



TESIS DE LICENCIATURA EN CIENCIAS FÍSICAS
UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Ariel Cohen

Director: Dr. Fernando Oscar Minotti

FECHA

Tema: Estudio de leyes de escala en reactores de fusión nuclear.

Estudiante: Ariel Cohen

LU N°: 336/16

Lugar de trabajo: Departamento de Física, FCEyN, UBA

Director del trabajo: Dr. Fernando Oscar Minotti

Fecha de iniciación: Julio 2020

Fecha de finalización: FECHA

Fecha de examen:

Informe final aprobado por:

Autor

Jurado

Director

Jurado

Profesor/a de Tesis de Licenciatura

Jurado

Resumen

Este trabajo trata del estudio de distintas leyes de escala para la potencia de fusión de un reactor tipo tokamak y, a partir de ellas, la propuesta de distintos diseños de reactor. En primer lugar se presenta un marco teórico del funcionamiento de un tokamak. Se explican los parámetros dimensionales y adimensionales importantes a tener en cuenta a la hora de su diseño, y finalmente se presentan las distintas limitaciones debido a inestabilidades que presentan dichos parámetros.

A continuación se hace un estudio de distintas leyes de escala obtenidas en un trabajo previo. Se comienza con una explicación del análisis dimensional utilizado para la elaboración de dichas leyes, y luego se continúa con una mención de los códigos que se utilizaron para su deducción y las expresiones concretas de las mismas. Finalmente, se observan las expresiones analíticas y se discuten algunas de las dependencias con los parámetros. Estas leyes son representativas del proyecto DEMO, y los valores obtenidos a partir de las mismas con los parámetros de este proyecto son los que se considerarán como de referencia para la continuación del trabajo.

En la siguiente sección se realizan estudios sobre las leyes de escala previamente presentadas. En primer lugar, se realizó el estudio sobre un reactor operando en un modo-H. Para ellos se realizan barridos en parámetros característicos del reactor y se tratan de encontrar diferentes diseños que otorguen un rendimiento similar al de referencia, pero favorecidos en términos de costo y estabilidad. A partir de estos barridos se obtuvieron dos propuestas alternativas de diseños con respecto al de DEMO, correspondientes a un aumento en el valor de campo magnético utilizado o la disminución de la relación de aspecto del reactor, o bien una combinación entre ambas.

Luego, para las dos propuestas alternativas, se estudiaron sus ventajas y sus desventajas. Para la solución de las desventajas, se buscaron alternativas en la bibliografía lo más reciente posible, y se presentaron dichas alternativas explicando también sus ventajas y desventajas.

Finalmente, se realizó el mismo estudio a partir de los barridos pero para un reactor operando en un modo-I. Si bien este modo de operación presenta un menor rendimiento en términos de potencia de fusión entregada, en él no se encontraban presentes unas de las inestabilidades más preocupantes de los procesos de fusión. De esta manera, se buscó analizar si esta disminución en rendimiento era justificable en términos de costo y estabilidad.

Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecerle al Dr. Fernando Minotti por aceptarme como su estudiante para esta tesis de licenciatura. Me encontraba en presencia de un tema muy interesante, pero no podía encontrar un plan de trabajo acorde y él me extendió una mano para poder investigar el mundo que abarca la fusión nuclear. Por esta oportunidad y por la paciencia a lo largo del proyecto, le agradezco profundamente.

Le quiero agradecer a TODA mi familia que estuvo a mi lado a lo largo de o durante este viaje, no importa su ubicación geográfica.

Gracias a mí mamá, cuyo amor incondicional no conoce barreras. Siempre dispuesta a dar una mano con lo que sea, feliz de compartir mis logros como si fueran suyos. Un modelo a seguir sin duda, y como quién aspiro a poder ser aunque sea un poco cuando sea más grande. Un ejemplo de madre y de mujer, sin duda.

A mí papá, quién me contagió el espíritu de la curiosidad y estoy seguro me motivó inconscientemente a seguir esta carrera. Quién siempre estuvo ahí cuando lo necesité y me acompañó en innumerables aventuras. cuidándome a cada paso que di.

Gracias a los dos, y espero poder devolverles aunque sea una fracción del infinito que se merecen.

A mi hermano, con quien compartí toda mi vida y le debo gran parte de mi aprendizaje.

A mi tía Marcela, quién siempre me recibió con un plato caliente y mostró interés en mi progreso. Gracias por siempre tener un espacio para mí cuando lo necesité, y ser esa mezcla perfecta entre compasiva y directa, amorosa pero firme, que tanto me sirvió y permitió continuar en este camino.

A todos mis familiares, que si bien nos vemos poco por cuestiones geográficas, en las vacaciones o visitas que nos vimos siempre me demostraron mucho amor y cariño.

Luego, me gustaría agradecerle a todos los amigos que hice a lo largo del camino. Ya sea desde un viaje en grupo, una día de pileta o hasta una rápida discusión en un recreo de la facu, el aporte anímico que me brindaron fue lo que me trajo hasta donde estoy ahora. Gracias a ese grupo que siempre cambia de nombre, por estar a lo largo de todo el trayecto. Gracias especiales a Milton, por siempre estar ahí cuando necesité una mano ya sea académica o emocional a lo largo de todos los años de carrera: nunca me fallaste. Gracias a Ceci, por convertirse en una fantástica compañera para tener a lo largo de este viaje, con quién compartiría todo si fuese posible. Y gracias a Fran, quién desde toda la vida estuvo al lado mio y, a pesar de no formar parte del mundo de la física, siempre mostró interés en mis estudios y tuvo lugar para mí a su lado.

Gracias a todos por lentamente moldearme en la persona que soy ahora, y les deseo a todos lo mejor así como ustedes me lo desearon a mí.

GRACIAS

Índice

1. Introducción al tokamak y características de su funcionamiento	4
1.1. El tokamak	4
1.2. Parámetros	7
1.3. Limitaciones	11
2. Leyes de escala	16
2.1. Análisis dimensional	17
2.2. Leyes de escala en DEMO	19
2.2.1. Mención de los códigos	19
2.2.2. Las leyes	19
3. Diseño de un reactor	23
3.1. Limitaciones a considerar	24
3.2. Barrido de los parámetros	26
3.3. Resultados	28
4. Otra alternativa: el modo-I	32
4.1. Barrido de los parámetros	33
4.2. Resultados	34
5. Propuestas alternativas	36
5.1. Tamaño y forma del plasma	37
5.1.1. WC-FeCr	40
5.2. Campo magnético y superconductores	42
5.2.1. VIPER	43
5.2.2. Estabilidad mecánica y térmica	44
6. Conclusiones	46
7. Bibliografía	47
8. Apéndice	47
8.1. Tablas de resultados para los barridos realizados en la sección 3	47
8.2. Tablas de resultados para los barridos realizados en la sección 4.1	50
8.2.1. Barridos de campo para el modo-I con $A=2$ y $\kappa = 2,5$	52
8.2.2. Barridos de campo para el modo-I con $A=3$ y $\kappa = 1,66$	52

1. Introducción al tokamak y características de su funcionamiento

1.1. El tokamak

La fusión nuclear se basa en la interacción entre elementos livianos y la consecuente fabricación de elementos pesados, produciendo así energía procedente de la disminución de la masa del elemento resultante. Existen innumerables procesos de fusión en la actualidad, pero la abundancia y el fácil acceso a hidrógeno convierte a las reacciones entre elementos procedentes del mismo en los principales candidatos a considerar a la hora de pensar en un proceso de fusión. Hay varias posibilidades a la hora de elegir qué reacción utilizar para una operación estable y fructífera en términos energéticos. Algunas reacciones se pueden observar en la figura 1:

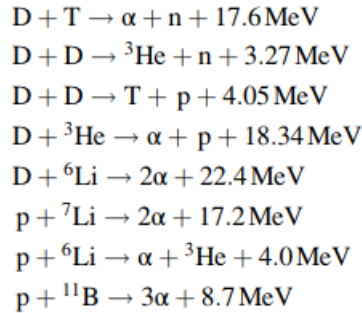


Figura 1: Algunas reacciones posibles a considerar para un proceso de fusión nuclear [1].

Para elegir de manera apropiada la reacción a utilizar, lo más importante a considerar es la sección eficaz de la reacción; a su vez, es importante tener en cuenta no solo la accesibilidad de los combustibles sino también la energía producida por dicha reacción. Una visualización de las secciones eficaces de algunas de estas reacciones se puede observar en la figura 2:

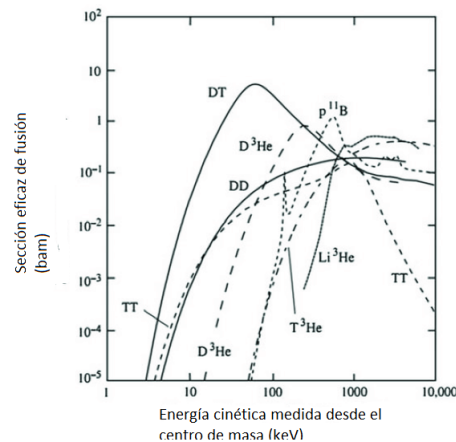


Figura 2: Visualización de las secciones eficaces para algunos de los procesos de fusión considerados previamente [19].

De las figuras 1 y 2 se puede hacer un conjunto de observaciones interesantes. En primer lugar, se puede ver que la reacción D-T se destaca por las demás en términos de la sección eficaz, la cual posee una sección eficaz aproximadamente un orden de magnitud mayor que sus dos más cercanas. A su vez, en términos energéticos y el combustible, es la tercera reacción con mayor cantidad de energía liberada, y el deuterio es extremadamente abundante en la naturaleza (si bien el tritio no lo es en la misma medida, se discutirá más adelante una manera de generar a partir de la propia reacción). Con respecto a las otras reacciones que podrían ser alternativas, por ejemplo, $D-{}^6\text{Li}$ y $p-{}^7\text{Li}$, las secciones eficaces de ambas (aunque no representadas en la figura 2) son muy bajas en comparación a la de D-T. Finalmente, la última reacción a considerar podría ser $D-{}^3\text{He}$. Esta reacción tiene la ventaja de no producir neutrones, que son los principales portadores de energía y radiación en estas reacciones y los que causan la mayor cantidad de daño a las paredes del reactor. Sin embargo, el ${}^3\text{He}$ no se encuentra en la naturaleza y debe ser producido por una reacción previa tipo D-D, que sí es neutrónica. Con todas estas consideraciones en mente, la reacción a considerar a lo largo de este trabajo será D-T.

Para que el proceso de fusión sea posible es necesario tener el combustible en estado de **plasma**, es decir, con sus componentes ionizadas a altas temperaturas. Ahora bien, debido a las altas temperaturas en las que se trabaja, es ideal elaborar un mecanismo de confinamiento efectivo. Teniendo en consideración que se está trabajando con partículas cargadas, un campo magnético es el candidato ideal para este trabajo, ya que induce sobre las mismas una trayectoria de Larmor alrededor de las líneas de campo. Lo importante ahora es decidir qué geometría y características debe tener el reactor para favorecer este confinamiento y optimizar el rendimiento del proceso de fusión.

El **tokamak** es un reactor de fusión nuclear con geometría toroidal. Esta geometría es una propuesta intuitiva con respecto al confinamiento, ya que si se genera un campo magnético en la dirección toroidal, las líneas de campo seguirán trayectorias circulares alrededor del toroide y las partículas quedarán confinadas dentro del mismo, una mejora sobre la idea de la utilización de un solenoide. Sin embargo, esta configuración por sí sola no es estable. De la Ley de Ampère es fácil ver que el campo magnético dentro del toroide tiene una dependencia radial, según $B = \frac{\mu_0 NI}{2\pi r}$, con N la cantidad de espiras del bobinado generador del campo. Lo importante a destacar es la dependencia inversa con la componente radial, lo cual implica que el campo es más intenso cerca de la pared interior en comparación a la pared exterior, lo cual genera un gradiente de campo en la dirección radial. La presencia de este gradiente da lugar a una deriva en la trayectoria de la partícula cargada, como se puede ver en la Figura 3 :

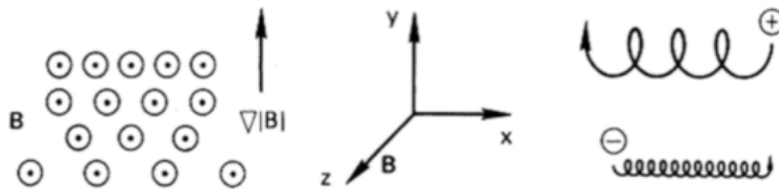


Figura 3: Esquema del desvío causado por el $\vec{\nabla}B \perp \vec{B}$. Debido a que el radio de Larmor se rige según $r_L = \frac{v_{\perp} m}{qB}$, éste es mayor en la trayectoria hacia abajo que hacia arriba, y produce un desvío en el eje x, con el sentido determinado por la carga de la partícula [1].

Más concretamente, la deriva se puede cuantificar a partir de la expresión $v_{\vec{\nabla}B} = \pm \frac{v_{\perp} r_L}{2} \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla}B}{B^2}$, representando justamente la desviación mostrada en la figura 3. Ahora bien, dado que el sentido de la deriva depende de la carga de la partícula, electrones e iones se moverán en sentidos opuestos y darán lugar a un campo eléctrico \vec{E} , en este caso en la dirección ortogonal al plano toroidal, ya que al campo magnético se encuentra en la dirección tangencial y el gradiente en la radial. Esto produce un nuevo tipo de deriva, regida según $v_{gc} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$, que se corresponde a un movimiento en la dirección \hat{r} en el caso del toroide (la desviación nace debido a aumento o disminución de la energía en presencia del campo eléctrico en cada semiciclo, lo que genera un aumento/disminución de v_{\perp} y, consecuentemente, de r_L). De esta manera, se puede ver que la geometría toroidal termina produciendo una deriva de las partículas hacia las paredes del reactor, lo cual es altamente indeseable. La solución propuesta para este problema consistió en doblar el reactor en forma de "8", según la Figura 4:

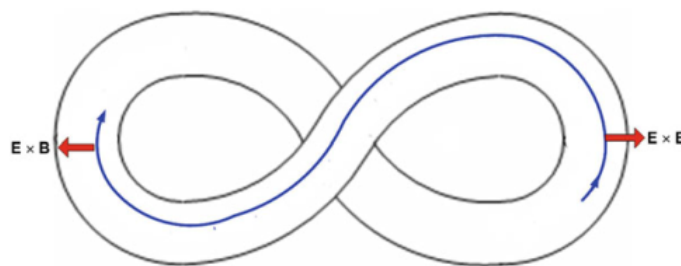


Figura 4: Reactor diagramado en forma de "8". Los desvíos se cancelan ya que el campo magnético cambia de sentido en cada trayectoria circular que compone al "8" [1].

Sin embargo, esta solución no fue requerida por mucho tiempo ya que se notó que era posible generar el mismo efecto de compensación a partir de la utilización de un bobinado que corriese de forma helicoidal alrededor del toroide, lo cual presentaba la ventaja adicional de que la corriente circulante por el mismo era controlable externamente. Este bobinado generaría entonces un campo toroidal al igual que uno poloidal (ya

que la corriente circulante por el bobinado poseería una componente toroidal), el cual favorece el confinamiento gracias a la fuerza de Lorentz que induce. Así, se obtiene un esquema como el de la Figura 5:

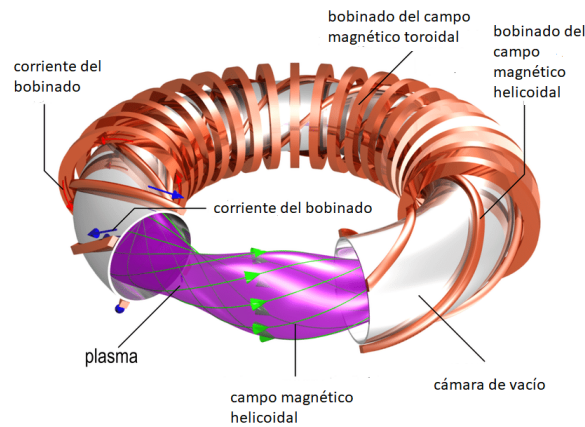


Figura 5: Diagrama del Stellarator con bobinado helicoidal alrededor del reactor toroidal [1].

