierra y el tercero tiene la mitad de potencial que el electrodo de extracción, es de 0,63 mm para evitar la formación de arcos. También debe respetarse esta misma distancia entre el electrodo de enfoque y el tubo de vacío, que es una parte metálica donde se ha visto la formación de arcos. Es importante mencionar que la ruptura de voltaje también depende de la presión del gas, como se puede ver en la Figura 3.5:

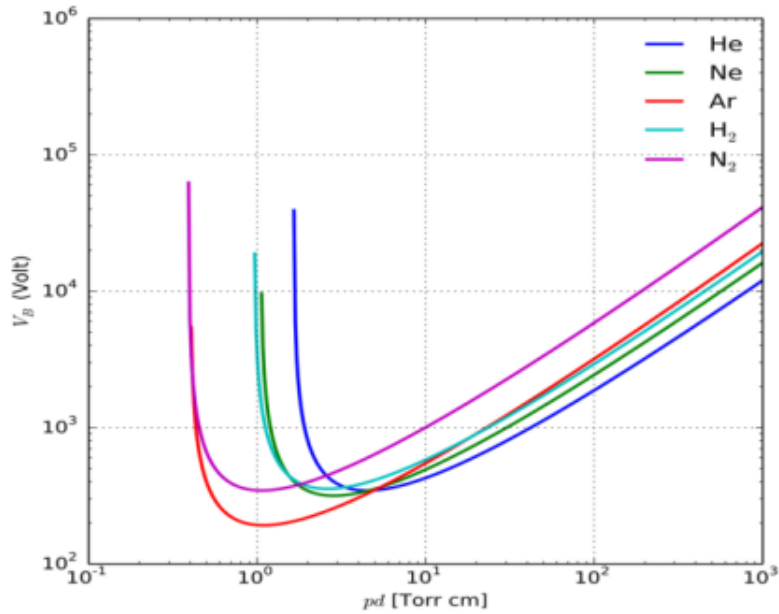


Figura 3.5: Curvas de Paschen donde se representa el voltaje de ruptura en función de la presión para He, Ne, Ar, H₂ y N₂ [20]

En el laboratorio se estima una presión del orden de 10^{-5} atmósferas, según estudios que no se han publicado aún.

Resumiendo, a partir de estas dos ecuaciones y haciendo uso del ratio de aspecto óptimo, se puede calcular la distancia entre los dos primeros electrodos y el radio de abertura de la lente de plasma. Respetando la ecuación 3.34 para que no se formen arcos, se obtiene un valor mínimo de $d_{min} = 2,52$ mm, y por el ratio de aspecto óptimo, $r_{min} = \frac{d}{2} = 1,26$ mm. Mientras que si se hace uso de la ecuación 3.33, se obtiene un radio $r = 2,75$ mm y, de nuevo, por el ratio de aspecto óptimo, $d = 2r = 5,5$ mm. Este último resultado respeta la condición de que no se cumplan arcos, así que será el que se usará.

Otro parámetro importante es la anchura del electrodo de extracción. Esta no puede ser muy pequeña pues podría modificar el menisco de plasma, que es la forma que tiene el plasma en las partes más externas de la cámara, y resultar en divergencia del haz; por eso, esta se suele tomar del mismo orden que su radio. Por otro lado, la forma del haz no es muy sensible a los radios de abertura de los siguientes electrodos, así que se suelen tomar con un radio el del primero. También se ha visto que las anchuras del resto de los electrodos no suponen grandes alteraciones en las propiedades del haz [11], así que se suelen tomar estas también parecidas a la anchura del primero.

Todos estos parámetros hacen que el sistema de extracción sea óptimo siempre y cuando la densidad del plasma dentro de la cámara sea la ideal. Si la densidad es pequeña, el menisco de plasma tendrá una forma cóncava, dando lugar a una divergencia del haz en distancias pequeñas. Si la densidad es muy grande, en cambio, puede crearse un menisco de plasma plano o incluso convexo, dando lugar, también, a la divergencia del haz. Es por ello que una densidad de plasma intermedia es esencial para que la extracción sea buena y el haz tenga buenas propiedades, como se puede ver en la Figura 3.6.

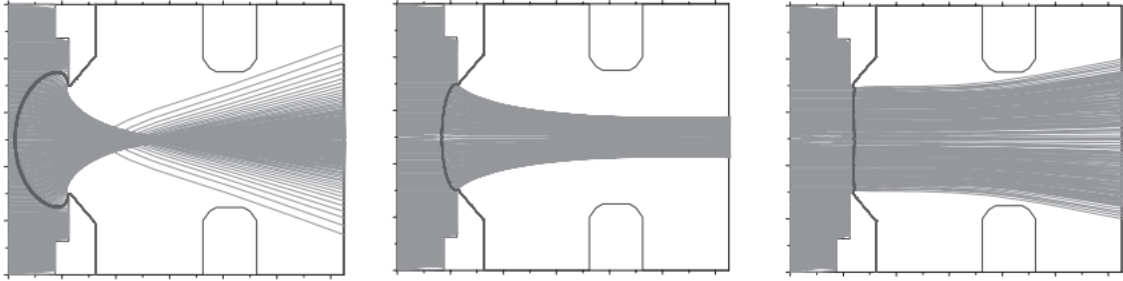


Figura 3.6: Simulación de extracción para tres densidades de plasma, donde la densidad mínima corresponde a la figura de la izquierda y la máxima a la de la derecha. El potencial de extracción es el mismo

Se estima que los iones tendrán una densidad $n_p \approx 10^{13} \text{cm}^{-3}$ [21], dependiente del flujo del gas y de la potencia transmitida a la cámara de plasma; una densidad muy buena. Por otro lado, pese a que es difícil de calcular pues no se encuentran en equilibrio térmico, se estima que los iones tendrán una temperatura del orden de las decenas o cientos de meV, y la densidad de especies iónicas en el plasma está por conocerse aún [21]. Esta será la energía con la que saldrán de la cámara de plasma, mientras que los electrones, saldrán en dirección contraria, impactando contra el lado opuesto de la cámara.

Antes de poner en marcha las simulaciones con estos datos, deben tenerse en cuenta dos escenarios. Por un lado, si el diseño del acelerador sigue los planes que se han explicado inicialmente, la lente de Einzel precederá el LEBT. En este caso, bastaría con que el haz fuese lo más recto posible, es decir, con la menor divergencia. De esta manera, el LEBT se encargaría de mejorar las características del mismo antes de entrar al RFQ. Para ello, haría falta que el foco estuviese en el infinito para que las partículas siguieran una trayectoria recta, o incluso que estas tuviesen una pequeña divergencia, pues el LEBT se encargaría de corregirla y se aseguraría que el foco no cayese en zonas del interior del LEBT.