Esta configuración implica la utilización de un bobinado complejo, ya que debe torcerse para poder generar campos en ambas direcciones. Dado que el plasma genera una corriente toroidal interna y, consecuentemente, un campo magnético poloidal, la propuesta final utilizada en los tokamaks es que el campo poloidal total sea simplemente el generado por esta corriente que se llamará **corriente del plasma**.

Una esquematización de un tokamak se puede ver en la figura 6:

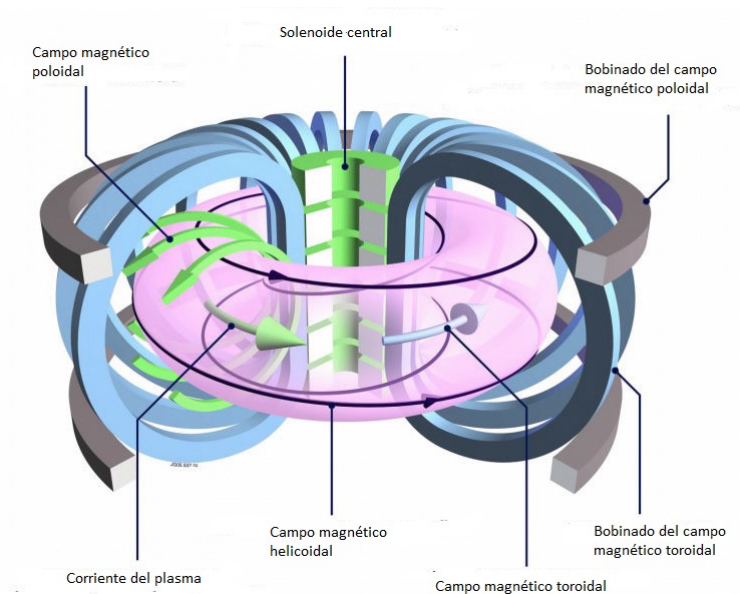


Figura 6: Esquematización de un reactor tipo tokamak.

En la figura 6 se puede ver una esquematización de un reactor tipo tokamak. El reactor funciona como un transformador en el cual el propio plasma es el secundario de dicho transformador. A partir de variación de flujo en el solenoide central, se induce la corriente del plasma que compondrá la mayor parte del campo magnético poloidal. Se encuentran a su vez bobinados estrictamente poloidales (que generaran el campo toroidal), y finalmente un bobinado toroidal externo que complementará al campo generado por el plasma y favorecerá no solo al confinamiento sino también a la determinación de la forma del plasma.

1.2. Parámetros

En esta subsección se mencionarán algunas inestabilidades relacionadas con los parámetros a presentar y cuyo entendimiento es importante en términos de la producción de una operación estable. Estas inestabilidades serán explicadas con más detalle en la subsección 1.3.

Los parámetros del tokamak se pueden dividir en distintos grupos: **geométricos**, como el radio mayor R y el radio menor a , **externos** como el campo magnético B y la corriente I (que ambos pueden ser toroidales o poloidales), e **internos**, como la densidad n y la temperatura T (o equivalentemente la presión p , que se relacionan según $p = nkT$, con k la constante de Boltzmann).

Un esquema de los parámetros geométricos y externos se puede ver en la figura 7:

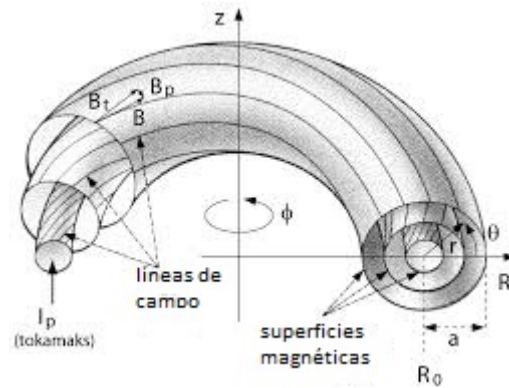


Figura 7: Visualización de los parámetros geométricos y externos en un tokamak con geometría toroidal. En ella se puede observar el radio mayor R_0 , el radio menor a , los campos magnéticos toroidales B_t y poloidales B_p , y la corriente del plasma que genera el campo magnético poloidal I_p (la corriente que genera el campo toroidal circula por el bobinado externo que rodea al tokamak, y no se encuentra representada en esta imagen) [23].

Además de estos parámetros dimensionales, se pueden incluir algunos adimensionales que no solo serán de ayuda para el posterior estudio de las leyes de escala, sino que varios de ellos poseen una relevancia e interpretación física importante. El primero de estos parámetros es la denominada *relación de aspecto*, según $A = \frac{R}{a}$. Este simplemente es un factor de simplificación geométrico, y que sirve para una identificación general de los reactores: la relación de aspecto permite distinguir entre distintas familias de reactores y es uno de los parámetros característicos que se da cuando se quiere identificar uno en particular. El siguiente parámetro adimensional es el *factor de seguridad*. Debido a que existen una componente de campo toroidal y una poloidal, las líneas de campo dentro del reactor siguen una trayectoria helicoidal. De esta manera, dada una posición en el plano poloidal de una línea de campo, ésta volverá a esa posición luego de un cierto $\Delta\Phi$ en el plano toroidal. Así, se puede definir el factor de seguridad q según $q = \frac{\Delta\Phi}{2\pi}$. Se puede ver entonces que el objetivo de este parámetro es medir cuántas vueltas en la dirección toroidal deben realizarse para que una línea de campo recupere su posición en la dirección poloidal.

Una visualización de un valor de $q = 2$ se puede ver en la figura 8:

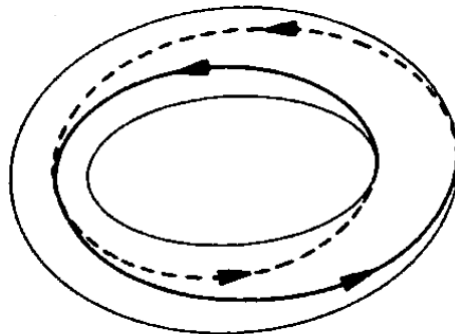


Figura 8: Esquematización de un valor $q = 2$. Siguiendo el inicio de la línea punteada (pared externa del toroide), se puede ver que tras una vuelta entera en el sentido toroidal la línea se encuentra en la pared interna. Luego, tras una segunda vuelta (línea delgada), vuelve a la posición poloidal original [20].

Usando la ecuación para las líneas de campo $\frac{Rd\phi}{ds} = \frac{B_\phi}{B_\theta}$, se puede obtener una expresión analítica según $q = \oint \frac{B_\phi}{RB_\theta} ds$, donde los subíndices ϕ y θ se corresponden con las componentes toroidales y poloidales, respectivamente. En el caso de una relación de aspecto grande y una sección eficaz circular, la expresión queda $q(r) = \frac{rB_\phi}{RB_\theta}$. Se puede ver entonces que el factor de seguridad provee la relación previamente mencionada entre la cantidad de vueltas que realiza el campo toroidalmente con respecto a poloidalmente.

El tercer y uno de los factores adimensionales más importantes a presentar es el β . Este factor surge naturalmente de la consideración de equilibrio hidromagnético. Para un estado estático, las ecuaciones 1 y 2 se encuentran vigentes:

$$\vec{\nabla}p = \vec{j} \times \vec{B} \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (2)$$

La ecuación 1 nos permite realizar algunas observaciones interesantes (para más detalle sobre estos comentarios, ver [1, cap.6, 188-190]). La primera y más evidente es que \vec{j} y \vec{B} son perpendiculares a $\vec{\nabla}p$. En segundo lugar, si tomamos un elemento de longitud ds en la dirección de las líneas de campo tenemos $\frac{\partial p}{\partial s} = 0$; de esta manera, si kT es constante, obtenemos que la densidad también lo es a lo largo de las líneas de campo, resultado altamente no trivial. En último lugar, esta ecuación permite ver que hay un balance entre la fuerza producida por el gradiente de presión y la fuerza de Lorentz, el cual produce una corriente que se puede obtener haciendo el producto $\vec{B} \times$ según

$$\vec{j}_\perp = \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla}P}{B^2} = (kT_i + kT_e) \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla}n}{B^2} \quad (3)$$

donde los subíndices i y e corresponden a iones y electrones, respectivamente. Esta corriente es la denominada **corriente diamagnética**, que es la corriente producida por el desvío en las velocidades de las partículas cargadas en presencia de un gradiente de presión.

Finalmente, sustituyendo la ecuación 2 en 1, se obtiene la ecuación 4:

$$\nabla(P + \frac{B^2}{2\mu_0}) = \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} \quad (4)$$

El miembro derecho de la ecuación 4 se anula en varios casos, lo cual implica que $p + \frac{B^2}{2\mu_0} = cte$. Esto es importante ya que, dado que $\frac{B^2}{2\mu_0}$ es la presión magnética, esta conservación establece un balance entre la presión termodinámica del plasma, contra la presión ejercida por el campo magnético confinante.

Con esta descripción en mente, se puede ver que una definición del parámetro β según $\beta = \frac{\sum nkT}{\frac{B^2}{2\mu_0}}$ es considerablemente intuitiva. En β se puede ver explícitamente la relación entre las presiones mencionadas previamente.

Se pueden armar dos valores de β distintos, uno toroidal (β_t) y otro poloidal (β_p), según qué campo magnético se utilice en la definición. Finalmente, la propuesta de estabilidad ideal del modelo MHD devuelve límites para estos betas, según $\beta_t \leq 0,15 \frac{a}{Rq_a}$ y $\beta_p \leq 0,15 \frac{Rq_a}{a}$. Estas cotas superiores surgen de la prevención de inestabilidades tipo "globo" debido a los límites que impone en la presión. En el diseño de un reactor, uno busca un valor de β lo más alto posible, ya que implica que o bien para un valor de campo magnético es posible confinar plasmas a mayor presión (o, equivalentemente, mayor temperatura), o bien para un plasma con una dada presión/temperatura es posible confinarlo con un campo magnético de menor intensidad, lo cual relaja un poco las restricciones a lo hora de generar campos magnéticos muy potentes, que suele ser uno de los factores que contribuyen fuertemente al estrés económico de la producción de un tokamak.

Finalmente, un parámetro interesante que vale la pena mencionar es la **elongación del plasma** (κ). La elongación se define como $\kappa = \frac{b}{a}$, en donde a representa el radio menor del plasma y b representa la altura de la columna de plasma con respecto al plano toroidal. Una esquematización del parámetro κ se puede ver en la figura 9:

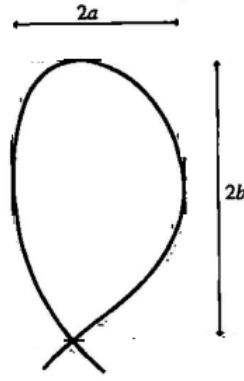


Figura 9: Visualización del plasma dentro del reactor de fusión. La altura de la columna \mathbf{b} parte del centro, ya que se mide con respecto al plano toroidal (\mathbf{a} también se mide desde el centro).

En la figura 9 se puede ver entonces cómo se mide el parámetro \mathbf{b} (naturalmente, como se mide desde el centro, la altura total aparece como $2\mathbf{b}$). Este parámetro se encuentra íntimamente relacionado con la relación de aspecto, aumentando a medida que la misma disminuye, y viceversa. A su vez, es un parámetro que favorece la estabilidad del proceso de fusión, ya que reduce la cantidad de partículas runaway que pueden impactar con las paredes del reactor a partir de la disminución del campo eléctrico total generado [14].

Otra característica importante a tener en cuenta en el estudio del funcionamiento de los tokamaks son los métodos de **calentamiento**. Estos métodos son de gran importancia ya que los gradientes de temperatura entre el plasma y las paredes del reactor generan grandes pérdidas de calor. Se suelen considerar tres tipos de calentamiento: el calentamiento óhmico, el calentamiento por inyección de haces neutros, y el calentamiento por radiofrecuencias.

El **calentamiento óhmico (OH)** se da, como el nombre lo indica, por la disipación óhmica producida por la resistencia intrínseca que tiene el plasma al flujo de una corriente toroidal, según $P_{\Omega} = \eta j^2$, con η la resistividad del plasma y j la densidad de corriente por unidad de volumen. Si bien este método es útil para obtener temperaturas de hasta 1 KeV (con $1eV = 11,600K$), la dependencia de la resistencia con $T_e^{-\frac{3}{2}}$ hace que sea un método ineficiente a temperaturas muy altas.

El **calentamiento por inyección de haces neutros (NBI)** consiste en, como el nombre lo indica, la inyección de un haz de partículas neutras dentro del plasma. Las colisiones con el plasma producen un intercambio de energía y momento que calienta el plasma.

El **calentamiento por radiofrecuencias (RFH)** se basa en la utilización de ondas electromagnéticas de radiofrecuencias para inducir su absorción por resonancia con distintos modos de oscilación del plasma. Este tipo de calentamiento tiene la ventaja de que se vuelve más eficiente con la temperatura y, debido a la presencia de gradientes de presión y densidad, las resonancias a inducir ocurren en regiones estrechas dentro del plasma y son por lo tanto más controlables. Las más comunes consisten en inducir una resonancia en la frecuencia de ciclotrón ($\omega_{ce,ci} = \frac{QB}{m_{e,i}}$), o en las denominadas *resonancia híbrida inferior (LHRH)*, donde $\omega_{ce} \leq \omega \leq \omega_{ci}$. De esta manera, el calentamiento se produce por amortiguamiento de Landau: si la velocidad de las partículas es menor a la velocidad de fase de la onda, éstas se acelerarán tomando energía de la misma y la onda se amortiguará (el caso inverso ocurrirá si las partículas tenían mayor velocidad que la de la onda en primer lugar). Naturalmente, este efecto ocurre para velocidades que, si bien por encima o por debajo de la velocidad de fase, no se encuentren muy lejos de la misma.

Otros parámetros muy importantes a considerar son los denominados **tiempos de confinamiento**, denotados con la letra τ . El tiempo de confinamiento se entiende como el tiempo que tarda en perderse una dada magnitud en ausencia de un reemplazo activo. Las magnitudes suelen corresponder, por ejemplo, a partículas o momentos, pero en esta subsección se comentará la de mayor interés en el caso de los reactores: la energía. Para esta breve explicación se utilizará la expresión de [3, ec. 4], pero cabe destacar que no es la única manera de presentar esta variable:

$$\tau_E = \frac{W_e + W_i}{P_{aux} + P_{\alpha} + P_{Ohm}} \quad (5)$$

donde P_{aux} es la potencia auxiliar que se utiliza en este experimento, P_α es la potencia generada por la emisión de partículas α durante el proceso de fusión, P_{Ohm} es la potencia generada mediante disipación óhmica, y $W_{e,i}$ es la energía de electrones o iones respectivamente. El tiempo de confinamiento es un parámetro crucial para la distinción de los modos de funcionamiento del reactor. Con la presencia de métodos de calentamiento adicionales al calentamiento óhmico, se pueden distinguir dos modos importantes en la física de los reactores: el modo-L y el modo-H. Los separaciones L y H provienen de la comparación de los tiempos de confinamiento entre ambos: el modo-L, que se corresponde con un estado en el que se encuentra más naturalmente el plasma, se caracteriza por tener tiempos de confinamiento bajos, mientras que el modo-H se relaciona con tiempos altos. Si bien la dependencia funcional con los parámetros del reactor suele ser similar [3], la diferencia consiste en que los tiempos del modo-H suelen ser entre dos y tres veces mayores que los del modo-L. De esta manera, el modo de alto confinamiento es un objeto de estudio de alto interés en la física de los reactores. Sin embargo, en este modo es usual encontrar una inestabilidad térmica denominada "modos localizados en el borde", o ELMs. Este tipo de inestabilidad se encuentra presente en la periferia del plasma y suele generar pequeños impulsos que emiten plasma hacia las paredes del reactor, que potencialmente puede generar daños en las mismas. Así se produce una disminución momentánea de τ_E que lo puede llevar a un modo-L, antes de que vuelva a un valor correspondiente a un modo-H, generando así una transición de la forma H-L-H. Debido a esto el estudio de modos intermedios, denominados modos-I, ha despertado interés, ya que los tiempos de confinamiento son similares a aquellos del modo-H pero los ELMs están ausentes [3].