Pero existe otro escenario, la eliminación del LEBT. Si se consigue que el haz tenga unas propiedades suficientemente buenas a la salida del sistema de extracción no haría falta el uso del LEBT, y podría colocarse directamente el RFQ. Para esto, lo óptimo sería

que el haz fuese ligeramente convergente, o con divergencia nula. Además, el haz debería tener un radio máximo de 2 mm, pues este es el orificio de entrada del RFQ. Si se diese el caso que el haz obtenido para la configuración es ligeramente divergente, bastaría con aumentar el potencial de la lente de enfoque para conseguir que este converja ligeramente y se obtenga lo mencionado.

En base a esta información desarrollada teóricamente, se basarán las simulaciones.

4 Diseño, simulaciones y validación experimental

En este capítulo, se hablará del software utilizado para las simulaciones, del diseño óptimo de los sistemas de extracción y se realizará una validación experimental y un análisis de las simulaciones.

4.1. Introducción a SIMION

Para analizar y extraer información sobre la trayectoria de las partículas a través de las lentes de Einzel dadas ciertas condiciones iniciales, se usará uso de SIMION [22], específicamente, la versión 8.2. SIMION es un software de óptica de iones usado para calcular campos eléctricos y trayectorias de partículas cargadas en dichos campos, dada una configuración de voltajes y condiciones iniciales, tanto en 2D como en 3D. También pueden añadirse campos magnéticos, efectos de colisión y RF.

SIMION provee cierta versatilidad a la realizar estas simulaciones, pues tiene diferentes funcionalidades.

4.1.1. Características y prestaciones

- **Resolución de campo eléctrico** en 2D y 3D, hasta 20 mil millones de puntos en un espacio de 8 km^3 . Para ello, hace uso del método de relajación en diferencias finitas para resolver la ecuación de Laplace. Dependiendo la forma del campo, puede hacerse uso de simetrías de rotación para agilizar el proceso de *refinamiento* de campo eléctrico. También pueden implementarse fuentes de potencial a partir de software externos.
- **Soporte de campo magnético.** Análogo al campo eléctrico, SIMION es capaz de hacer uso de la ley de Biot-Savart para añadir campos magnéticos. También se pueden importar vectores de campo magnético.
- **RF.** Los voltajes de los electrodos pueden ajustarse durante el vuelo de las partículas para que estos oscilen de determinada manera.
- **Trazado de partículas.** Las trayectorias de las partículas pueden calcularse a partir de campos previamente calculados. Para ello, se usan métodos de Runge-Kutta, correcciones relativistas y frecuencia temporal variable. Además, mediante el formato FLY2, pueden definirse propiedades de las partículas como la masa y la carga, además de su distribución inicial.
- **Definición de la geometría** vía múltiples métodos: importación de un CAD, geometrías definidas matemáticamente por un archivo de texto (formato .gem) o manipulación de formación de potenciales por diferentes lenguajes de programación.

- **Visionado** de campos en superficies equipotenciales y del sistema durante el vuelo de los iones.
- **Registro de datos** de diferentes parámetros durante el vuelo de las partículas, para subsecuente análisis de campos y trayectorias, con la ayuda de un archivo de formato .csv, por ejemplo
- **Programación de usuario** durante el vuelo de los iones. Pueden ajustarse diferentes parámetros como los campos, voltajes de las lentes, almacenar resultados, exportar datos etc. mediante el lenguaje de programación Lua [23].

4.1.2. Condiciones iniciales para el estudio de partículas en lentes de Einzel en SIMION

A la hora de realizar las simulaciones en SIMION, hay que ajustar una serie de parámetros para poder extraer información sobre el vuelo de las partículas. A continuación, se puede ver una imagen la pantalla de trabajo principal de SIMION.

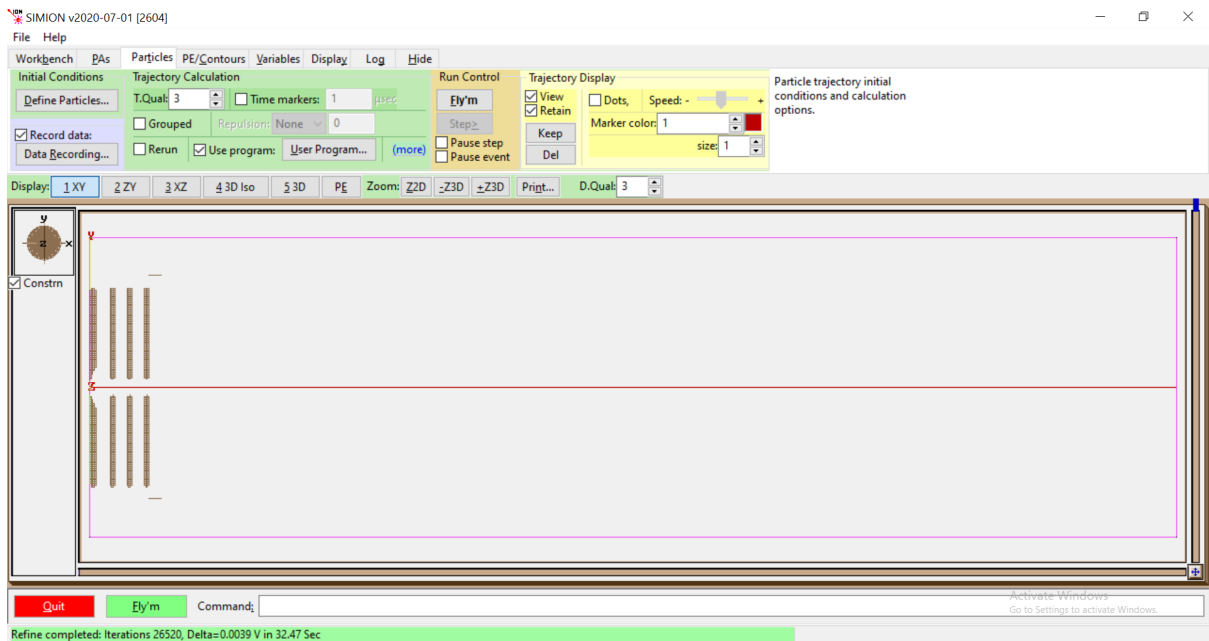


Figura 4.1: Pantalla de trabajo principal de SIMION

En la Figura 4.1, se ven las cuatro lentes electrostáticas, primero la de extracción y luego las tres que forman una lente de Einzel, cada una a un potencial determinado. También se ha simulado un elemento metálico que corresponde a la capa exterior de la cámara donde se realiza la extracción. Este es el encargado de hacer la unión entre la estructura de soporte y la cerámica externa aislante, y donde se ha visto la formación de arcos. A la hora de realizar una simulación en SIMION, hay que configurar ciertos elementos: forma y configuración de los electrodos, propiedades de las partículas en la cámara de plasma y formato del archivo de salida para posterior análisis.

Simulación de campos eléctricos a partir del diseño de las lentes electrostáticas

Para especificar las medidas y las formas que tendrán las lentes electrostáticas, se hará uso del archivo con formato .gem. Este es un documento de texto que SIMION puede leer y procesar, donde se especifican las formas de los electrodos, la distancia entre los mismos y los potenciales a los que está cada uno de ellos. Para calcular los campos eléctricos, el software hace un proceso de refinamiento donde, a partir de la configuración previamente definida de las lentes, resuelve la ecuación de Laplace $\nabla^2 f = 0$. Una vez queda hecho este refinamiento, se pueden observar los potenciales en cada punto del espacio de trabajo tanto en 2 como en 3 dimensiones en las Figuras 4.3 y 4.2.

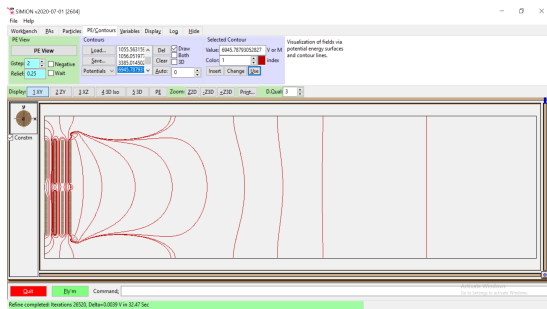


Figura 4.2: Líneas de campo en dos dimensiones en el espacio de trabajo.

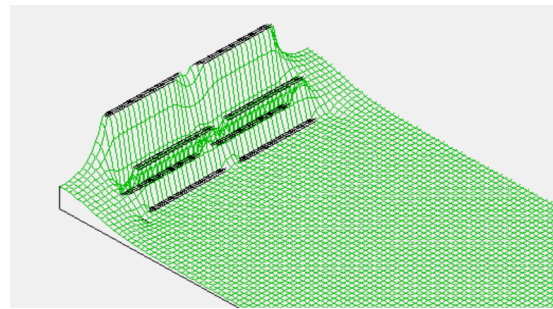


Figura 4.3: Representación tridimensional del campo eléctrico en el espacio de trabajo.

Dependiendo de las diferentes configuraciones de los electrodos, el campo eléctrico a lo largo del espacio de trabajo tendrá una forma u otra. Dando por sentado que existen configuraciones ilimitadas del diseño, se tratarán de examinar diferentes configuraciones a partir de los resultados de las medidas que se han obtenido previamente.

Propiedades de las partículas Después, hay que definir las partículas que realizarán el vuelo. Para ello, se carga un archivo .FLY2 que especifica diferentes propiedades de las partículas como su distribución, energía, carga y masa. Para no demorar mucho tiempo, se pueden diseñar distribuciones lineales de partículas y ver donde quedan aproximadamente tras las aceleraciones electrostáticas. Pero si se quieren sacar conclusiones, lo mejor es trabajar con una cantidad elevada de partículas para poder hacer estadística; en este experimento, se simularán 40000 partículas. En la Figura 4.4 se puede ver como se focaliza el haz de protones.

Una vez descritos los electrodos, SIMION ha calculado el campo eléctrico en todo el espacio, se han definido el tipo de partículas y sus condiciones iniciales y se ha dado forma al archivo de salida con los resultados obtenidos, es momento de realizar simulaciones y estudiar el movimiento de las partículas y sus propiedades al llegar al final de su trayectoria.

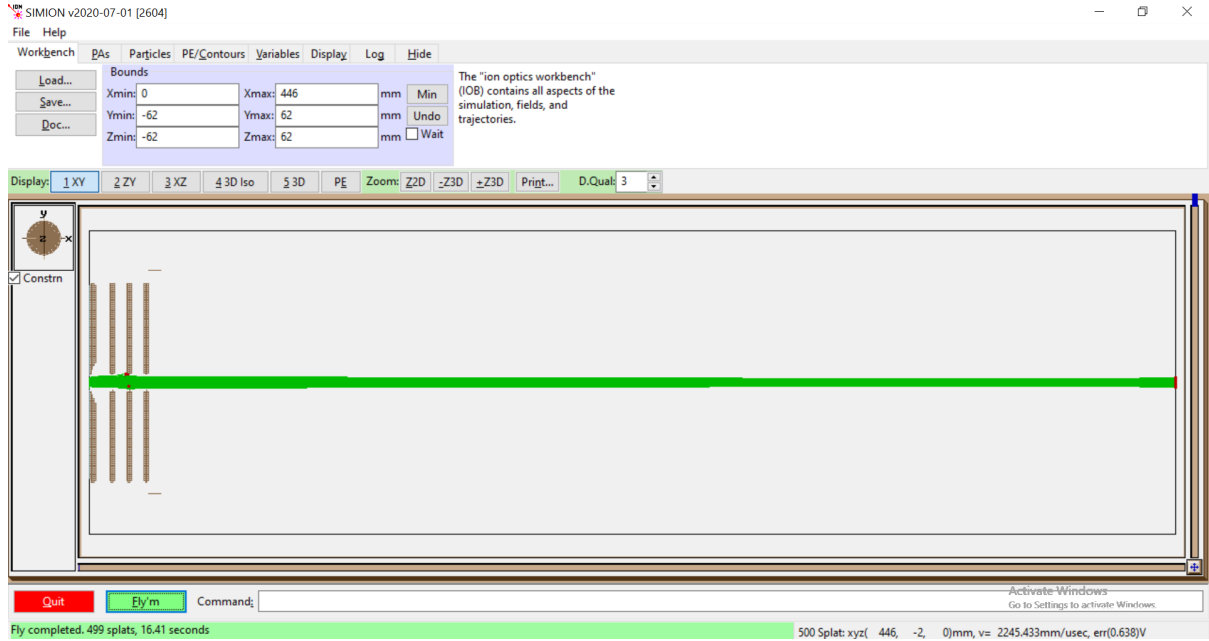


Figura 4.4: Haz de 500 protones a través de las lentes electrostáticas, los puntos rojos indican choques de partículas contra electrodos, se puede ver como el haz diverge ligeramente al final.

4.2. Diseño y configuración de las lentes electrostáticas en la extracción de partículas

A la hora de realizar el diseño correspondiente a la fuente de iones, hay infinitas configuraciones diferentes teniendo en cuenta la forma de los electrodos, su posición, abertura de los orificios, ángulo de inclinación respecto al haz de partículas etc. Es por ello que se estudiarán unas configuraciones determinadas para agilizar el proceso, y a partir de cada configuración, únicamente se irán modificando parámetros como la distancia entre electrodos, diámetro de abertura, anchura e inclinación angular.

En primer lugar, se estudiará el diseño óptimo del electrodo de extracción, y, una vez hallado el mejor diseño posible, se estudiará su efecto en la lente de Einzel.

4.2.1. Electrodo de extracción

Como se ha comentado anteriormente en 3.5.1, el ángulo que optimiza la distribución de la corriente cerca del cátodo y la dispersión del haz es el ángulo de Pierce o incluso un ángulo ligeramente inferior a este, para así evitar la posible dispersión de las partículas desde el inicio. El objetivo de este electrodo es determinar la forma y anchura del haz y la circunferencia del menisco de plasma. Como se decía antes, teniendo en cuenta la distancia mínima entre lentes para que no se produzca ruptura de potencial, la corriente máxima extraíble y el ratio de aspecto óptimo, el radio de abertura del primer electrodo debe oscilar entre $r = 1,26$ mm y $r = 2,75$ mm. Para mejorar las propiedades de enfoque por la forma del campo eléctrico, se diseñará con una parte recta de unas décimas de milímetro junto al plasma. Estos parámetros contribuyen a la extracción óptima (teóricamente) del

haz de partículas.