Finalmente, vale la pena mencionar lo que se conoce como *región del manto*. Debido a las altas temperaturas que se manejan durante un proceso de fusión, y tanto la emisión de radiación como de partículas producto de dichas reacciones, las paredes del reactor y los bobinados que lo encierran corren el riesgo de sufrir daños considerables si éstos no son atenuados. La región del manto cumple precisamente ese propósito: es una región que se encuentra presente entre el plasma y las paredes/bobinados externos del reactor, y busca atenuar los efectos adversos que las constantes emisiones producto de la fusión puedan tener sobre los mismos. Un diagrama general de una región de manto se puede ver en la figura 10:

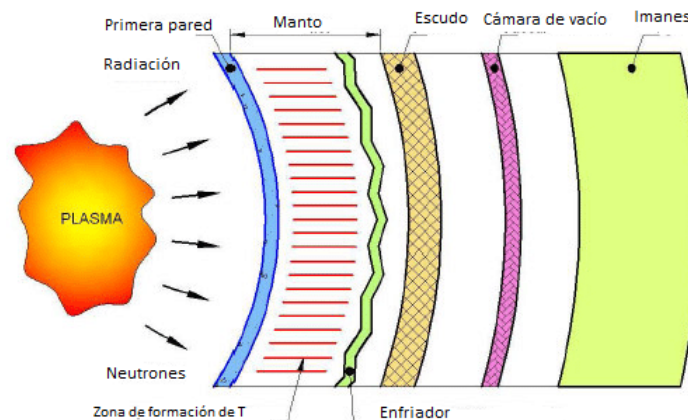


Figura 10: Esquemización de la región del manto, incluyendo el escudo protector y la cámara de vacío [21].

En la figura 10 se puede ver una esquematización de la región de manto. Se tiene la primera pared, que funciona como primera barrera de atenuación de la radiación y la emisión de neutrones procedentes del plasma. Luego viene el denominado manto, que es en general de un material que permita la generación de calor y tritio a partir de la interacción de neutrones que pasen la primera pared con Li^6 , según la reacción $Li^6 + n \rightarrow T + He^4 + 4,8MeV$. La idea de esta región es que no solo la energía sea absorbida en su camino hacia los imanes, sino que también sea utilizada para la obtención de más combustible para el funcionamiento del reactor. Inmediatamente después se encuentra el enfriador, que suele ser una capa de material que favorezca la disminución de la temperatura. Luego viene el escudo, que suele ser un material con principalmente una alta capacidad de absorción de neutrones. Finalmente, antes de los imanes se encuentra la cámara de vacío, para evitar la transmisión de calor hacia los mismos.

1.3. Limitaciones

El proceso de fusión dentro de un reactor no ocurre para cualquier valor arbitrario de los parámetros previamente mencionados, sino que se encuentra presente, en general, dentro de un rango determinado. La incapacidad de respetar estos rangos puede producir problemas graves como las denominadas **disrupciones**, durante las cuales se produce una caída en la temperatura del plasma, y tanto calor como partículas son emitidas fuera del confinamiento, lo cual puede conllevar también a la presencia de electrones *runaway* (es decir, que se desplazan fuera de control) que impactan con las paredes de la maquinaria y dañarla. Las disrupciones son generalmente producidas por crecientes inestabilidades en el sistema, por lo que es importante entender qué tipo de inestabilidades son asociadas con qué parámetros del reactor.

Uno de los parámetros importantes a la hora de considerar las inestabilidades es la corriente. Naturalmente, la presencia de dos campos magnéticos (uno toroidal y uno poloidal) implica la presencia de dos corrientes generadoras: una poloidal y una toroidal, respectivamente. Con respecto a la corriente poloidal (la circulante por el bobinado externo), hay que tener en cuenta dos consideraciones. En primer lugar, el límite en términos del estrés. Los bobinados sufren un estrés no solo producto del aumento de temperatura debido a la corriente circulante, sino que también se generará una fuerza de Lorentz proporcional al cuadrado del valor del campo magnético. En segundo lugar, hay que recordar que el campo magnético toroidal se encuentra presente en la expresión para el factor de seguridad, por lo que la corriente poloidal también cumplirá un rol a la hora del cumplimiento de la condición $q > 1$ previamente mencionada. También hay que tener en cuenta limitaciones con respecto a la corriente toroidal, previamente denominada como *corriente del plasma*. La corriente del plasma, a la cual nos referiremos como I_p , también cumple un rol importante en términos del factor de seguridad, ya que es la generadora del campo magnético poloidal. Una de las complicaciones más importantes que suele surgir de un aumento en la corriente del plasma es la denominada inestabilidad de Kruskal-Shafranov (conocida también como "kink"). El aumento de la corriente del plasma genera, consecuentemente, un aumento en el campo magnético poloidal. Dado que este campo es el responsable de la compensación de las derivas radiales generadas por la geometría toroidal del reactor previamente mencionadas, en el caso de que éste sea muy alto puede generar una deformación en la columna de plasma, ilustrada en la figura 11:

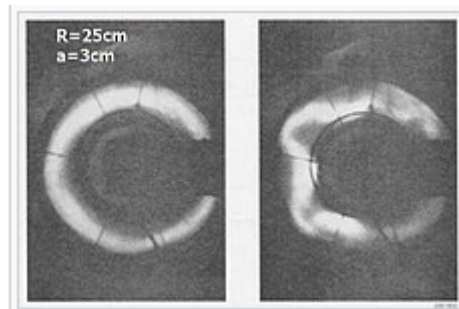


Figura 11: Deformación de la columna de plasma debido a la inestabilidad de tipo kink [22].

Esto ocurre cuando se supera el denominado **límite de Kruskal-Shafranov**, que indica que esta compensación entre ambos campos será estable siempre y cuando $q > 1$ (lo cual le da también una interpretación más intuitiva al nombre "factor de seguridad"). De esta manera, se ve que la dependencia inversa que tiene el factor de seguridad con el campo poloidal (y, por ende, con la corriente del plasma), puede conllevar a este tipo de inestabilidad si I_p crece descontroladamente.

Otro de los parámetros clave para la determinación de inestabilidades es la densidad. Por un lado, si la densidad no es lo suficientemente alta, la frecuencia de las colisiones tampoco lo es y es entonces incapaz de evitar la aceleración de electrones runaway. Esto produce una inestabilidad denominada **abanico**. En presencia de varios electrones runaway, es posible que se exciten resonancias de la forma $\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} = \pm\omega_{ce}$, donde el subíndice \parallel indica la dirección paralela a la trayectoria y ω_{ce} es la frecuencia del ciclotrón de los electrones, dada por $\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e c}$. En el marco de la mecánica cuántica, se puede analizar la variación en la energía de un electrón acelerado, suponiendo que pierde un cuanto de energía, con la relación $\delta\epsilon = \delta\epsilon_{\parallel} + \delta\epsilon_{\perp} = -\hbar\omega$. Usando la conservación de momento y, consecuentemente, que $\delta\epsilon_{\parallel} = -v_{\parallel}\hbar k_{\parallel}$, se obtiene finalmente a $\delta\epsilon_{\perp} = -\hbar(\omega - k_{\parallel}v_{\parallel})$. Se puede observar entonces que, cuando se excitan las resonancias con $\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} = -\omega_{ce}$, la energía transversal de los electrones aumenta, lo que genera una trayectoria de tipo abanico, como se puede ver en la figura 12:

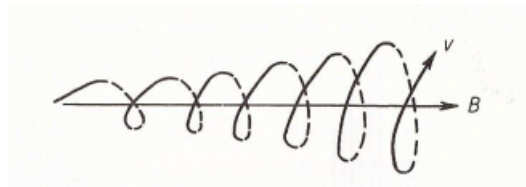


Figura 12: Trayectoria realizada por los electrones en la inestabilidad de tipo abanico [6].

El principal problema con este tipo de inestabilidad, como se mencionó previamente, es que la aceleración de los electrones produce el impacto contra las paredes del reactor, lo cual puede generar un daño considerable. De esta manera, es necesario trabajar por sobre una densidad crítica. Por otro lado, tampoco se debe trabajar con una densidad muy alta. Dado que el aumento de la densidad puede producir un aumento en la corriente del plasma, el límite superior de densidad también está asociado con las inestabilidades de tipo kink. A su vez, los procesos de radiación e intercambio de cargas (entre otros) en el borde del plasma se vuelven relevantes; si el plasma llega a presentar algún tipo de inestabilidad en este estado, es posible que se vea exacerbada y conduzca a disrupciones, que se comentarán al final de la sección y son precisamente lo que se busca evitar. La cota superior de la densidad se conoce como **densidad de Greenwald** (n_{GW}), y queda determinada según $n_{GW} = \frac{I_p}{\pi a^2}$, donde a se mide en m, I en MA y n en $10^{20} m^{-3}$.

Para una mejor visualización de estas limitaciones se puede realizar un gráfico, denominado **Diagrama de Hugill**, en el cual se representan las zonas posibles de funcionamiento del reactor en función de parámetros adimensionales representativos de corriente y densidad (una demostración de las expresiones vendrán más adelante, cuando se trate el análisis dimensional de los reactores). De esta manera, se arman las variables $\frac{1}{q_{eff}} = \frac{I}{I_c}$ y $M = \frac{\bar{n}_e R}{B_T}$, con R en m, B en T y n en $10^{20} m^{-3}$. De esta manera, se forman una corriente y densidad adimensional, respectivamente (esta segunda conocida como **número de Murakami**), a partir de las cuales se puede obtener un gráfico como el de la figura 13:

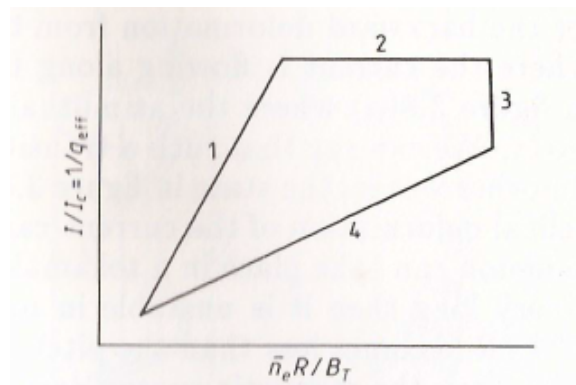


Figura 13: Gráfico de Hugill con los límites de operación del tokamak: 1-límite de electrones runaway; 2-límite de corriente; 3-límite de densidad de Murakami; 4-límite de Hugill [6].

donde I_c es la intensidad de corriente crítica y \bar{n}_e es la densidad electrónica media alrededor de la curva toroidal que cruza por $r = 0$. El límite de densidad de Murakami se corresponde con el valor que toma el número de Murakami cuando la densidad \bar{n}_e es la n_{GW} evaluada en la I_c . La recta del límite de Hugill se corresponde con los puntos en los cuales el número de Hugill, definido según $H = \frac{\bar{n}_e q_a R}{B_T}$ (con la misma consideración de unidades previamente estipulada), es constante. Este número, como veremos más adelante en el tratamiento del análisis dimensional, es una medida de la relación entre las pérdidas en el borde del plasma a causa de radiación y la potencia generada por disipación óhmica. La línea 1 en el diagrama se corresponde con el límite de los electrones runaway; como se mencionó previamente, de tener densidades pequeñas es posible que la falta de colisiones de los electrones no los frene y éstos colisionen con las paredes del reactor. La franja 2 del diagrama representa el límite de corriente del reactor. La corriente puede mantenerse en esta cota superior siempre y cuando la densidad no supere un valor crítico (correspondiente a la densidad de Greenwald). Llegado a ese valor límite de densidad, es necesario disminuir la corriente (franja 3), para reducir la probabilidad de inestabilidades, como por ejemplo las de tipo kink. Finalmente, la franja 4 representa la densidad límite a número de Hugill constante.

El otro parámetro que presenta una limitación es la presión. La presión está asociada con una inestabilidad de tipo globo, la cual ocurre debido a pequeñas perturbaciones en presencia de un gradiente alto de presión. La inestabilidad depende de la curvatura de las líneas de campo, como se puede observar en la figura 14:

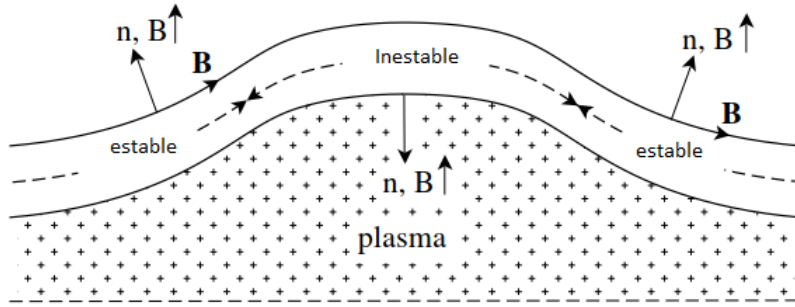


Figura 14: Esquemización del doblado de las líneas de campo magnético dentro de un plasma. La curvatura es inestable cuando es cóncava, y es estable cuando es convexa (siempre con respecto a la posición del plasma) [2].

La razón de esta condición de estabilidad es la siguiente. Observemos primero la figura 15, en donde se muestra una ilustración de una inestabilidad conocida como "tipo flauta", que ocurre cuando se produce una perturbación cuyo vector de onda es perpendicular a las líneas de campo magnético (o, análogamente, sus picos son paralelos a las mismas):

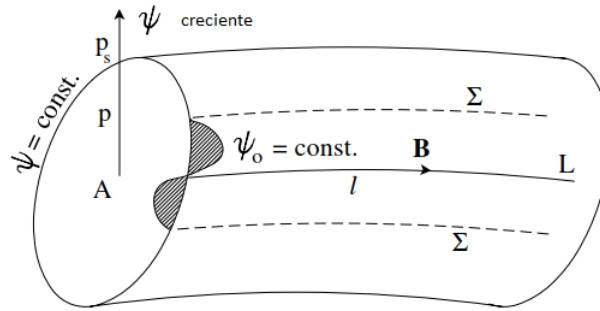


Figura 15: Inestabilidad de tipo flauta en una columna de plasma. Σ representa las líneas de campo que encierran una superficie de plasma de sección eficaz A , p y p_s la presión dentro y fuera de esta superficie, B el campo magnético y L la longitud de una línea de campo magnético tomada, y Ψ el flujo magnético [2].

Consideremos entonces el volumen encerrado por las líneas Σ , según:

$$V = \int A \cdot dl = \Psi_0 \int \frac{dl}{B} \quad (6)$$

ya que el flujo $\Psi_0 = AB$ es constante. Utilizando esto y definiendo $\theta = \int \frac{dl}{B}$, se puede expresar la variación del volumen debido a la inestabilidad cerca de L como

$$\delta V = \Psi_0 \delta \theta \quad (7)$$

Finalmente, como se considera un proceso isentrópico, para que se mantenga la estabilidad la presión por fuera del volumen denotado por Σ debe ser mayor a la presión adentro, es decir

$$(p_s - p) \delta \theta > 0 \quad (8)$$

La ecuación 8 es entonces la condición para que la perturbación presente sea estable. Ahora bien, como se puede ver en la figura 15, se producirá una variación en el valor del flujo magnético debido a la perturbación. Esto se ve ilustrado en la figura 16:

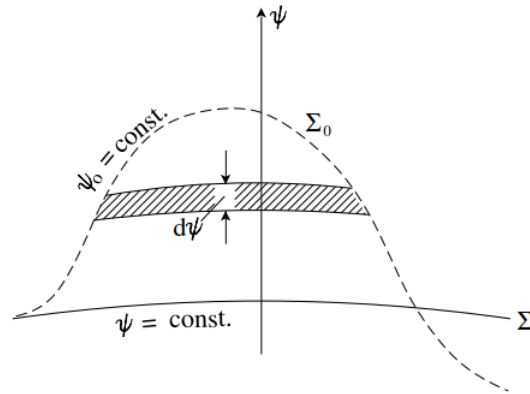


Figura 16: Variación del flujo en la dirección de los picos de la perturbación [2].