4.2.2. Lente de Einzel

En primer lugar, para evitar la formación de arcos, se conoce la distancia mínima a la cual debe estar del electrodo de plasma. Así que respetando esta distancia, se deben realizar las simulaciones teniendo en cuenta que a menor es esta distancia, mejor será la aceleración. Por otro lado, como se ha mencionado anteriormente, el comportamiento del haz no es muy sensible al radio de los electrodos, así que se diseñarán con radios idénticos al primero y con una forma circular en la parte más interna, para evitar esquinas donde la formación de arcos es más probable. También se han redondeado las partes mas externas de los electrodos con el mismo motivo, haciendo que el diámetro de la parte circular coincida con el ancho de los electrodos. Se diseñarán con una anchura similar a la del electrodo de plasma.

4.2.3. Configuración de las partículas en el plasma

A la hora de definir como será la configuración de las partículas en el plasma antes de comenzar el vuelo, se ajustará en SIMION la energía que tienen en dirección perpendicular a las lentes, que se encuentran según una distribución Gaussiana y también se asignará su masa, pues su carga es siempre la del protón.

A la hora de definir la energía de las partículas, cabe destacar que el enfoque del haz es muy sensible a esta. Según las estimaciones, como se ha mencionado, la energía con la que salen las partículas de la cámara de plasma es de entre 10 meV y 100 meV. Cuanto mayor sea esta energía, más lejos deben colocarse las tres lentes de la lente de Einzel respecto a la lente de extracción para el enfoque óptimo. Esto ocurre porque cuanto más energía tengan, más espacio tendrán que recorrer hasta que las componentes del campo eléctrico perpendiculares a la trayectoria desvíen su trayectoria, así que la lente de Einzel tendrá que colocarse un poco más distante. En cambio, si la energía que tienen inicialmente es baja, se desviarán rápidamente, así que la lente de Einzel tendrá que estar más cerca, siempre intentando evitar la formación de arcos entre electrodos.

4.3. Validación experimental y análisis de las simulaciones

En este apartado, se hará una revisión y análisis de los resultados obtenidos experimentalmente con la antigua configuración, y se hará una comparación entre estos y los obtenidos mediante la simulación para la misma configuración¹. Luego, se sustituirá el diseño antiguo por el nuevo y se volverán a realizar las simulaciones, para estudiar las mejoras y avances más significativos. Para poder estudiar los resultados con claridad, se simulará el vuelo de los protones, a partir de los cuales se estudiará la emitancia y perfil del haz.

¹A continuación, el link del repositorio de GitHub donde se ha subido el código necesario para las simulaciones y análisis https://github.com/JonZorrilla/TFG_Fisica.

4.3.1. Resultados experimentales de la antigua configuración

En primer lugar, se expondrán los resultados obtenidos experimentalmente en el laboratorio.

Cuando estos experimentos se realizaron, los voltajes eran diferentes a los que se simularán para el diseño actual. De hecho, la configuración de los electrodos era la de la tabla 1.

Tabla 1: Dimensiones de electrodos y espacio entre ellos en la antigua configuración.

Electrodo	Distancia entre electrodos	Anchura de electrodos	Diámetro interior de electrodos
1	32 mm	4 mm	11 mm
2	7 mm	8 mm	12 mm
3	6 mm	4 mm	10 mm

El electrodo de extracción estaba fijo a 6 kV, tenía una anchura de 4 mm, un radio interno de 1,75 mm y un ángulo de inclinación de 60° , mientras el electrodo del medio de la lente de Einzel estaba a 3 kV. Todos los electrodos tenían un radio externo de 45 mm. Los resultados experimentales se recogieron mediante el *pepperpot* que se ha explicado anteriormente, a una distancia de 556 mm.

Se van a representar los espacios de fases experimentales correspondientes a los ejes x e y en las Figuras 4.5 y 4.6.

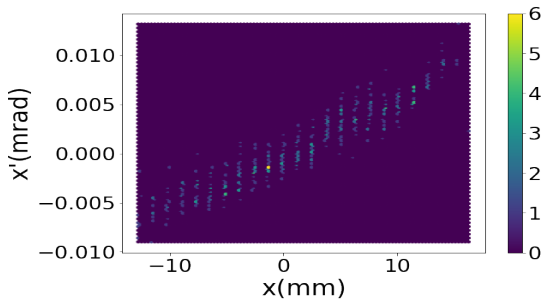


Figura 4.5: Espacio de fases experimental en el eje x , donde se representa la pendiente x' en función de la posición x .

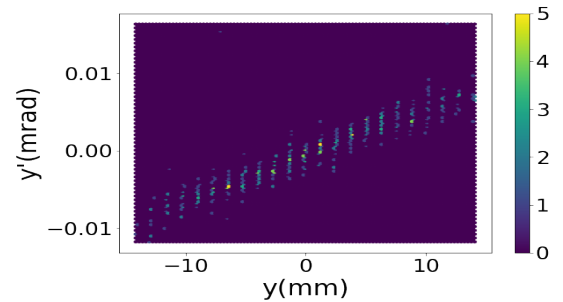


Figura 4.6: Espacio de fases experimental en el eje y , donde se representa la pendiente y' en función de la posición y .

Los valores de las emitancias normalizadas calculadas experimentalmente son los de la Tabla 2.

Tabla 2: Emitancia normalizada para la antigua configuración en direcciones x y y experimental.

	Emitancia normalizada
x	0.0100 mm mrad
y	0.0123 mm mrad

Pese a que la configuración que se acaba de exponer era conocida, hay ciertas características del plasma que no estaban, ni están bien identificadas; estas son la energía del

plasma, su posición exacta en la cámara, su densidad y la proporción de especies iónicas que contiene. Como se ha mencionado anteriormente, se estima que la energía de las partículas del gas oscila entre las decenas o centenas de meV. Además, se sabe que no hay únicamente $^1\text{H}^+$ en el gas, si no también $^2\text{H}^+$ y $^3\text{H}^+$ [21]. Es por ello que a la hora de simular, no se debe dar por hecho que la energía es constante, ni que la masa de los iones es siempre la misma.

Como se ha estudiado anteriormente, la emitancia no cambiará siempre y cuando el haz pase por elementos ópticos lineales sin aberraciones. Si se consiguen obtener mediante las simulaciones estos mismos valores para la emitancia significará que se estarán simulando los valores correctos del plasma, dando por hecho que se ha diseñado la misma configuración de electrodos. Además, características del plasma como su posición en la cámara y como su densidad no se pueden simular en SIMION.