De esta manera, $\delta\theta$ se puede escribir según $\delta\theta = \int_{\Sigma_0 - \Sigma} (\frac{\partial\theta}{\partial\Psi}) d\Psi$. A su vez, $(p_s - p)$ se puede expresar como $\frac{\partial p}{\partial\Psi}$ ya que la presión crece hacia afuera del plasma. Así, ambos deben ser positivos para que se cumpla la condición de estabilidad. Sin embargo, en un plasma confinado normalmente la presión disminuye hacia afuera y, por lo tanto, $\delta\theta < 0$ debe cumplirse también (la intensidad del campo aumenta hacia afuera). Por último, combinando la ecuación 4 y utilizando 9:

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{B} \cdot \vec{\nabla} \vec{B} = \vec{\nabla}_{\parallel} \left(\frac{1}{2\mu_0} B^2 \right) + \frac{1}{\mu_0} \frac{B^2 \vec{n}}{R} \quad (9)$$

se obtiene

$$\vec{\nabla}_{\perp} \left(p + \frac{1}{2\mu_0} B^2 \right) = \frac{B^2 \vec{n}}{\mu_0 R} \quad (10)$$

con R el radio de curvatura de las líneas de campo y \vec{n} el vector unidad ortogonal a \vec{B} que apunta hacia al centro de dicho radio de curvatura. Lo que marca esta expresión es lo siguiente: cuando las líneas de campo de B son convexas *hacia* el plasma, entonces la intensidad del mismo disminuye hacia afuera y tiene una contribución negativa con respecto a θ , por lo que es estable, como se mencionó previamente (el caso contrario ocurre si son cóncavas hacia el plasma).

Por ello, de encontrarse presente un gran gradiente de presión es posible que las perturbaciones presentes en el plasma viajen a la zona exterior, incitando así la presencia de la inestabilidad (bien visible en la figura 14). Este ensanchamiento, que funciona como una disminución local del radio de curvatura de las líneas de campo de tamaño efectivo $\approx qR$ producido por el gradiente de presión $\approx \frac{p}{a}$, tratará de ser estabilizado por la tensión magnética $\approx \frac{B_T^2}{8\pi qR}$. De esta manera se puede establecer un límite para el factor $\beta = \frac{8\pi p}{B_T^2}$ tal que $\beta \approx \frac{a}{qR}$. Expresando q en términos de la intensidad según $q \approx \frac{B_T^2 a^2}{IR}$, se obtiene un valor de β crítico $\beta_c = gI_N$, donde $I_N = \frac{I}{aB_T}$ es la corriente normalizada y g es el denominador **factor de Troyon** que, si bien suele cambiar ligeramente con el factor de seguridad, el perfil de presión y la forma del plasma, se considera aproximadamente constante según $g = 0,03$.

Estos límites operacionales son capaces de culminar en lo que se conoce como **disrupciones mayores**. Una de las características de estas inestabilidades es la disminución repentina de la energía del plasma y las expulsiones de partículas y calor, que no solo produce naturalmente una disminución en la densidad sino que la violenta emisión puede dañar las paredes del reactor debido al impacto y al calor liberado. Este tipo de disrupciones pueden producir el total colapso de la columna de plasma y deben ser consecuentemente evitadas. Existen también las disrupciones menores, que comparten similares características con las mayores pero a menor escala, y sin ser una amenaza tan inminente para la estabilidad del plasma.

Por otro lado, como se mencionó en la subsección 1.2, una de las inestabilidades térmicas más importantes que se producen en la transición del modo-L al modo-H son las denominadas ELMs. Estos son modos de oscilación que ocurren en el borde del plasma y producen una transición periódica entre el estado H y el estado L, con una frecuencia que depende del valor de la potencia auxiliar utilizada. Los ELMs no solo reducen el tiempo de confinamiento energético en aproximadamente 15 %, sino que también producen impulsos energéticos

que pueden dañar las paredes del reactor. Los ELMs se caracterizan por un aumento en la densidad cerca de la región límite del plasma (con el cociente $\frac{r}{a} \approx 0,9$), y una disminución en la parte central. De esta manera, los gradientes generados en el plasma generan una fuerza hacia el interior, que lleva al sistema a su estado inicial y así el proceso se repite. Hay distintos tipos de ELMs. De tener una potencia auxiliar apenas por encima del límite requerido para la transición L-H, se producen inestabilidades de baja amplitud y alta frecuencia, llamadas III ELMs. Si la potencia es mucho mayor que la límite, se obtienen inestabilidades de mayor amplitud y menor frecuencia, llamadas I ELMs. Entre estas dos potencias el sistema se encuentra libre de ELMs, aunque no suele ser el caso en el que trabajan los reactor de fusión, ya que tienen que darse las condiciones justas para que no se produzca la transición de vuelta al modo-L y que no se generen inestabilidades de otro tipo (por ejemplo de globo), que suele ser el caso en la presencia de ELMs. Los ELMs son un problema importante que presenta el diseño de un reactor debido a las ventajas en términos de tiempo de confinamiento que provee un modo-H, convirtiéndolo en el modo de operación más atractivo. Por ende, la búsqueda de alternativas para la mitigación o la supresión de este tipo de inestabilidades tiene mucha importancia en la actualidad.

2. Leyes de escala

Con una introducción tanto a la física del plasma como a la de los tokamaks particulares, queda pendiente el trabajo de relacionar todos los parámetros previamente mencionados para así generar un entendimiento más concreto del rendimiento de un reactor. Una manera útil de analizar dicho rendimiento es mediante la elaboración de distintas leyes de escala. A partir de ellas se puede entender la dependencia que tienen las variables claves, como P_{fus} y τ_E , con los parámetros característicos del reactor. Para ello es importante realizar, en primer lugar, un estudio dimensional de los parámetros disponibles para la elaboración de tales leyes. En esta sección se realizará una introducción al tratamiento dimensional de las variables pertinentes para el diseño de un reactor. Luego, el estudio se enfocará en particular hacia el estudio del reactor internacional conocido como DEMO; un breve comentario de los códigos que utiliza para el desarrollo de las leyes de escala será introducido, a su vez como distintas expresiones para las mismas obtenidas en [3].

2.1. Análisis dimensional

Una manera de realizar un estudio de la dependencia de las variables importantes (como por ejemplo la potencia entregada o el tiempo de confinamiento energético) en términos de los parámetros previamente mencionados es a partir del análisis dimensional. Para este tipo de problemas, vale la pena recordar el Teorema II, ya que es el teorema fundamental del análisis dimensional. El teorema indica que, dada una función con n cantidad de variables cuyas dimensiones pueden expresarse en términos de k magnitudes físicas fundamentales, entonces la función adimensionalizada depende de $n-k$ números adimensionales a partir de dichas variables dimensionales. La lista de parámetros dimensionales que, a priori, son relevantes, es: a , R , B_T , B_p , m_i , m_e , e , c , n , T . En este caso c es la velocidad de la luz y n , T son valores medios de densidad y temperatura, respectivamente.

Con estos diez valores dimensionales pueden entonces obtenerse siete parámetros adimensionales. Cuatro de ellos salen inmediatamente: A , q y β de lo discutido previamente, y la relación de masas $\frac{m_e}{m_i}$. Uno de los tres parámetros restantes se corresponderá con la aproximación de gas ideal, y se lo denotará con N_D . N_D representa la cantidad de partículas dentro de la esfera de Debye. Si $N_D \gg 1$, entonces se considerará al plasma como un gas ideal, ya que la energía cinética es mucho mayor a la energía potencial. Finalmente el parámetro queda determinado según $N_D \propto n \left(\frac{T}{e^2 n}\right)^{\frac{3}{2}}$.

El segundo parámetro utilizado se corresponderá con la relación entre el tamaño del sistema y una longitud característica del plasma. Como longitud característica se puede utilizar la relación $\Lambda = \frac{c}{\omega_{pe}}$. El denominador ω_{pe} es la frecuencia de oscilación que poseen los electrones dentro del plasma. Usando la definición de ω_{pe} de [1, capítulo 4, pp. 81], se obtiene $\Lambda = \sqrt{\frac{m_e c^2}{4\pi e^2 n}}$. Así, se obtiene el parámetro adimensional $\Pi = \frac{a^2}{\Lambda^2}$ que, con $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$ el radio clásico del electrón, resulta $\Pi = 4\pi n a^2 r_0$.

Finalmente, el tercer y último parámetro se corresponderá con un factor de disipación que contendrá a la frecuencia entre colisiones. Este último parámetro será la frecuencia efectiva entre colisiones derivada del marco neoclásico, según $\nu^* = \frac{r}{R} \frac{qR}{\lambda}$, con λ el camino libre medio entre colisiones. Dado que hay una dependencia con r no solo explícita, sino que además $q(r)$ y $\lambda(r)$ son parámetros locales, se tomará un valor medio en esta variable y se la denotará $\bar{\nu}^*$.

De esta manera el conjunto de siete parámetros adimensionales obtenidos define unívocamente el reactor. Sin embargo, dado que las condiciones normales de funcionamiento requieren temperaturas y densidades muy altas, el factor $N_D^{-1} \rightarrow 0$ y, por ende, no suele ser considerado dentro del conjunto de parámetros de identificación del reactor. Esto naturalmente lleva a la necesidad de tener un parámetro libre a elección, y define una familia de reactores que se definen por compartir los otros seis parámetros adimensionales fijos (esto puede extenderse a casos donde otros de los parámetros sean descartables, pero el límite de N_D suele ser el más común).

Estos parámetros y expresiones se obtuvieron en el caso de que no se considerasen los procesos atómicos dentro del plasma, es decir que la energía emitida por radiación no fuese lo suficientemente alta. En el caso de que esto sea así, se debe incluir el nuevo parámetro dimensional $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, donde h es la constante de Planck. En consecuencia, es posible obtener un nuevo parámetro adimensional. Dado que ahora se está considerando la radiación emitida por los procesos atómicos, el parámetro adimensional que se buscará será la relación entre la potencia perdida mediante estos procesos y la potencia obtenida mediante el calentamiento óhmico. Para ello, se necesitan expresiones para ambos tipos de potencia. Es útil introducir las unidades atómicas de longitud, velocidad y energía, según:

$$r_a = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \quad v_a = \frac{e^2}{\hbar} \quad \epsilon_a = \frac{m_e e^4}{\hbar^2} \quad (11)$$

Para continuar, se considerará que el plasma se encuentra a una temperatura $T \approx \epsilon_a$. Así, se tendrá un plasma compuesto por un gas totalmente ionizado y un gas no ionizado, donde se puede suponer que la densidad de partículas ionizadas y no ionizadas es del mismo orden de magnitud y aproximadamente \bar{n} , es decir, la densidad media del plasma. Supongamos que la potencia por disipación óhmica por unidad de volumen es $P_{OH} = \eta j^2$. La corriente y la resistividad se pueden entonces expresar según:

$$j = \frac{c B_T}{q_a R} \quad \eta = \frac{m_e v_{ei}}{e^2 n} = \frac{L \hbar^3}{m_e e^4} F(T_*) \quad (12)$$

con v_{ei} la frecuencia de colisión electrón-ion, $T_* = \frac{T}{\epsilon_a}$ una temperatura adimensional, F es un factor cercano a la unidad para $T_* \approx 1$ y decreciente según $T_*^{-\frac{3}{2}}$ para temperaturas más altas. Finalmente, L es un logaritmo de Coulomb del orden de 10 que proviene de tener en cuenta el alcance a largos rangos de la interacción Coulombiana [6]. De esta manera, se obtiene una potencia óhmica según:

$$P_{OH} = \frac{c^2 B_T^2}{q_a^2 R^2} \frac{L \hbar^3}{m_e e^4} F(T_*) \quad (13)$$

Por otro lado, la potencia debido a la emisión por radiación se puede escribir como

$$P_{rad} = n^2 r_a^2 v_a \epsilon_a G(T_*) = n^2 \frac{e^2 \hbar}{m_e} G(T_*) \quad (14)$$

con G manteniendo unas dependencias similares a F . Se puede ver entonces que la dependencia con n^2 que tiene la potencia de radiación hace que, para densidades lo suficientemente altas, la potencia emitida por estos procesos se volverá comparable, o incluso mayor, a la obtenida debido a disipación óhmica. Así, tomando el cociente entre ambas, se obtiene

$$\frac{P_{rad}}{P_{OH}} = H^2 \frac{G(T_*)}{F(T_*)} \quad (15)$$

con $H = \frac{e \gamma n q_a R}{B_T \sqrt{L}}$, y $\gamma = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$. Entonces, alrededor de T_* se ve que la relación entre potencia de radiación y potencia a causa de la disipación óhmica dependen cuadráticamente con H , ya que el cociente $\frac{G}{F}$ es cercano a la unidad si se trabaja en T_* . El parámetro H es el denominado **número de Hugill**, y se puede expresar según $H = \frac{n q_a R}{B_T}$ (tomando $L = 12,3$). Se puede ver que de este número surge el número de Murakami introducido previamente, según $M = \frac{H}{q_a}$. Está claro entonces la relación que tiene el número de Hugill con las limitaciones mencionadas en términos de la densidad y la corriente, debido a su dependencia lineal con la primera y con el factor de seguridad.

2.2. Leyes de escala en DEMO

2.2.1. Mención de los códigos

En primer lugar, cabe hacer una mención acerca de los códigos que se utilizaron en [3] para la elaboración de las leyes de escala, ya que éstas serán las de referencia para el resto del trabajo. La importancia de estos programas es que permiten la resolución numérica de las ecuaciones gobernantes y, consecuentemente, poder ajustar exponentes en los parámetros de los cuales dependerá la variable a escalar. En el caso particular de DEMO (uno de los proyectos de fusión a futuro más importantes en la actualidad) se utilizaron los códigos ASTRA y TGLF.

ASTRA es una herramienta de cálculo computacional que permite la simulación de procesos de descargas en tokamaks. Este no es un programa ya definido que uno simplemente corre, sino que es una herramienta para elaborar un código en función de los parámetros necesarios, lo cual lo hace más versátil ya que es flexible ante distintos escenarios de plasmas confinados magnéticamente. Una característica interesante que presenta el código generado es que puede correrse de manera *activa* y de *fondo*. La corrida activa es una forma interactiva de utilizar el programa. A medida que se va resolviendo el problema introducido, se van mostrando los resultados y la evolución de los parámetros. Esto permite no solo un control de los mismos a medida que la simulación toma lugar, sino que también permite el frenado y modificación de los parámetros a medida que el código sigue corriendo. Por otro lado, los cálculos realizados de fondo no permiten esta interacción con el usuario y suelen ser utilizados para cálculos rutinarios o que consuman mucho tiempo. Este código es muy utilizado en la actualidad ya que permite utilizar expresiones analíticas para parámetros de alto interés en la física de los tokamaks: fórmulas para la corriente y el campo magnético, las ecuaciones de equilibrio, las ecuaciones de transporte, entre muchas otras propiedades fundamentales [16].

Como complemento al código ASTRA se encuentra el TGLF, de sus siglas en inglés *trapped gyro-Landau-fluid*. El objetivo de este código es permitir el estudio de flujos turbulentos principalmente debido a la deriva producto de los modos tipo globo, con una mayor precisión del análisis de partículas confinadas que su predecesor, el GLF23. El programa se encarga de la obtención de los autoestados (modos de oscilación) de iones y electrones, sus gradientes de temperatura y cuándo se producen sus inestabilidades de tipo globo. Si bien la predicción de las turbulencias en la escala temporal del transporte es computacionalmente muy demandante y, en consecuencia, se utilizan modelos reducidos que se ajustan a simulaciones no lineales [11], TGLF contempla una gran cantidad de características como los iones confinados, colisiones, cizalla magnética, la deriva $\vec{E} \times \vec{B}$, la geometría del plasma, entre otros. A su vez, este código también permite el estudio de inestabilidades por gradientes de temperatura del plasma (ITG) y gradiente de temperatura electrónica (ETG). De esta manera, TGLF permite computar los flujos de calor y partículas debido a las turbulencias, lo cual lo hace muy adecuado para el estudio de DEMO.

Ambos códigos son de gran importancia a la hora de la obtención de las leyes de escala, y por ende una mención de la idea básica de la física que tratan es importante. Sin embargo, como no se utilizaron concretamente en este trabajo, no se hará una explicación detallada de su funcionamiento. Para ello, se pueden ver [16] y [17].

2.2.2. Las leyes

Las leyes de escala que se utilizarán en esta sección son las obtenidas en [3]. A continuación se presenta una explicación del proceso realizado en dicho trabajo para su obtención. Los parámetros generales utilizados son $I_p = 17,75MA$, $B = 5,8T$, $R = 9m$, $a = 2,9m$ y, finalmente, $A = 3,1$. La reacción a considerar es deuterio-tritio (DT), con una fracción de Helio fija de 8,7% (si bien la cantidad de Helio requiere la resolución de una ecuación autoconsistente debido a su generación a partir del proceso de fusión, se utiliza como un porcentaje fijo). El efecto de las impurezas sobre el transporte no se tuvo en cuenta y simplemente se lo tomó como un factor de dilución.

Para la determinación de una ley de escala se realizaron barridos en distintos parámetros y sus posteriores ajustes mediante cuadrados mínimos para obtener los exponentes que se correspondiesen con los valores experimentales. Los barridos de los parámetros internos se realizaron con la temperatura y la densidad en el límite entre la columna de plasma y el comienzo de la cámara de vacío ubicada entre ella y las paredes del reactor (con una fracción $0,9 \leq \frac{r}{a} \leq 1$). La temperatura de referencia es $T_0 = 5,5keV$ (valor obtenido en una referencia del trabajo, [15], a partir de cálculos de estabilidad), y se realizó un barrido entre $3,5keV \leq T_0 \leq 6,2keV$. Se tomaron estos valores porque son los usualmente presentes en los modos H e I en DEMO. Para la densidad, se realizó un barrido de $0,8n_{GW} \leq n_0 \leq 0,9n_{GW}$, naturalmente para no superar el límite de Greenwald por las razones mencionadas en la sección 1.3. También se realizaron barridos en la potencia auxiliar y la potencia

de radiación, según $0MW \leq P_{aux} \leq 100MW$ y $30MW \leq P_{rad} \leq 235MW$ respectivamente. A la potencia de radiación, cuyo valor se debe a la contribución debido a radiación de Bremsstrahlung y de ciclotrón, se la ajusta para poder simular el efecto que producen las impurezas presentes en el plasma (y así no tener que resolver las ecuaciones para las mismas). Finalmente, los barridos en los parámetros geométricos y externos se realizaron entre $16MA \leq I_p \leq 19MA$, $5,8T \leq B \leq 6,2T$, $8,5m \leq R \leq 9m$ y $2,9m \leq A \leq 3,1m$. Los valores de corriente se establecieron en función de la generación de inestabilidades y de la tensión de los bobinados (cabe aclarar que una alternativa para aumentar este límite es fabricar un tokamak en forma de "D", lo cual reduce las derivas debido al $\vec{\nabla}B$).

De esta manera, se realizaron los barridos en determinadas variables manteniendo las otras constantes, y luego se ajustaron a una función de la forma $f = C_0 C_1^{a_1} \dots C_M^{a_M}$, donde los C son coeficientes que representan los parámetros que fueron ajustados. De esta manera, se presenta la primera ley de escala para la potencia de fusión [3], según

$$P_{fus} = 0,053 \left(\frac{n_0}{n_{GW}} \right)^{2,29} T_{0,e}^{0,94} R^{-0,73} B^{1,23} e^{0,004(P_{aux}-0,2P_{rad})} I_p^{2,4} A^{1,08} \quad (16)$$

Algunos comentarios acerca de esta ley. Los parámetros P_{rad} y P_{aux} se miden en MW y se encuentran adimensionalizados con el coeficiente que los precede, y su dependencia exponencial se debe a que se tomaron los coeficientes correspondientes como exponencial $C_m = e^{P_{rad}}$ y $C_{m+1} = e^{P_{aux}}$. La diferencia entre el factor 0,2 que multiplica a P_{rad} se debe a que la radiación actúa principalmente en el borde del plasma donde fueron impuestas condiciones de contorno, y entonces no debería influir tanto en la potencia de fusión obtenida (al contrario que P_{aux} , que actúa sobre toda la distribución radial de la columna de plasma).

La ecuación 16 presenta entonces la dependencia de la potencia de fusión en términos de varios de los parámetros característicos mencionados en la subsección 1.2. Una cuestión interesante a remarcar de esta ley es la dependencia con el radio mayor. A primera vista, parecería raro tener una dependencia con un exponente negativo en R. Esto se debe a lo siguiente. Al aumentar al radio mayor, como se busca trabajar a factor de seguridad constante y a intensidad de corriente del plasma constante, recordando que $q = \frac{aB_\theta}{RB_\phi}$, entonces el radio menor tiene que aumentar. Si el radio menor aumenta entonces el límite de Greenwald disminuye, y a fracción de Greenwald constante esto hace que la densidad del plasma deba disminuir, dándole más sentido a la disminución de P_{fus} con el aumento de R. Teniendo en mente entonces que trabajar a valores de q constantes es importante, se puede expresar esta ley es a partir de la utilización del factor de seguridad $q = \frac{2\pi RB}{\mu_0 I_p A^2}$. De esta manera, es posible reescribir la ecuación 16 como

$$P_{fus} = 25 \left(\frac{n_0}{n_{GW}} \right)^{2,29} T_{0,e}^{0,94} q^{-2,4} R^{1,67} A^{-3,7} B^{3,63} e^{0,004(P_{aux}-0,2P_{rad})} \quad (17)$$

Naturalmente, las ecuaciones 16 y 17 son totalmente equivalentes [3]. Con estas expresiones en mente, ya es posible realizar estimaciones de los valores de potencia de fusión. Ahora sí, la dependencia con el radio mayor refleja que, al aumentarlo y tener un factor de seguridad constante, la corriente debe aumentar. A su vez, aumentar el radio mayor manteniendo la relación de aspecto constante permite un aumento en la potencia de fusión obtenida, aunque al precio de aumentar el tamaño del reactor considerablemente, ya que también se tiene que aumentar el radio menor de manera proporcional al mayor para mantener la relación de aspecto constante. De esta manera, modificaciones con esta orientación no son las más eficaces ya que implican un aumento extensivo de maquinaria y eso reduce la capacidad de comercialización y la practicidad del reactor. Sin embargo, se puede observar que debido a que el exponente que acompaña a la relación de aspecto no solo es negativo, sino que también es dos veces más grande que el que acompaña al radio mayor, se podría pensar en la posibilidad de un diseño que permitiese mantener el radio menor fijo pero disminuir el radio mayor lo cual debería, de poder mantenerse el factor de seguridad constante, aportar positivamente a la potencia de fusión obtenida. Un estudio de la viabilidad de dichos diseños se discutirá en las secciones 3 y 5.1.

A partir de la ley de escala obtenida, un barrido interesante para la interpretación del proyecto puede realizarse en la presión [3] (o análogamente, en densidad), ya que permite estimar la cantidad necesaria de combustible para obtener una potencia de salida relevante. Para ello se realizaron barridos en la fracción de Greenwald entre $0,5 \leq \frac{n_0}{n_{GW}} \leq 1$ para una temperatura fija $T_0 = 6keV$, y se obtuvieron así los gráficos 17a y 17b [3]:



Figura 17: Potencia de fusión en función de la presión a partir de un barrido en la densidad de Greenwald de $0,5 \leq \frac{n_0}{n_{GW}} \leq 1$, para valores de campo magnético 5,4T (naranja), 5,8T (rojo) y 6,2T (negro), con $A = 3,1$ (izq) y $A = 2,7$ (der) [3].

En las figuras 17a y 17b se puede ver la potencia de fusión en función de la presión para valores de relación de aspecto de 3,1 y 2,7 respectivamente. Inmediatamente se ve cómo la disminución de la relación de aspecto permite obtener valores de P_{fus} considerablemente mayores. A su vez, se puede observar que la potencia de fusión para DEMO tiene valores muy prometedores. Por ejemplo para un valor de $p = 1,4 \cdot 10^5 Pa$ se obtiene una potencia de fusión de 2800MW y 1700MW para $A = 2,7$ y $A = 3,1$ respectivamente, con una fracción de Greenwald $\frac{n_0}{n_{GW}} = 0,9$. Cabe aclarar que la potencia obtenida a partir de estas leyes de escala no represente la totalidad de la energía neta que se tendrá disponible su utilización. Ésta debe luego convertirse en energía eléctrica, proceso que en general presenta un rendimiento de 25%. Más sobre estas consideraciones y el potencial rendimiento del reactor, definido como $Q = \frac{P_{elec}}{P_{aux}}$, se discutirá en la sección 3.

Las ecuaciones 16 y 17 representan las leyes de escala en el denominado modo-H. Sin embargo, como se mencionó previamente, este modo tiene la particularidad que da lugar a inestabilidades de tipo ELMs. Para evitar este problema, es interesante considerar cómo varía la potencia de fusión obtenida dentro de, por ejemplo, un modo-I, en el cual estas inestabilidades no se encuentran presentes. Para ello se desarrolló en [3] una ley de escala para el tiempo de confinamiento energético τ_E y, consecuentemente, para el factor H del reactor. El factor H determina cómo es el aumento del rendimiento de un reactor de fusión al pasar de un modo de funcionamiento tipo L a uno tipo H. Éste se encuentra definido según $H = \frac{\tau_E}{\tau_E^{IPB98}}$, donde τ_E^{IPB98} es el tiempo de confinamiento energético para un reactor de referencia [3]. De esta manera, el factor H representa cómo es el τ_E del reactor en relación con uno de referencia. Se obtuvo así una ley de escala para H según

$$H = 0,33 \left(\frac{n_0}{n_{GW}} \right)^{-0,13} p^{0,49} R^{-0,27} B^{-1,21} e^{-0,0003(P_\alpha + P_{aux} + P_{rad})} q^{1,30} A^{1,41} \quad (18)$$

Finalmente, reescribiendo la ecuación 17 para reemplazar temperatura por presión e introduciendo la ecuación 18, obtuvieron una expresión para la potencia de fusión que involucrase al factor H según

$$P_{fus} = 50,7 \left(\frac{n_0}{n_{GW}} \right)^{1,81} H^{2,15} R^{3,55} B^{5,64} e^{0,0052 P_{aux}} e^{-0,0015 P_{rad}} q^{-4,43} A^{-7,4} \quad (19)$$

Con esta ley de escala, se realizaron barridos en R para los distintos modos, los cuales se pueden ver representados en la figura 18:

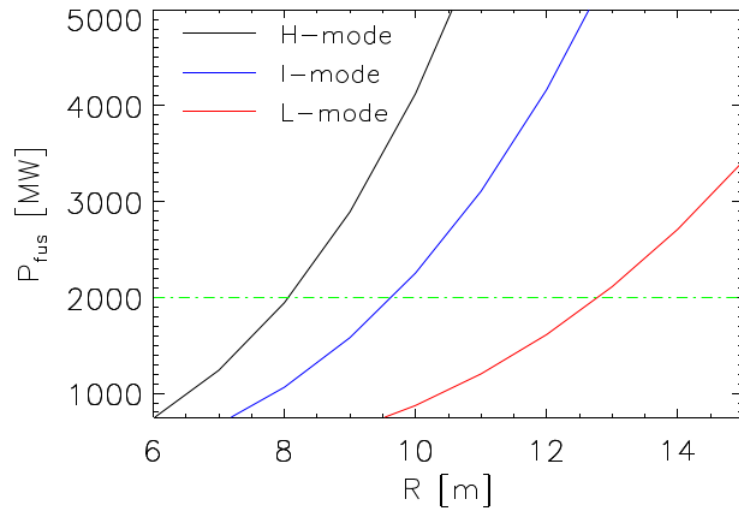


Figura 18: Variación de la potencia de fusión en los modos L (rojo), I (azul) y H (negro) en función del radio mayor R [3].

El modo-H se corresponde con un valor $H = 0,9$, el modo-I con $H = 0,8$ y el modo-L con $H = 0,5$. Tanto el modo-I como el modo-L suelen tener lugar para fracciones de Greenwald menores a las utilizadas para un modo-H; en este caso particular, se considera un valor de $\frac{n_0}{n_{GW}} = 0,75$. Se puede ver cómo el modo-I aparentaría ser capaz de generar la misma potencia que el modo-H, a costas de un aumento de tamaño considerable, por ejemplo necesitando casi $2m$ más de radio mayor en el modo-I si uno quisiese generar $2000MW$ de potencia. Si bien esto tiene consecuencias considerables en relaciones al costo total del reactor (una discusión más en detalle de la dependencia del costo con los parámetros geométricos se encuentra en 3), es interesante la consideración del trabajo en un modo-I ya que reduce el problema no trivial de los ELMs que, dado que tienen lugar en la periferia del plasma, son unos de los principales causantes de daño de la infraestructura del reactor.

3. Diseño de un reactor

Como se observó hasta ahora, el proceso de diseñar un Tokamak que no solo sea capaz de mantenerse en un estado estacionario (desde un punto de vista MHD), sino que a su vez pueda devolver un rendimiento suficiente para su comercialización, es una tarea más que complicada. En esta sección se buscará explicar, a partir de las limitaciones explicadas con anterioridad y las leyes de escala, el paso de paso de las consideraciones a tener en cuenta para el diseño y fabricación de un reactor. Luego, se realizarán barridos en algunos parámetros fundamentales para el análisis de las distintas combinaciones que podrían otorgar valor de P_{fus} deseables. Finalmente, se comentarán propuestas alternativas en función de las distintas combinaciones de parámetros obtenidos, asegurándose de respetar las limitaciones previamente mencionadas.

3.1. Limitaciones a considerar

Como se discutió en la sección 1.3, hay varios límites a considerar a la hora de la planificación de una operación estable. Los límites pueden surgir ya sea de condiciones físicas consecuencia de la física del plasma en sí (principalmente evitar la presencia de inestabilidades), o bien pueden ser limitaciones con características más ingenieriles, como puede ser el estrés que sufren los bobinados debido a la circulación de corriente o la resistencia de la infraestructura del reactor ante la presencia de radiación y la colisión de partículas con la misma. Dentro de las limitaciones físicas, se pueden destacar tres de gran importancia en el marco de física del plasma: el límite de Greenwald, el límite de Troyon y, finalmente, las limitaciones con respecto a inestabilidades de tipo kink (principalmente, las relacionadas al factor de seguridad). De esta manera, se puede estudiar el desempeño de un posible reactor a partir de los límites impuestos en sus respectivos parámetros físicos fundamentales: presión (o β), densidad y corriente.