Una vez se han expuesto los resultados, es momento de estudiar cual es la configuración de las simulaciones que coincide con estos. En caso de que coincidan, se podrá asumir que tanto la energía como la especie iónica simuladas son las que caracterizan el plasma del laboratorio. También, en caso de conseguir dicha configuración, indicaría que las simulaciones dan unos resultados que se asemejan a lo que ocurre realmente, lo cual ahorraría en costes y tiempo en la investigación.

4.3.2. Resultados de las simulaciones de la antigua configuración

Una de las cualidades que tiene SIMION es que permite recoger la información sobre el vuelo de las partículas en cualquier instante, donde se pueden estudiar las posiciones y velocidades en cualquiera de los ejes, los campos eléctricos y magnéticos o la energía de las partículas. Para analizar el comportamiento de los protones, se hará uso de la información correspondiente a las posiciones y las velocidades en los tres ejes. Conociendo las posiciones (x, y, z) al final de la trayectoria, se puede conocer el radio de abertura del haz, la intensidad y la distribución de los iones; y haciendo uso también de las velocidades, se puede calcular el espacio de fases que representa la emitancia. También se puede calcular el número de partículas que llegan a la parte final, que son las que no se han chocado previamente con ninguno de los electrodos. Hay que tener en cuenta que a la hora de generar la distribución de partículas dentro del plasma, se debe intentar ajustar la distribución gaussiana más realista posible, de tal manera que haya partículas que empiecen la simulación en las zonas más externas del orificio de la cámara de plasma. Esta es una de las razones por las que habrá partículas que directamente ni empiecen el vuelo, pues chocarán contra el electrodo de plasma.

A continuación, se realizará la simulación correspondiente a la antigua configuración para los distintos valores de energías y masa de los iones para estudiar cuál es la que más se acerca a los resultados experimentales. Se recogerán estos resultados a la misma distancia que los realizados en el laboratorio, es decir, situados en el *pepperpot*.

Para realizar estas simulaciones lo más realistas posibles, se simularán energías de los iones en el rango de energías que previamente se ha mencionado. Como también es desconocida la especie iónica y la cantidad de ella en el plasma, además de suponer que las masas de los iones son la del protón, deuterón y tritón, también se simularán masas intermedias. Estas significan que no hay únicamente un tipo de iones en el plasma, si

no que hay una combinación de estos en diferentes proporciones. La configuración cuyos resultados han sido más cercanos a los del laboratorio corresponde a iones de masa 2,4 unidades de masa del protón y 50 meV. Con esto, se obtiene la Figura 4.7.

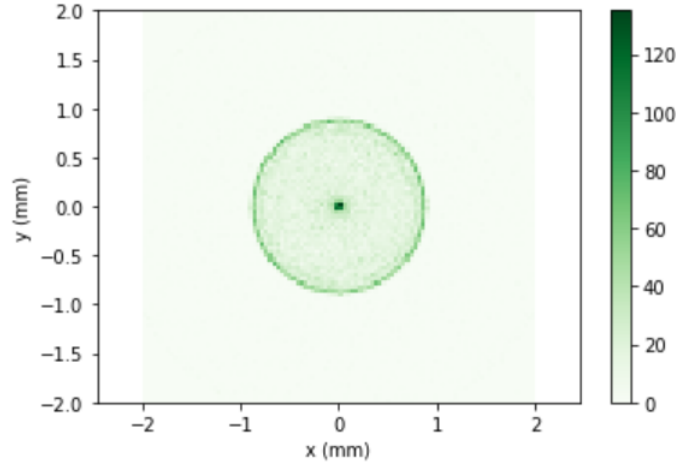


Figura 4.7: Distribución de las partículas al final de la trayectoria para el diseño antiguo.

Tal y como se puede observar en la Figura 4.7, hay una distribución circular en las posiciones x e y de las partículas, que es lo que cabía esperar pues la distribución de partículas inicial es una distribución gaussiana. Además, el último electrodo actúa como colimador de partículas, lo que hace que aquellas cuya trayectoria se saliese de la ideal choquen antes de llegar al final, así que no se ven representadas en la figura, y por ello la forma circular es muy marcada.

Se obtiene que aproximadamente el 3,44% de las partículas no llegan al final de la trayectoria pues chocan contra electrodos anteriores. El radio medio de las partículas que llegan al final es de 0,724 mm, pero más del 93,12% de las partículas que llegan al final caen en un radio menor a 1,0 mm, así que se puede considerar que el radio del haz es este. Si se tiene en cuenta que el radio de interés es de 2 mm, pues sería el radio del orificio de entrada del RFQ, un 97,34% de las partículas pasarían. El hecho de que la masa sea 2,4 unidades de masa del protón implica que la presencia de tritón es muy notable en el haz.

También se puede observar como la densidad de partículas es mayor en la zona central y en las zonas más externas del haz. Debido a que la distribución inicial de iones es gaussiana, habrá un número muy elevado de partículas que salgan del centro, y por lo tanto, lleguen al centro. El hecho de que muchas partículas caigan también en el anillo exterior ocurre porque las partículas que pasan más cerca de los electrodos, que son las que ocupan una posición más externa en el haz, sienten una fuerza electrostática mayor a las que están en el centro; además de la colimación por los impactos con los electrodos. Debido a esto, la corrección de la posición de estas partículas es más notable, y es por ello que muchas de las partículas que deberían acabar en posiciones más alejadas, acaban en el borde.

Ahora, se representarán los resultados del espacio de fases del haz en ambas direcciones x e y obtenidos mediante las simulaciones en SIMION en las Figuras 4.8 y 4.9

Se obtienen los valores de la Tabla 3 para las emitancias.

Si se comparan estos resultados numéricos con los obtenidos experimentalmente, se

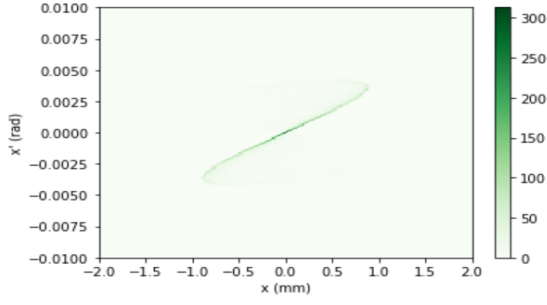


Figura 4.8: Espacio de fases en el eje x .

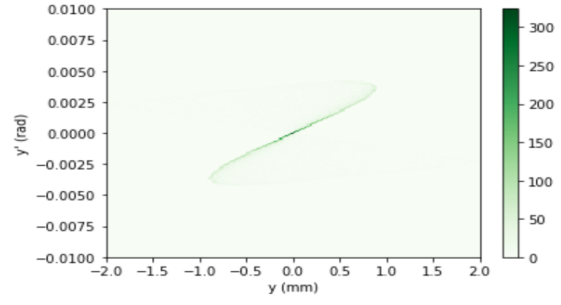


Figura 4.9: Espacio de fases en el eje y .