Para entender cómo la variación de los distintos parámetros afecta a cada uno de estos límites, se utilizarán las expresiones matemáticas para los mismos y, comparando con las leyes de escala de DEMO previamente presentadas, se intentará determinar si es viable cumplir con todas estas limitaciones en simultáneo y mejorar la potencia de fusión obtenida. Para ello es útil recordar las expresiones para la densidad de Greenwald $n_{GW} = \frac{I_p}{a^2\pi}$ y el límite de Troyon $\beta_c = \frac{qI}{aB_T}$ respectivamente. Para las inestabilidades de tipo kink, recordamos la condición impuesta sobre el factor de seguridad $q > 1$ en cada zona dentro del reactor. Así, utilizamos la expresión para el factor de seguridad según $q = \frac{2\pi a^2 B_0}{\mu_0 R_0 I_p} \left(\frac{1+\kappa^2}{2}\right)$. Una aclaración con respecto a esta expresión del factor de seguridad. En este caso, se utilizó la fórmula presentada en [12], que difiere de la previamente mencionada ya que posee un término con la elongación del plasma, representada por la letra κ . Si bien este término ($\frac{1+\kappa^2}{2}$) no se encuentra en la expresión previamente expuesta, es necesario agregarlo para obtener valores consistentes de intensidad de corriente del plasma en comparación a los encontradas en internet de DEMO. De esta manera, para esta sección, se utilizará la expresión de q que sí posee este término. A simple vista se puede ver una de las dificultades presentes en la consideración de estos límites. Dado que el límite de Greenwald y el límite de Troyon indican cuáles son la densidad y el β máximos en el reactor, naturalmente un objetivo sería intentar maximizar estos valores. En el caso particular de β , se le atribuirá un mínimo de 0,05 (5%), ya que se considera a este como el valor mínimo para un funcionamiento económicamente viable. Por otro lado, en el caso del factor de seguridad, también se busca aumentar su valor ya que uno busca la condición en términos de una cota inferior (en este caso, el valor es 1). Sin embargo, observando las dependencias de estas variables con los parámetros del reactor, surge un problema: las dependencias de los primeros dos límites mencionados con el radio menor y la corriente (se consideran estos dos ya que son los únicos presentes en n_{GW}) son similares (directamente con I , e inversamente con a o a^2); por otro lado, el factor de seguridad depende directamente con a^2 e inversamente con la corriente. De esta manera, es evidente que la satisfacción de todas las condiciones en simultáneo no es una tarea sencilla: de hecho, es uno de los principales problemas hoy presentes en el diseño de reactor de fusión. Pensemos estos límites en términos del radio menor. Tanto el límite de Greenwald como el de Troyon se ven afectados positivamente ante una disminución del radio menor, como es evidente de su relación de dependencia, mientras que el factor de seguridad disminuye. A su vez, recordando la expresión para la P_{fus} de la ecuación 16, la dependencia con la relación de aspecto era $\propto A^{1,08}$. Como en general se trabaja a fracción de Greenwald constante, la disminución del radio menor en efecto sería útil con el fin de aumentar la potencia de fusión. De esta manera, habría que encontrar una combinación ideal de los parámetros que permitiesen disminuir el radio menor pero manteniendo la condición de factor de seguridad constante, que es una importante condición a mantener con respecto a la estabilidad del reactor. El radio menor tampoco puede disminuirse arbitrariamente, ya que las leyes de escala presentadas no funcionan para reactores de cualquier escala, como por ejemplo el ASDEX Upgrade [3]. De esta manera, siempre hay que tener cuidado de hacer variar los parámetros pero no alejándose mucho de los de referencia que presenta DEMO.

Por otro lado, para tratar de mantener la condición de un factor de seguridad constante, se puede considerar la dependencia de los parámetros con la corriente del plasma. Tanto n_{GW} y β_c dependen linealmente con la corriente del plasma, por lo que un aumento sería productivo en estos términos. Sin embargo, el factor de seguridad disminuye. Ahora bien, de mantener el radio menor fijo, uno podría disminuir el radio mayor del reactor para balancear el aumento de la corriente del plasma y mantener el factor de seguridad constante. No solo eso, sino que incluso un aumento en la elongación del plasma κ daría un poco más de margen sobre los primeros dos parámetros. Esto puede conseguirse mediante la utilización de un Tokamak esférico. La utilización de un reactor con geometría esférica produce un aumento en la elongación y una disminución en la relación de aspecto (la segunda suele provenir de una disminución del radio mayor), lo cual en efecto también aumenta lo que se conoce como *triple producto*, según $nT\tau_E$. Este producto también da una idea del rendimiento del reactor,

similar a la P_{fus} . Veamos brevemente por qué es esto. Como se viene discutiendo, lo importante a la hora del diseño de un reactor de fusión es que la energía entregada sea mayor a la requerida para su funcionamiento. Recordando la reacción D-T de la subsección 1.1, se recuperan dos productos además de la energía irradiada: partículas α y neutrones. Como se mencionó en la subsección 1.2, los neutrones escapan del confinamiento y suelen formar tritio a partir de la interacción con el Li^6 del manto. De esta manera, las partículas α serán las que principalmente aporten su energía al plasma. La potencia entregada por las partículas α se puede estimar según

$$P_\alpha = \frac{1}{4}n^2 \langle \sigma v \rangle E_\alpha \quad (20)$$

suponiendo un plasma 50% D y 50% T, por lo que sus respectivas densidades son $\frac{n}{2}$, $E_\alpha = 3,5MeV$ y $\langle \sigma v \rangle$ es la denominada *tasa de reacción* [18].

Por otro lado, el plasma tiene pérdidas energéticas, las cuales que se encuentran determinadas por el tiempo de confinamiento energético, τ_E . Teniendo en cuenta que la energía del plasma por unidad de volumen es $3nT$, entonces la potencia perdida es

$$P_p = \frac{3nT}{\tau_E} \quad (21)$$

De esta manera, uno busca que se cumpla la condición de autoconsistencia $P_\alpha > P_p$, según

$$n\tau_E > \frac{12T}{\langle \sigma v \rangle E_\alpha} \quad (22)$$

Dado que la energía necesaria para obtener un número considerable de reacciones es alrededor de $100keV$ [18], se podría obtener una cota inferior para la autoconsistencia evaluando en $T = 30keV$ no solo a la temperatura sino también a $\langle \sigma v \rangle$, que a su vez depende de la misma. Sin embargo, dado que el tiempo de confinamiento energético también depende de la temperatura, normalmente se consideran valores de T menores, en general en el rango $10 - 20keV$. En este rango, $\langle \sigma v \rangle$ se puede aproximar por $\langle \sigma v \rangle = 1,1 \times 10^{-24}T^2[keV]m^3s^{-1}$, por lo que se puede reescribir 22 como

$$nT\tau_E > 3 \times 10^{21}m^{-3}keVs \quad (23)$$

Independientemente del valor concreto de la cota inferior para el triple producto, se puede ver que el mismo surge de la consideración de la condición de autoconsistencia, por lo que tiene sentido considerarlo como un parámetro alternativo a la P_{fus} a la hora de estudiar el rendimiento de un reactor de fusión.

A partir de la ley de escala para el tiempo de confinamiento mejor desarrollada $(\tau_E)_{IPB98y2}$ [5], que suele utilizarse en la definición del factor H $H = \frac{(\tau_E)_{experimento}}{(\tau_E)_{IPB98y2}}$ como el tiempo de confinamiento referencial para caracterizar un funcionamiento en modo-H, se puede obtener una expresión para el triple producto dada por [5]:

$$nT\tau_E \propto \frac{H^2}{q^3}R_0^2B_T^3\left(\frac{\kappa^{\frac{7}{2}}}{A^3}\right) \quad (24)$$

Como se mencionó previamente, este producto presenta una manera alternativa a la P_{fus} para el estudio del rendimiento de un reactor. Lo importante que tiene mantener el factor de seguridad constante es que ahora la dependencia más importante de la potencia de fusión viene dada por la relación de aspecto, recordando la ecuación 17, y la relación de aspecto precisamente disminuye en un Tokamak esférico gracias a la disminución del radio mayor, lo cual lo convierte a éste en un gran candidato para un reactor de fusión. Sin embargo, una de las complicaciones más fuertes que afronta la construcción de reactores de operaciones estables es que la alta corriente del plasma requerida para la satisfacción de todas estas limitaciones en simultáneo es mucho mayor a la que actualmente se puede obtener (hay que recordar que esta se encuentra limitada en el diagrama de Hugill). A continuación se tratará de ver qué combinaciones de parámetros permiten visualizar un reactor que tenga las capacidades productoras similares a DEMO.

3.2. Barrido de los parámetros

Ahora que algunas de las complicaciones presentes en el proceso de diseño de un reactor de fusión fueron comentadas, se buscará entender cómo la variación concreta de distintos parámetros puede afectar a la potencia de fusión y los distintos límites, a partir de las leyes de escala presentes para DEMO (en particular la ecuación 16). Para ello se utilizaron los parámetros hoy disponibles de DEMO e, introduciéndolos en la ley de escala, se obtuvo un valor de potencia de fusión para este proyecto. Una tabla de los parámetros de referencia de DEMO se puede observar en la tabla 1:

R	9,0 m
a	2,9 m
A	3,1
I	17,75 MA
B	5,8 T
q	3,5
$\frac{n}{n_{GW}}$	0,9
T	5,5 keV
κ	1,7
P_{aux}	50 MW
P_{rad}	30 MW

Tabla 1: Tabla de parámetros de referencia de DEMO

En la tabla 1 se pueden ver gran parte de los parámetros característicos de DEMO (se representaron, naturalmente, los presentes en la ley de escala o el triple producto). Los valores representados en la tabla son los utilizados en [3], y son los que se tomarán como referencia para el análisis que se realizará a continuación (en particular, el valor del factor de seguridad se tomó como el utilizado a la hora del estudio de la validez de la ecuación 16).

De esta manera, a partir de estos parámetros se obtuvo un valor de $P_{fus} = 2000MW$. Cabe recordar lo siguiente. Si uno tomase la potencia auxiliar mencionada y la potencia de fusión obtenida, uno pensaría que el rendimiento del reactor es $Q = \frac{P_{fus}}{P_{aux}} = 40$. Dado que uno calcula que, para obtener un reactor que pueda devolver aproximadamente la misma energía que una planta eléctrica de las ya presentes hoy en día, el rendimiento debe ser ≈ 25 , entonces este diseño sería más que suficiente para la obtención de este resultado deseado. Sin embargo, esta potencia es la potencia *bruta* de fusión, no la potencia *net*a. La energía obtenida mediante el proceso de fusión debe luego ser convertida a energía eléctrica para su uso, y eso la reduce considerablemente. Tengo en cuenta el factor de conversión de 25 % previamente mencionado, para una $P_{fus} = 2000MW$ se esperaría una $P_{elec} = 500$, lo cual devolvería un $Q = 10$. Este es precisamente el valor de rendimiento que se espera de un proyecto como DEMO, que atina a ser un punto medio entre ITER y un reactor de fusión ya diseñado para la comercialización de la energía obtenida, y por lo tanto se tomará esta potencia como un "buen valor" de referencia.

Con esto en mente, se verán entonces distintas alternativas para la variación de los parámetros que nos permitan recuperar este valor de potencia. En primer lugar, se fijarán algunos parámetros. La P_{aux} y la P_{rad} se tomarán constantes, ya que la potencia auxiliar es la potencia que se entrega exteriormente para el funcionamiento del reactor (que es totalmente controlable) y la potencia de radiación depende del proceso de fusión presente en el reactor. Otro parámetro que se tomará constante es la fracción de Greenwald. Esto es así ya que, como regla general en la elaboración de un reactor, se busca que la fracción se encuentre lo más cercana a 1 posible (aunque siempre por debajo para respetar las limitaciones mencionadas previamente), y esto también da un buen margen con respecto a la cota inferior de la misma. De esta manera, se busca que el reactor opere en un modo-H, que viene caracterizado por un valor de fracción de Greenwald de ese orden, y es el modo preferido en la actualidad. Por último, el factor de seguridad se tomará constante. Es importante mantener el factor de seguridad constante y por encima de la cota inferior impuesta por las limitaciones, y esto es algo que ya se obtiene con los parámetros actuales de DEMO. Dado que mantener este valor constante no es trivial debido a su dependencia con varios parámetros, se discutirá cómo la variación de los mismos afectan al factor de seguridad (o a la fracción de Greenwald y al límite de Troyon) y qué medidas se podrían realizar para asegurar el mantenimiento de su valor. De esta manera, los tres parámetros que quedan libres son el campo magnético (B), la relación de aspecto (A) y el radio mayor (R).

A partir de la expresión de la ley de escala, se estableció una relación entre los tres parámetros para así reducir el barrido a simplemente dos. Para ello, se despejó R en función de B y A ; si bien el barrido en B es muy importante y conviene tomarlo como un parámetro independiente debido a la relación entre A y R , se podría tomar tanto a A como a R como el segundo parámetro sin ningún tipo de problema. Sin embargo, se consideró A porque permite poner los límites del barrido a realizar con mayor facilidad, como se mencionará a continuación. Así, se obtuvieron varios valores de R y, consecuentemente, del radio menor también. A continuación se hará una mención de qué valores fueron tomados para los barridos. En el caso de A , se utilizaron valores entre 1,8 y 3,5, con un paso de 0,1. Como se puede ver en [4], una alternativa interesante para el diseño de un reactor es la geometría esférica. Esto se discutirá más en detalle en la sección 5.1, pero lo importante a remarcar en este momento es que suelen tener relaciones de aspecto de $\approx 1,8$. Con esto en mente, se tomó el límite inferior de A para que coincidiese con este valor. Por otro lado, 3,1 es la relación de aspecto para DEMO, por lo que este valor funcionaba bien como una cota superior para A , pero se decidió tomar un par de valores extra simplemente para una breve extensión del análisis. De esta manera, hay 17 pasos entre los límites inferiores e superiores de A , y se tomó entonces la misma cantidad de pasos para la variación en B . Sin embargo, en este caso particular, se tomó a $5,5T$ como el valor central del campo magnético; dado que el campo en ITER es de $\approx 5,3T$ y en DEMO es de $\approx 5,8$, se tomó un punto intermedio. Así, se consideró el aumento y la disminución de B en 1,7 (17 pasos), devolviendo un límite inferior y superior de 3,8 y 7,2, respectivamente. Finalmente, para un análisis que abarcase la mayor cantidad de combinaciones posibles entre los dos parámetros, se hizo que A siempre creciese mientras que B pudiese crecer o decrecer. Por lo tanto, para un barrido en A entre 1,8 – 3,5, se realizaron cuatro barridos en B : 3,8 – 5,5, 5,5 – 3,8, 5,5 – 7,2 y 7,2 – 5,5. Se hizo de esta manera para que se pudiese ver el efecto de tener valores bajos o altos en ambos parámetros en simultáneo, a su vez como valores bajos de relación de aspecto para altos de campo magnético, y viceversa.

3.3. Resultados

A partir de los barridos mencionados en 3.2, se obtuvieron entonces distintos gráficos para R en función de A y B , que se pueden observar en las figuras presentes en 19 y 20:

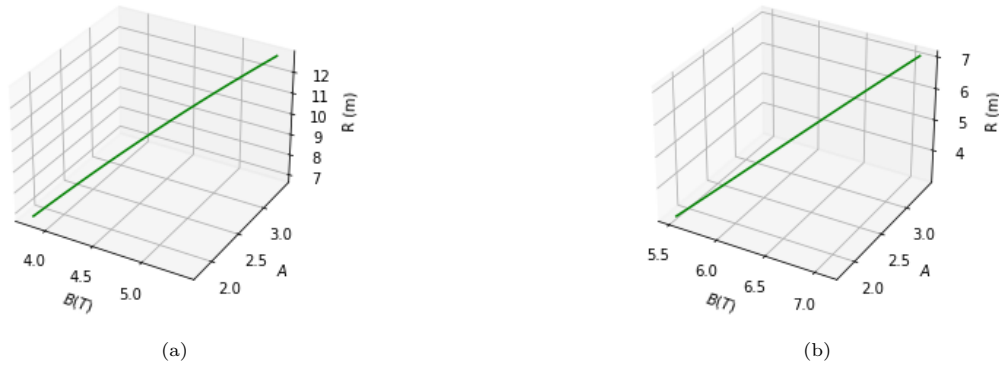


Figura 19: Radio mayor en función de la relación de aspecto y el campo magnético: $A \in [1,8-3,5]$ y $B \in [3,8-5,4 \text{ T}]$ (izq), y $A \in [1,8-3,5]$ y $B \in [5,5-7,1 \text{ T}]$ (der)

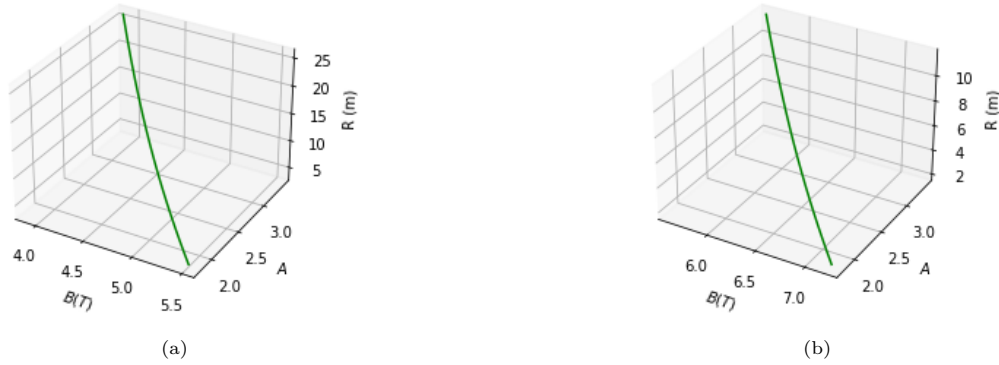


Figura 20: Radio mayor en función de la relación de aspecto y el campo magnético: $A \in [1,8-3,5]$ y $B \in [5,5-3,9 \text{ T}]$ (izq), y $A \in [1,8-3,5]$ y $B \in [7,2-5,6 \text{ T}]$ (der).