Tabla 3: Emitancia normalizada para la antigua configuración en direcciones x y y para las simulaciones del diseño antiguo.

	Emitancia normalizada
x	0.0258 mm mrad
y	0.0266 mm mrad

puede ver que los órdenes de magnitud de los valores de la emitancia normalizada coinciden. Pero, pese a haber hecho una cantidad alta de diferentes simulaciones considerando diferentes masas y energías, el resultado obtenido mediante las simulaciones es peor al resultado del laboratorio. Además, se puede observar como las representaciones de las emitancias para la parte experimental y para la simulación son bastante diferentes. De hecho, la componente horizontal del espacio de fases, que hace referencia a las posiciones, es un orden superior en los resultados experimentales. Esto puede ser por dos razones diferentes. Por un lado, puede ser que el plasma tenga una densidad excelente, dando lugar a un menisco ideal y los resultados numéricos de la emitancia sean mejores que los que es capaz de simular SIMION, pese a que haya mayor propagación espacial. Por otro lado, es posible que los cálculos realizados para obtener estos valores no hayan sido correctos, ya sea porque no se ha considerado un número de partículas determinante, porque directamente los instrumentos de medida hayan dado un resultado erróneo y mejor del real o incluso porque el cálculo numérico se haya realizado mal.

Tal y como se acaba de mencionar, los valores numéricos obtenidos para la emitancia no son demasiado altos en comparación con los que se esperaban obtener. Sin embargo, debido a que se han representado estos valores en direcciones x e y , se puede observar que la pendiente es positiva. Esto indica que el haz es divergente (2.2). Este es un resultado no deseado para el sistema si se quiere incorporar el RFQ directamente, prescindiendo del LEPT. En este caso, la incorporación del LEPT podría mejorar esta propiedad del haz.

4.3.3. Resultados de la nueva configuración

Ahora, se realizará el estudio correspondiente a las simulaciones realizadas para las medidas que dan los mejores resultados según lo visto en la teoría.

Los resultados se han obtenido con los parámetros de la Tabla 4.

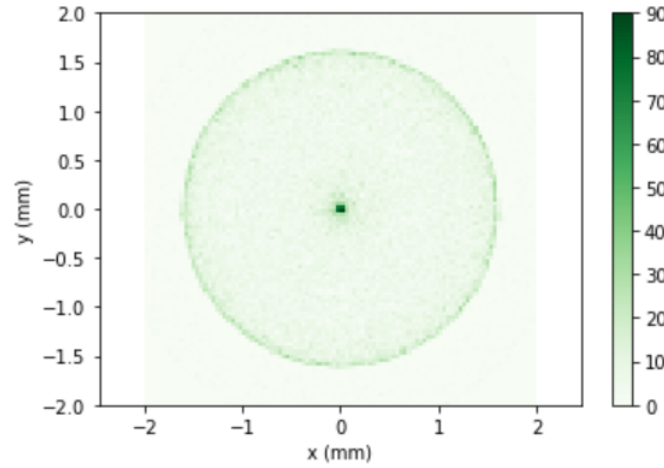
Donde $e0$ es el electrodo de plasma y $e123$ son los sucesivos electrodos de la lente de Einzel, R es el radio interno, θ es el ángulo de inclinación del electrodo, A es la anchura

Tabla 4: Parámetros del diseño los electrodos.

	R_{e0}	θ_{e0}	A_{e0}	A_{e0123}	R_{e123}	L_1	L_2	L_3
Medida	2.5 mm	67.5°	0.5 mm	3 mm	4.5 mm	5.0 mm	4.0 mm	4.0 mm

de los electrodos y L es la distancia entre cada par de electrodos consecutivos; el radio externo de todos los electrodos es 41 mm. En este caso, la información está recogida a 446 mm de la cámara de plasma, en lugar de los 556 mm a los que estaba colocado el *pepperpot*; pues esta sería la distancia a la cual estaría colocado el RFQ para el nuevo diseño. Estas simulaciones se harán con una energía de los iones de 100 meV y se supondrá que son todos protones, pues lo ideal, tras avanzar en las investigaciones del plasma, es que esté formado por protones y se espera aumentar su energía en la cámara, para que esté más homogéneamente distribuido en la cámara.

En primer lugar, se representarán las posiciones (x, y) de las partículas al final de su trayectoria en la Figura 4.10


Figura 4.10: Distribución de las partículas al final de la trayectoria y diámetro del haz para la nueva configuración.

Tal y como se puede observar en la Figura 4.10, hay una distribución circular bastante marcada, debido a la colimación.

En este caso, se obtiene que aproximadamente el 2,05 % de las partículas no llega al final de su trayectoria, es decir, chocan en electrodos anteriores. El radio medio de las partículas que llegan es de 1,32 mm, pero el 100 % de las partículas que llegan lo hace en un radio inferior a 1,84 mm; es decir, de todas las partículas que llegan al final, todas entrarían por el orificio de 2 mm del RFQ.

Se representará el espacio de fases de las partículas al final de la trayectoria. Debido a la simetría circular del haz, debería ocurrir, de nuevo, que tanto el diagrama de fases en el eje x como el del eje y deberían ser idénticos en las Figuras 4.11 y 4.12.

Los valores obtenidos para la emitancia y emitancia normalizada en ambas direcciones son los de la Tabla 5.

Tal y como se puede observar en las Figuras 4.11 y 4.12, los resultados obtenidos para las emitancias en ambas direcciones son muy parecidos. Lo primero que se puede ver es

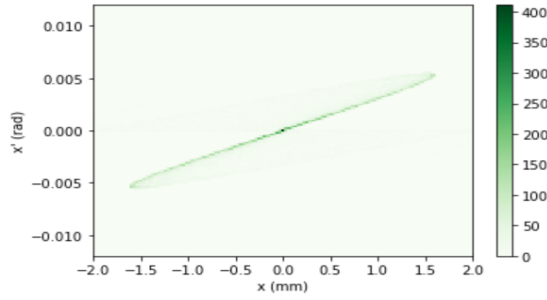


Figura 4.11: Espacio de fases en el eje x .

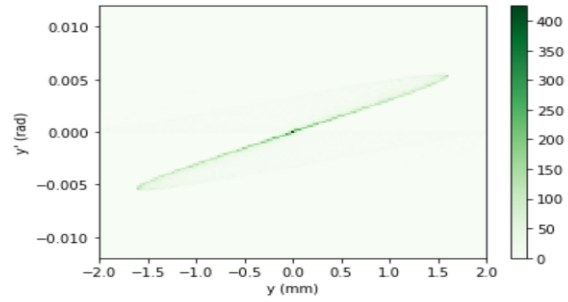


Figura 4.12: Espacio de fases en el eje y .

Tabla 5: Emitancia normalizada para la nueva configuración en direcciones x y y .

	Emitancia normalizada
x	0.093 mm mrad
y	0.090 mm mrad

que las pendientes de estos espacios de fases son positivas, esto implica que el haz es divergente. Tal y como se puede observar en la Figura 4.4, el haz sale bastante recto, aunque diverge un poco al final. De hecho, se ha diseñado de esta manera para asegurar que el foco queda antes de la entrada en la siguiente fase. Por otro lado, en cuanto a los valores numéricos de emitancia, no se ha conseguido obtener unos valores del orden a la emitancia obtenida experimentalmente, de hecho, estos valores son un orden superior. Según [24] y [25], las emitancias que tienen los haces en otros experimentos son del orden de la que se obtiene en este diseño. La colimación del haz sería capaz de reducirla, pero se perderían partículas en las zonas externas del haz. De hecho, una de las conclusiones principales del trabajo es que vistos los valores de estas emitancias, podría parecer que los valores calculados experimentalmente no estén correctamente calculados, pues el valor obtenido experimentalmente es sorprendentemente bueno. Más si tenemos en cuenta todas las variables que empeoran la calidad del haz que no se pueden simular en SIMION, así como la temperatura de los electrodos o campos externos debidos a conductores en la fuente.

Pese a que el diseño es bueno, pues se ha obtenido un buen perfil del haz partiendo de la base teórica, donde se ha hecho el diseño que optimiza la corriente y minimiza la divergencia del haz, siempre existen efectos no lineales causados por los elementos electrostáticos.

El resultado obtenido, aún podría mejorarse. Se han diseñado los electrodos y su potencial de tal manera que el haz salga lo más recto posible, y este diseño, pese a ser óptimo para el uso del LEBT, no es tan bueno para el diseño en el cual se coloca directamente el RFQ. Cuando se quiere colocar directamente el RFQ, hay que tratar de hacer que el haz sea totalmente recto o incluso con un poco de convergencia. Para esto, sería suficiente con aumentar ligeramente el potencial del electrodo de enfoque, haciendo que el haz converja antes, cambiando el punto focal. Únicamente esto sería suficiente, pues debido al diseño, todas las partículas que llegan al final de la trayectoria han caído en un radio menor a 2 mm, que es el radio de entrada del RFQ.

5 Conclusiones

En este trabajo, se ha hecho un estudio exhaustivo de la fuente de extracción de iones para el futuro acelerador de partículas Linac-7, se han estudiado las características del sistema y simulado e interpretado los resultados obtenidos para la configuración estudiadas.

En primer lugar se ha presentado el proyecto Linac-7, del cual se han explicado sus características a nivel de proyecto, se ha hablado de las etapas ya diseñadas y las que aún están en fases de diseño y se ha hablado de la tomografía de emisión de fotones, que es la principal función que tendrá.

Luego, se ha hecho una breve introducción a la dinámica de partículas. Aquí, se han explicado las características que tiene un haz de iones, las cuales son siempre objeto de estudio y perfeccionamiento. Magnitudes como la intensidad, espacio de carga y emitancia son elementales de entender correctamente para el posterior estudio. También se han mencionado los diagnósticos que el Linac-7 tiene incorporados en su interior.

Después, se ha hecho un estudio en la física de los aceleradores. En esta parte, se ha explicado la teoría necesaria para la correcta comprensión de los sistemas de extracción de fuentes de iones. En primer lugar, se ha hablado de los elementos electrostáticos encargados del guiado de partículas, donde se ha explicado brevemente la óptica de iones resolviendo la ecuación paraxial, y se han introducido las lentes de Einzel. También se ha hablado del electrodo de extracción, encargado de la primera extracción de los iones a partir de la cámara de plasma. Para mejorar las propiedades del haz mencionadas desde el inicio, se ha hecho un desarrollo de la ecuación de Child-Langmuir y se ha hablado del ángulo de Pierce.

En base a todo este fundamento teórico, se desea construir un sistema de extracción óptimo que cumpla todas las necesidades de una fuente de iones ideal.

Más tarde, se ha hecho una breve introducción al software SIMION. Para ello, se ha hablado de qué es el software, para qué sirve y cómo se usa. Una vez explicado el funcionamiento del software, se ha hecho un breve resumen de las medidas y los parámetros que se usarán para empezar la simulación de iones y extraer los resultados necesarios para el estudio.

Para dar por correcto el estudio en SIMION, se ha realizado un estudio donde se han comparado los resultados obtenidos mediante las simulaciones y los resultados obtenidos experimentalmente en el laboratorio. Debido a que el plasma no está totalmente caracterizado actualmente, se han realizado las simulaciones con el rango de valores en los que sabemos que oscilan la energía de las partículas y la densidad de especies en el mismo plasma. Una vez se ha encontrado la configuración cuya emitancia es la más parecida a la del laboratorio, se ha representado el perfil y la emitancia del haz en ambas direcciones con el fin de conocer más sobre este diseño. Con esto, se puede estimar que la energía de los iones es de 50 meV y la masa media es de 2,4 unidades de masa del protón. Pero aún falta por conocer información sobre la densidad total del plasma y su localización en la cámara de plasma.

Por último, una vez han realizado estas comparaciones y se han conocido ciertas pro-

propiedades del plasma, se han realizado las simulaciones correspondientes a la nueva configuración. Por un lado, pese a que el radio del haz haya aumentado, se ha conseguido que este sea menor a 2 mm, para poder ser inyectable directamente al RFQ. Por otro lado, los valores numéricos de la emitancia no son comparables pues el diseño es muy diferente, y en este caso, entran dentro de los rangos según la bibliografía, como se ha mencionado anteriormente. Lo más importante es que estos resultados se han obtenido partiendo de la base teórica de las ecuaciones que maximizan la corriente y minimizan la divergencia del haz, evitando la formación de arcos, en lugar de realizar simulaciones a lo bruto para obtener la mejor emitancia del haz. Las mejoras asociadas a estos valores quedará para futuro trabajo, donde se estudiará la posibilidad de la colimación previa al RFQ. Así se podría prescindir del LEBT para el diseño si se aumentase ligeramente el potencial de la lente de enfoque. Para la medición de la corriente, habrá que esperar a que esto se realice experimentalmente, pues SIMION no lo permite, pero todos los parámetros están ajustados de tal manera que esta sea máxima.

De hecho, gracias a los resultados que se han obtenido, surgen dudas sobre si la emitancia obtenida experimentalmente está correctamente calculada, pues los valores son bastante más bajos que las que se obtienen en otros aceleradores. De todas formas, hay que remarcar que la variabilidad de la magnitudes del haz es muy dependiente del plasma, así que será vital el estudio y optimización de este.

Por ello, se puede considerar que el proyecto ha cumplido con los objetivos deseados. Se ha conseguido obtener un buen diseño para la extracción de iones, siempre basado en el fundamento teórico y la física que yace detrás de todos los problemas complejos que nos surgen a medida que nos adentramos más en la física de los aceleradores y los sistemas de extracción. Además de hacer reflexionar al equipo de investigación sobre la fiabilidad de los cálculos previamente realizados, que serán objeto de revisión.