En las figuras 19 y 20 se puede observar la variación del radio mayor al realizar los barridos previamente mencionados en A y B . En las primeras dos figuras (19a y 19b) se tiene que tanto la relación de aspecto como el campo magnético van creciendo, mientras que en 20a y 20b el campo magnético disminuye mientras que la relación de aspecto aumenta. La interpretación de cada par de gráficos es inmediata. Recordando la ley de escala, las potencias para B y A son $3,63$ y $-3,7$, respectivamente. Por otro lado, la potencia que acompaña a R es $1,67$. De esta manera, recordando que se están realizando estos barridos para mantener un valor de P_{fus} , se puede ver que un aumento en conjunto de tanto A como B producirá una disminución de la potencia de fusión total (ya que el exponente de A es mayor al de B en valor absoluto), pero esta diferencia no será tan significativa y se termina corrigiendo con un aumento en el radio mayor. Cuando se produce un aumento en el intervalo del campo magnético, naturalmente los valores de R se volverán absolutamente menores, y eso se puede ver en 19b con respecto a 19a. Por otro lado, lo contrario pasa en las últimas dos figuras. Dado que se comienza con un B alto (alto considerado límite superior dentro del intervalo de barrido) y un A chico, entonces R debe también ser chico; a medida que se producen las variaciones, R comienza a crecer cada vez más para compensar las disminuciones que producen A y B , y lo hace a valores naturalmente más altos que en los primeros dos casos. Finalmente, al igual que con las primeras dos figuras, al aumentar los valores de B con el nuevo intervalo, los valores de R se reducen considerablemente.

Para una visualización más concreta de los valores obtenidos a partir de los barridos se realizaron tablas (ver 8). El objetivo ahora consiste en analizar los valores obtenidos y determinar su factibilidad en términos de las limitaciones previamente mencionadas. A partir de ahora, se mencionará a cada par de valores de A y B como $(A; B)$. La tabla 5 muestra los valores obtenidos de R para el barrido de B entre $5,5 - 3,9T$. En

primera instancia, vale la pena la observación de ambos extremos de la tabla. Tomando valores pequeños para la relación de aspecto y grandes para el campo magnético (por ejemplo, el par $(1, 8; 5, 5T)$), se obtiene un radio mayor de $3,0m$. Utilizando la relación entre A y R, se obtiene un valor de radio menor de $1,7m$. Se puede ver entonces que se produce una disminución considerable en los parámetros geométricos del reactor, y esto es de particular interés ya que permite mejorar la denominada **función de costo**. La función de costo es una expresión matemática para el cálculo del precio del Watt de potencia obtenido en función de diversos parámetros, principalmente geométricos. Una expresión para la función de costo se obtiene de [12, pp.10]:

$$\frac{V_I}{P_E} = \frac{V_B + V_{TF}}{P_E} \quad (25)$$

dónde V_I representa el costo total, que se descompone para considerar el costo de la región del manto y los bobinados generadores del campo toroidal. Cada uno de los términos del numerador tienen sus expresiones analíticas, según:

$$V_B = 2(\pi)^2 R[(a+b)(\kappa+a) - \kappa a^2] \quad (26)$$

$$V_{TF} = 4\pi c(2R - 2a - 2b - c)[(1 + \kappa)a + 2b + c] \quad (27)$$

dónde c es el ancho del bobinado externo, y b es el ancho de la región del manto (el resto de las siglas se corresponden con los parámetros previamente mencionados, ya sean radio mayor, menor o elongación). De ambas expresiones se puede observar que el costo del reactor se ve fuertemente influenciado por el valor del radio mayor, aportando tanto en V_B y V_{TF} con una dependencia lineal. De esta manera, una disminución en el valor de R se traduciría en una disminución en el costo total del reactor. Algo similar ocurre con el radio menor. Trabajando un poco más la ecuación 25 a partir de las expresiones 26 y 27, se obtienen dos términos globales:

$$2(\pi)^2 Rb[(\kappa + 1)a + b] \quad 4\pi ca\{2R(1 + \kappa) - 2[(1 + \kappa)a + 2b + c + b(1 + \kappa) + \frac{c}{2}(1 + \kappa)]\} \quad (28)$$

Naturalmente, el primero surge de V_B y el segundo de V_{TF} , y solo se tomaron los términos que tenían algún producto con el radio menor ya que es el parámetro que se está analizando en cuestión. El primer término claramente aumenta con el valor del radio menor. Con respecto al segundo, se puede hacer una sobrestimación de su valor suponiendo que los términos negativos dentro de la llave se anulan (excepto el que involucra al radio menor, ya que es el parámetro que se está observando). De esta manera, se obtiene $8\pi ca(1 + \kappa)(R - a)$, que siempre es positivo para nuestros casos de $A > 1$. De esta manera, como el radio menor se encuentra multiplicando en la expresión positiva, se ve que una disminución del mismo favorecería también en términos de la función de costo. Con esto en mente, parecería que el planteo de una disminución del radio mayor presenta una alternativa atractiva. Si bien los valores de los radios podrían parecer muy pequeños en comparación, en la actualidad existen reactores que tienen estos valores, o incluso menores, para los distintos radios: el ARC reactor es un ejemplo, aunque éste estima una potencia de fusión de $\approx 200 - 250MW$ [13]), lo cual está muy por debajo del objetivo puesto previamente.

De esta manera, viendo los resultados obtenidos, uno podría considerar a este conjunto de parámetros como un alternativa interesante a explorar. Sin embargo, el problema que presenta este planteo es el siguiente. El comienzo del análisis se realizó bajo la condición de que el factor de seguridad se mantuviese constante, para así poder evitar las inestabilidades de tipo kink. Recordando que el factor de seguridad es $q = \frac{2\pi a^2 B_0}{\mu_0 R_0 I} \left(\frac{1+\kappa^2}{2}\right)$, se puede ver que el mantenimiento constante de este valor no es algo que ocurre trivialmente si uno está realizando barridos en B, A y en R (lo cual también implica barridos en el radio menor). De esta manera los parámetros restantes en q, es decir, κ e I, deberán ajustarse para que se siga cumpliendo la condición. Para analizar la variación en estos parámetros, se hizo una consideración previa. Para reactores con relaciones de aspecto $\approx 1, 8$, se suelen tener elongaciones de $\approx 2, 7$ [4], mientras que para reactores con $A \approx 3, 0$ se tiene $\kappa \approx 1, 6$. Así, lo que se hizo fue tomar la elongación para el primer paso del barrido $(1, 8; 5, 5T)$ como $2, 7$, y se fue disminuyendo en pasos de $0, 1$ hasta llegar a una elongación de $1, 6$ para una relación de aspecto de $2, 9$, y allí se mantuvo constante para los pasos siguientes. Se hizo de esta manera ya que no se encontró un fórmula analítica que permitiese determinar la altura de la columna del plasma en función de los parámetros geométricos del reactor y, de la toma de ejemplos de varios reactores, los valores de κ y A se suelen corresponder con los utilizados en el barrido.

Con todo esto en consideración, el único parámetro libre termina siendo I; entonces, al culminar el barrido en B, A y κ , se obtuvieron los valores que debe tomar la corriente del plasma para poder mantener el factor

de seguridad constante. Los valores de intensidad de corriente del plasma pueden entonces verse en la cuarta columna de cada tabla. Se ve que la corriente requerida para poder mantener el factor de seguridad constante es $\approx 30,4MA$, aproximadamente un 75 % por encima de la corriente utilizada en el diseño actual de DEMO (17,75MA). El aumento de la corriente del plasma es justamente una de las complicaciones más difíciles de resolver, no solo por el esfuerzo que requiere aumentar la corriente desde un punto de vista de potencia auxiliar y del campo magnético que genera sobre los bobinados externos, sino también porque las inestabilidades de tipo kink no son las únicas producto de un aumento de corriente, y por eso no se puede aumentar arbitrariamente. Con esto en mente, se intentarán tomar valores de corriente lo más cercanos al de referencia de DEMO. El problema de la intensidad máxima de corriente será uno recurrente a lo largo de esta sección. Por ejemplo, otro par de valores que se enfrenta con el mismo problema es (2,3;5T). Para un valor de campo incluso un poco más bajo que el pretendido en DEMO, se puede obtener un radio mayor de $\approx 6,4m$, y consecuentemente un radio menor de $\approx 2,8m$. La disminución del campo magnético y del radio menor también favorecen a tanto el límite de Greenwald como el de Troyon, a su vez como la disminución del radio mayor junto con la del menor favorece el diseño en términos de la función de costo. Sin embargo, la corriente requerida es casi 40 % mayor a la deseada, siendo ésta $\approx 25MA$. Finalmente, vale la pena destacar que la menor intensidad de corriente presente para estos barridos es de 18,7MA, que ya se encuentra por encima del valor deseado de corriente. A su vez, las demandas geométricas comienzan a aumentar considerablemente (con un valor de radio mayor de 14,1m para este valor mínimo de corriente), y llegando a un valor máximo de 26,1m (más de 150 % por encima del valor usado en DEMO), y con una relación de aspecto de 3,4, un radio menor de 7,7m, también muy por encima de los valores usados en DEMO y que traerían consecuencias económicas bastante considerables. De esta manera, contemplando las distintas limitaciones a respetar, no se obtuvieron diseños muy esperanzadores de este barrido.

Cabe destacar algo acerca de algunos de los pares previamente mencionados. En pares como por ejemplo (2,3;5T) se vio que la densidad de Greenwald aumentaba gracias a la disminución del radio menor. Como se está trabajando a fracción de Greenwald constante, esto implica que la densidad de combustible utilizado n_0 también debería aumentar. Como esta densidad se mide como $\frac{\#partículas}{V}$, y el volumen del toroide es $V = 2\pi^2 a^2 R$, se puede ver que tanto n_{GW} como n_0 recibirían un aumento igual en términos de la disminución del radio menor, dado por la dependencia inversa con πa^2 . Sin embargo, la densidad n_0 aumentaría debido a la disminución de R y la n_{GW} ve una disminución debido a los valores más pequeños de corriente del plasma. De esta manera, la disminución en la corriente y en el radio mayor implicaría la necesidad de una disminución en la cantidad de partículas, es decir, en la cantidad de combustible necesario; esto favorecería incluso en mayor medida en términos de los gastos totales del proceso, siempre y cuando se pueda mantener este valor por encima del mínimo necesario. Por otro lado, se vio también que el límite de Troyon aumentaba. Sin embargo, si bien uno busca tener un valor para este límite lo más alto posible es importante recordar que, mientras el límite depende de B^{-1} , el β del plasma depende de B^{-2} . De esta manera, si uno intentase subir el límite de Troyon simplemente a partir del aumento del campo magnético, se encontraría con que el β crecería a un ritmo más acelerado, y pondría así el riesgo de superar dicho límite y caer en alguna inestabilidad indeseada.

Veamos ahora qué ocurre con el barrido de 7,2 – 5,6T. En la tabla 6 se pueden ver los valores correspondientes a este barrido. Ya como se podía ver incluso en la figura 20b, los valores para el radio mayor son considerablemente menores que para el barrido previo. Es interesante destacar que los valores de intensidad de corriente del plasma son también todos considerablemente menores al caso anterior. Miremos el par (2,8; 6,2 T). Este devuelve un valor de radio mayor de $\approx 6,2m$, y un radio menor de 2,2m. Esto favorece en términos de la función de costo y devuelve un radio menor no tan pequeño en comparación al utilizado en DEMO. Lo llamativo es que esto se puede obtener con una corriente de 13,6MA, algo interesante ya que permitiría la posibilidad de operación para valores por debajo de la referencia de 17,75MA. Sumado a todo esto, el límite de Troyon se mantiene prácticamente igual al de DEMO y el límite de Greenwald termina incluso aumentando, gracias a su dependencia inversa con a^2 . De esta manera parecería que, por lo pronto, una manera alternativa de encarar el diseño de los reactores sería la reducción de las dimensiones del tokamak a cambio del aumento del campo magnético. Una discusión sobre la mejora de la generación de campos magnéticos se discutirá más en detalle en la sección 5.2.

De poder mejorarse la intensidad del campo magnético, surgen nuevas alternativas en función de los resultados de este barrido. Por ejemplo, el par (2,5;6,5T). Este se corresponde con un radio mayor de $\approx 4,3m$ y un radio menor de $\approx 1,7m$. Esto produce a su vez un aumento en tanto el límite de Greenwald y podría permitir el funcionamiento para una menor cantidad de combustible, como se mencionó previamente gracias al mantenimiento de la densidad de Greenwald constante. Por otro lado, el límite de Troyon también aumenta, a su vez como el valor de intensidad de corriente del plasma requerida, siendo ésta un poco menor a la propuesta en DEMO ($\approx 17MA$). En particular, el aumento del límite de Troyon incluso con un aumento del campo

magnético es importante debido a lo discutido previamente acerca del ritmo de crecimiento de β con respecto a β_c en función de B. Si bien uno busca tener un valor para este límite lo más alto posible es importante recordar que, mientras el límite depende de B^{-1} , el β del plasma depende de B^{-2} . De esta manera, si uno intentase subir el límite de Troyon simplemente a partir del aumento del campo magnético, se encontraría con que el β crecería a un ritmo más acelerado, y pondría así el riesgo de superar dicho límite y caer en alguna inestabilidad indeseada. Por otro lado, a su vez favorece en términos de la función de costo. La posibilidad de la fabricación de tokamaks con dimensiones tan pequeñas (y una relación de aspecto pequeña a su vez), es uno de los temas discutidos en la actualidad: reactores con valores de A hasta 2,5 se consideran **esféricos**, y se discutirán más en detalle en la sección 5.1. Hay que recordar que el diseño de un tokamak tipo esférico implica un aumento en la elongación del plasma, y esto ayuda también a la estabilidad de los procesos de fusión dentro del reactor [14]. Sin embargo, con valores de R y a tan pequeños, habría que tener en consideración la validez de las leyes de escala utilizadas, como se mencionó previamente.

En último lugar, hay algo a destacar para este par de propuestas. En ambos casos se vio que la densidad de Greenwald aumentaba gracias a la disminución del radio menor. Como se está trabajando a fracción de Greenwald constante, esto implica que la densidad de combustible utilizado n_0 también debería aumentar. Como esta densidad se mide como $\frac{\#partículas}{V}$, y el volumen del toroide es $V = 2\pi^2 a^2 R$, se puede ver que tanto n_{GW} como n_0 recibirían un aumento igual en términos de la disminución del radio menor, dado por la dependencia inversa con πa^2 . Sin embargo, la densidad n_0 aumentaría debido a la disminución de R y la n_{GW} ve una disminución debido a los valores más pequeños de corriente del plasma. De esta manera, la disminución en la corriente y en el radio mayor implicaría la necesidad de una disminución en la cantidad de partículas, es decir, en la cantidad de combustible necesario; esto favorecería incluso en mayor medida en términos de los gastos totales del proceso, siempre y cuando se pueda mantener este valor por encima del mínimo necesario.