5.1. Futuro del proyecto

Los resultados obtenidos para este proyecto podrían mejorarse mediante sistemas automatizados o incluso aplicando técnicas de Machine Learning, agilizando el proceso de simulación y extracción de resultados para las diferentes configuraciones que existen, pero siempre partiendo de la base teórica que se ha explicado en este trabajo.

Por otro lado, es importante seguir con la caracterización y estudio del plasma, pues dependiendo de las propiedades que se obtengan para este, el diseño del sistema de extracción podría variar.

A partir de ahora, la decisión de implementar esta configuración y hacer uso o no del LEBT quedará delegada al equipo encargado del proyecto. Si se sigue trabajando tanto en el plasma como en el diseño de lentes electrostáticas y se consiguen mejorar los resultados obtenidos, sería bastante interesante colocar directamente el RFQ para ahorrar tanto económicamente como espacialmente.

Bibliografía

- [1] R. J. Van De Graaff, «A 1,500,000 Volt Electrostatic Generator,» *Phys. Rev*, vol. 38, 1931.
- [2] J. Cockcroft y E. Walton, «Experiments with High Velocity Positive Ions,» *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 129, 811 1930. DOI: [47789](https://doi.org/10.1093/rps/129.5.811). dirección: <http://www.jstor.org/stable/95496>.
- [3] J. Vives. «¿Qué tipos de aceleradores de partículas existen?» (2021), dirección: <https://www.lavanguardia.com/vida/junior-report/20210514/7452320/que-tipos-aceleradores-particulas-existen.html#:~:text=Hoy%5C%20en%5C%20d%5C%C3%5C%ADa%5C%20existen%5C%20m%5C%C3%5C%A1s,dedica%5C%20a%5C%20la%5C%20investigaci%5C%C3%5C%B3n%5C%20b%5C%C3%5C%A1sica..>
- [4] G. Cuttane, «Applications of Particle Accelerators in Medical Physics,» *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare-Laboratori Nazionali del Sud V. S. Sofia, 44 Catania Italy*, 2008. dirección: <https://cds.cern.ch/record/1514553/files/CERN-KTT-2013-001.pdf>.
- [5] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics*, Fourth edition. Springer, 2015, ISBN: 978-3-319-18316-9.
- [6] Á. Bermejillo, *Optical system for low energy proton beams: Extraction, focusing and transport*. 2021.
- [7] J. Feuchtwanger, V. Etxebarria, J. Portilla y col., «New Generation Compact Linear Accelerator for Low-Current, Low-Energy Multiple Applications,» *Applied Sciences*, vol. 12, n.º 9, 2022, ISSN: 2076-3417. DOI: [10.3390/app12094118](https://doi.org/10.3390/app12094118). dirección: <https://www.mdpi.com/2076-3417/12/9/4118>.
- [8] V. Etxebarria, J. Feuchtwanger, J. Portilla y col., «Manufacturing of radiopharmaceutical isotopes through the Linac 7 accelerator for biomedical applications,» *DYNA*, vol. 97, n.º 3, págs. 301-307, 2022. DOI: <https://doi.org/10.6036/10466>.
- [9] M. Reiser, *Theory and Design of Charged Particle Beams*, Second, Updated and Expanded edition. Wiley - VCH, 2008, ISBN: 978-3-527-40741-5.
- [10] R. Bailey y R. Bailey, «CAS - CERN Accelerator School, Ion Sources,» en, 2013. DOI: [10.5170/CERN-2013-007](https://doi.org/10.5170/CERN-2013-007). dirección: <http://cds.cern.ch/record/1445287>.
- [11] I. G. Brown, *The Physics and Technology of Ion Sources*, Second, Revised and Extended Edition. Wiley - VCH, 2004, ISBN: 3-527-40410-4.
- [12] F. Hinterberger, «Ion optics with electrostatic lenses,» 2006. DOI: [10.5170/CERN-2006-012.27](https://doi.org/10.5170/CERN-2006-012.27). dirección: <https://cds.cern.ch/record/1005034>.
- [13] J. Zhang y H. Zhang, *Ion Sources*. Springer Berlin Heidelberg, 1999, ISBN: 9783540657477.
- [14] J. R. Pierce, «Rectilinear electron flow in beams,» vol. 11, n.º 548, 1940.
- [15] B. Reinard, «Numerical simulation of ion-beam formation,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 67, n.º 3, págs. 1132-1137, 1996. DOI: [10.1063/1.1146769](https://doi.org/10.1063/1.1146769). dirección: <https://doi.org/10.1063/1.1146769>.

- [16] C. D. Child, «Discharge From Hot CaO,» *Phys. Rev. (Series I)*, vol. 32, págs. 492-511, 5 mayo de 1911. DOI: [10.1103/PhysRevSeriesI.32.492](https://doi.org/10.1103/PhysRevSeriesI.32.492). dirección: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSeriesI.32.492>.
- [17] I. Langmuir, «The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum,» *Phys. Rev.*, vol. 2, págs. 450-486, 6 dic. de 1913. DOI: [10.1103/PhysRev.2.450](https://doi.org/10.1103/PhysRev.2.450). dirección: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.2.450>.
- [18] J. Coupland, T. Green, D. Hammond y A. Riviere, «A Study of the Ion Beam Intensity and Divergence Obtained from a Single Aperture Three Electrode Extraction System,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 44, n.º 3, 1973. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1686366>.
- [19] J. Feuchtwanger, V. Etxebarria, J. Portilla, J. Jugo, I. Badillo e I. Arredondo, «Hydrogen electron cyclotron resonance ion sources plasma characterization based on simple optical emission spectroscopy,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 881, págs. 44-47, 2018, ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.11.008>. dirección: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217311944>.
- [20] S. Das, G. Dalei y A. Barik, «A Dielectric Barrier Discharge (DBD) Plasma Reactor: An Efficient Tool to Measure the Sustainability of Non-Thermal Plasmas through the Electrical Breakdown of Gases,» *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, vol. 410, pág. 012004, sep. de 2018. DOI: [10.1088/1757-899X/410/1/012004](https://doi.org/10.1088/1757-899X/410/1/012004).
- [21] *Modelo global para el estudio de plasma de hidrógeno generado en fuente de iones ECR*. dirección: https://github.com/MikelElorza/GlobalModel/blob/main/TFM_GlobalModel.pdf.
- [22] *SIMION® Ion and Electron Optics Simulator*. dirección: <https://simion.com/>.
- [23] *Lua the programming language*. dirección: <https://www.lua.org/>.
- [24] O. Tuske, L. Celona, B. Cheymol y col., «ESS Emittance Measurements at INFN CATANIA,» en *8th International Particle Accelerator Conference*, Copenhagen, Denmark, mayo de 2017, MOPAB023. DOI: [10.18429/JACoW-IPAC2017-MOPAB023](https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2017-MOPAB023). dirección: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01645356>.
- [25] F. Zocca, E. Bravin, M. Duraffourg y col., «Profile and Emittance Measurements at the CERN LINAC4 3 MeV test Stand,» 4 p, sep. de 2013. dirección: <https://cds.cern.ch/record/1638368>.