Finalmente, veamos la discusión de los barridos en dónde tanto A como B crecen en simultáneo. Comencemos con el barrido 5,5 – 7,1T, cuyos valores se encuentran en la tabla 4. Los problemas presentes con este barrido son similares a los anteriores. Para los primeros valores de par (A; B), las corrientes requeridas son bastantes altas. Recién para valores de (2,5; 6,2 T) se obtienen corrientes de $\approx 17MA$, bastante cerca del valor parámetro de DEMO, aunque se corresponden con un R algo pequeño ($\approx 4,8m$) y, consecuentemente, un radio menor pequeño ($\approx 1,9m$), resultados similares a los obtenidos en el barrido 7,2 – 5,5T. Ya para valores más superiores dentro del barrido, los resultados son bastantes similares entre ambos, aunque los valores de radio mayor en este caso no superan los 7,1m. En último lugar, el barrido 3,8 – 5,4T, cuyos resultados se encuentran representados en la tabla 3. Al igual que el caso anterior, corrientes muy altas son requeridas para los primeros valores del par. A la altura del par (2,8; 4,8 T) se obtienen recién valores de corriente de $\approx 18,3MA$, aunque con un radio mayor de $\approx 10,8m$, un poco por encima se lo utilizado en DEMO y dañino en términos económicos, ya que también implica un aumento en el radio menor ($\approx 3,9m$). Si bien se requiere un campo magnético menor y esto facilita un poco la elaboración, tanto el límite de Troyon como el de Greenwald se ven afectados con este conjunto de parámetros y se lo considera, por lo tanto, poco óptimo.

De esta manera, se puede ver que la condición de un factor de seguridad constante restringe severamente la libertad de elección de los parámetros. Cabe aclarar que este es un análisis acotado en términos del diseño de un reactor. Las posibilidades son muchas, y la dificultad está en la optimización de todos los parámetros para poder encontrar una solución que funcione desde un punto de vista físico, ingenieril, económico, etc, lo cual no es tarea sencilla. El objetivo de esta sección fue tratar de acotar las posibilidades utilizando un diseño ya conocido y aprobado como referencia, y ver si esto podía orientar en la dirección de posibles soluciones aplicables a futuro en términos de la resolución de algunas de las limitaciones más relevantes a la hora de la discusión de un diseño viable.

4. Otra alternativa: el modo-I

A partir de lo discutido previamente, se puede ver que una variación en los diseños de un reactor en modo-H podría presentar una alternativa interesante para futuros reactores. Sin embargo, hay que recordar que este modo de operación fomenta la aparición de ELMs, los cuales pueden provocar disrupciones mayores y exigen entonces un tratamiento más cuidadoso a la hora de, por ejemplo, consideraciones como la longitud o los materiales utilizados en la región del manto. Como se discutió en la subsección 2.2, existe la posibilidad de trabajo en un modo de funcionamiento intermedio: el modo-I. Este modo presente dependencias similares en las leyes de escala al modo-H, aunque para valores de factor-H y de fracción de Greenwald menores, pero tiene la ventaja de no presentar inestabilidades tipo ELMs. Dado que este problema es uno recurrente en la actualidad, vale la pena analizar la viabilidad de un posible reactor en dicho modo de operación. En lo que queda de esta sección, se hará un análisis similar al previo, pero ahora bajo la consideración de estar trabajando en un modo-I, y se tratará de ver si ésta es un alternativa viable.

4.1. Barrido de los parámetros

Para esta sección del análisis, se utilizará como referencia la ley de escala de la ecuación 19. La idea de esta ley de escala es eliminar de las relaciones la temperatura y poner la potencia de fusión en términos de los parámetros usuales y agregar el factor-H, el cual permitirá identificar el modo de operación. De esta manera, se utilizaron valores de $H = 0,8$ y $\frac{n}{n_{GW}} = 0,75$ [3], y estos se colocaron dentro de la ley de escala junto con los mismos valores para el resto de los parámetros previamente mencionados. Así, se obtuvo un valor de potencia de fusión de $1060MW$. Valen destacar un par de cosas con respecto a este valor. En primer lugar, es claramente menor que el obtenido para la ley de escala en modo-H (un poco mayor que la mitad). Esto es claramente esperable debido a la disminución en el tiempo de confinamiento que implica la disminución del factor-H en el modo-I, que recordando su involucramiento en el triple producto tiene sentido que conduzca a una pérdida de potencia resultante. A su vez, esto viene acompañado de los distintos regímenes de presión en los que se puede encontrar el modo-I [3], que naturalmente afectarán el valor de la fracción de Greenwald debido a la estrecha relación entre densidad y presión. Este resultado no es sorprendente, sino esperable: el objetivo ahora es ver si la estabilidad ganada a costo de una disminución considerable en P_{fus} se puede traducir también en una relajación de las demandas sobre los parámetros del reactor, favoreciendo por ejemplo el estrés económico que puede llegar a tener dicho diseño. En segundo lugar cabe destacar que, incluso trabajando en modo-I, DEMO podría llegar a presentar valores de P_{fus} bastante superiores a los de ITER en modo-H. Los valores obtenidos de P_{fus} no son malos desde este punto de vista, y quizás en algún futuro se podrá diseñar un reactor cuyo modo-I sea equivalente o mejor que el modo-H de DEMO: el análisis dependerá en si el balance estabilidad/costo es positivo a favor de reactores en este modo de operación, y esto es lo que se tratará de ver un poco a continuación.

4.2. Resultados

Como se mencionó previamente, para el estudio de la viabilidad del funcionamiento de un tokamak en modo-I se realizaron los mismos barridos descriptos en la sección 3.2. Las tablas de valores para estos barridos se pueden ver en la subsección del apéndice 8.2.

De observar las tablas 7, 8, 9 y 10, se ve que los resultados no difieren mucho de los obtenidos en el análisis del modo-H. Si bien los valores de radio mayor son en general menores para el caso del modo-I, no es una diferencia muy significativa. Algo similar ocurre con los valores de corriente del plasma, inclusive obteniendo valores muy cercanos a la corriente de DEMO para pares (A; B) muy similares al caso anterior. La única diferencia significativa entre el modo-I y el modo-H con respecto a las corrientes es que, para el modo-I, siempre se obtuvo algún valor de corriente muy cercano o menor al referencial de DEMO, a diferencia del modo-H en donde no se obtuvo dicho valor para el barrido 5, 5 – 3, 9T, como se mencionó en la sección 3.3. De esta manera, se puede realizar un análisis y obtener conclusiones similares a las previamente presentadas.

Con esto en mente, dado que los barridos utilizados fueron diseñados para cubrir valores de relación de aspecto grandes y chicos con valores de campo magnético grandes y chicos, pero no devolvía valores para pares más intermedios, se decidió fijar A (y consecuentemente κ) y realizar los mismos barridos en B. Se tomaron entonces valores de $A = 2$ y $A = 3$, con sus respectivos valores de $\kappa = 2,5$ y $\kappa = 1,66$.

De esta manera, ya que se discutió que un tokamak con geometría esférica podría presentar una alternativa viable para un reactor en modo-I, se buscará hacer un análisis un poco más detallado para este tipo de tokamak y luego el mismo análisis para un reactor con geometría toroidal, representados respectivamente por el par de valores A y κ .

Una dependencia funcional del radio mayor con el campo al fijar la relación de aspecto se puede ver en las figuras 21:



Figura 21: Gráficos del radio mayor en función del campo magnético para un tokamak en modo-I con valores de $A = 2$ y $\kappa = 2,5$ (izq), y $A = 3$ y $\kappa = 1,7$ (der).

En las figuras 21a y 21b se puede observar la variación de R en función de B para un reactor funcionando en modo-I, con los valores de A y κ indicados en las figuras. De la ecuación 19 se puede ver que, al fijar el valor de A, el valor del radio mayor debe disminuir con el aumento del campo magnético debido, naturalmente, al valor positivo de los exponentes que acompañan a ambos parámetros. A su vez, se ve naturalmente la necesidad de valores de R mayores cuando se trabaja con $A = 3$ que con $A = 2$, debido al exponente $-7,4$ que acompaña a la relación de aspecto en la ley de escala. Al igual que la vez pasada, para ver los valores más detallados se realizaron las tablas 11 y 12.

Comencemos por la tabla 11. Ya de entrada se puede ver el problema: los valores de intensidad de corriente del plasma son muy altos. Tomando un valor máximo de $34,7MA$ y uno mínimo de $23,8MA$, estos valores se encuentran considerablemente por encima del parámetro de referencia de DEMO, lo cual es altamente indeseable. De esta manera, todas las ventajas que presentaba el reactor esférico en términos de optimización de tamaño e incremento de estabilidad debido a una alta elongación que podrían potencialmente funcionar como compromiso de la disminución de la menor potencia de fusión obtenida al cambiar de modo de operación, no parecen ser suficientes para la planificación de un reactor esférico en modo-I ya que este implica un aumento de corriente considerable.

Finalmente, veamos la tabla 12. En yuxtaposición con lo previamente visto, se puede ver de entrada que los valores de corriente requeridos en este caso son bastante más razonables, con el máximo valor siendo $18,6MA$;

si bien un poco por encima del de referencia, ya se obtiene un valor de $17,8MA$ a partir de los $4,1T$. Por otro lado, el mínimo de $12,8MA$. Sin embargo, se ve que el valor máximo de corriente implica un aumento considerable del radio mayor y del radio menor en comparación al de DEMO ($14,6m$ contra $9,1m$ y $4,9m$ contra $2,9m$, respectivamente), lo cual genera un impacto considerable en términos de la función de costo. Por otro lado, al aumento en el valor del radio menor tiene más peso que la disminución en el campo magnético y esto hace que el límite de Troyon sea incluso menor al de DEMO, sumando doblemente el problema de que la disminución de B aumenta considerablemente el β del reactor y esto podría conllevar a las inestabilidades tipo globo asociadas con la violación de esta limitación. A su vez, para mantener la fracción de Greenwald constante, debido al aumento en el valor de R se requiere un aumento en el número de partículas (combustible) necesario, lo cual hace que este valor no sea particularmente adecuado para el diseño de un reactor.

Estas dificultades van mejorando a medida que aumenta el campo, requiriendo cada vez menos corriente y menos radio mayor para el mantenimiento de las condiciones impuestas, lo que también implica menos radio menor y una mejora en términos del cumplimiento del límite de Troyon y el mantenimiento de la fracción de Greenwald constante. Ya para valores de campo cercanos a los de DEMO se ven valores de los parámetros geométricos cercanos a los de DEMO, por lo que se podría ver ya una mejora un poco más considerable en términos la función de costo, aunque habría que mirar con más cuidado que el mantenimiento de la fracción de Greenwald constante al disminuir la corriente del plasma no conlleve a una disminución en el número de partículas tal que no permita directamente que ocurra el proceso de fusión, como se discutió previamente.

Varios problemas surgen a la hora de considerar un modo-I de operación en un tokamak. Para el tokamak esférico se vio que las corrientes necesarias son considerablemente superiores a las deseadas, y por eso esta combinación de diseños de descartó. Para un tokamak toroidal, los valores requeridos de R , a , B e I parecerían ser más accesible, aunque la elección de la combinación justa debe hacerse con mucho cuidado a la hora de cumplir con las limitaciones impuestas. De esta manera, no se ve una clara ventaja para la elección de un modo-I de operación por sobre un modo-H en términos de viabilidad/costo económico, y a su vez tiene el agravante de que las potencias de fusión obtenidos se encuentran muy por debajo de las presentes en un modo-H para DEMO. Si bien hay un atractivo muy grande para la elección de un modo-I de operación debido a la disminución de los ELMs en el plasma, lo cual también permitiría la reducción de la región de manto (ya que reduce la posibilidad de la presencia de interrupciones mayores y éstas constituyen uno de los principales riesgos a la estructura del reactor) y sería, por ende, una ventaja económica, se debería hacer un estudio más detallado con respecto a si el balance entre la obtención de esta estabilidad y la pérdida de potencia de fusión vale la pena.

5. Propuestas alternativas

Una vez discutidas las posibles alternativas para el nuevo diseño de un reactor de fusión, queda ahora el estudio de la viabilidad de dichas alternativas. En primer lugar, se discutirá cómo podría ser un diagrama general de un reactor de fusión con geometría esférica, y se discutirán los problemas que presenta dicho diseño. En segundo lugar, se discutirá la viabilidad del aumento en los valores de campo magnético del reactor. Se comentarán brevemente cómo son los métodos mayormente utilizados para la generación del campo, y cómo podrían ser estos reemplazados, de ser el desarrollo tecnológico posible. En ambos casos se mencionará al final el estado actual de la ciencia en el camino a la solución de estos problemas, en función de trabajos y estudios recientes. La discusión de esta sección se encontrará bien orientada con respecto a [7] y [10].

5.1. Tamaño y forma del plasma

Antes de comenzar la discusión acerca de las alternativas en términos del tamaño del reactor y la forma del plasma, es importante recordar el concepto del *triple producto* $nT\tau$. A lo largo de la evolución de los tokamaks el aumento del triple producto reflejó el aumento en el desempeño de los distintos reactores, y sirve como parámetro alternativo a la potencia de fusión para la interpretación de la dependencia del rendimiento del reactor con los parámetros característicos. En la figura 22 se puede ver un diagrama de la evolución del triple producto a lo largo de los años [4]:

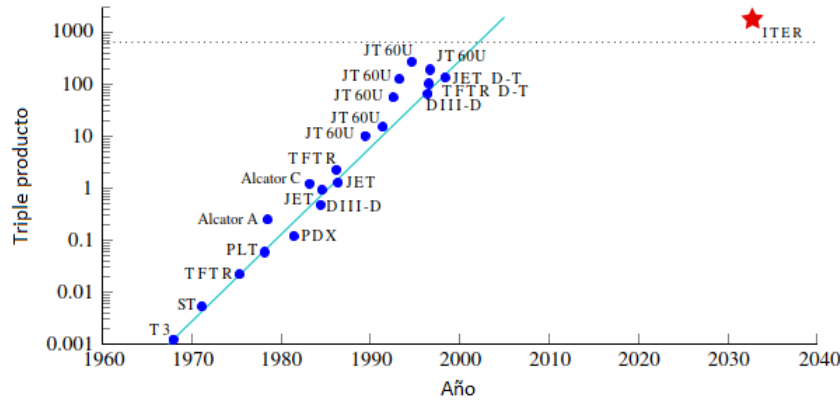


Figura 22: Evolución del valor del triple producto a lo largo de los años, para diversos proyectos de fusión. Se puede observar cómo el aumento de $nT\tau$ va de la mano con el desarrollo de reactores que poseen un mejor rendimiento en términos de P_{fus} [4].

Recordando la expresión para el triple producto:

$$nT\tau_E \propto \frac{H^2}{q^3} R_0^2 B_T^3 \left(\frac{\kappa^{\frac{7}{2}}}{A^3} \right) \quad (29)$$

se puede ver rápidamente que gran parte de las dependencias que tiene son similares a las obtenidas en las leyes de escala de DEMO previamente mencionadas. Esta relación de dependencia entre el triple producto y los parámetros característicos permite hacer de manera inmediata una observación interesante: en un reactor con geometría toroidal uno suele trabajar con valores de A entre 2,9 y 3,5 (como vimos en DEMO e ITER, es de 3,1), y una elongación κ entre 1,5 y 1,8. Al pasar a un reactor con geometría esférica la relación de aspecto decrece de manera considerable ya que el radio mayor disminuye, mientras que la elongación aumenta gracias al aumento en la altura de la columna de plasma. De esta manera, una variación en la geometría podría resultar en valores de potencia de fusión similares a los obtenidos a partir de un tokamak toroidal, pero reduciendo el impacto que tienen algunos parámetros, como el radio mayor, en el costo general del mismo.

De las leyes de escala presentadas previamente y del triple producto se puede observar la importante dependencia que tiene la potencia de fusión con parámetros tales como el tamaño del reactor (R y A), la intensidad del campo magnético (B) y la forma que tiene el plasma en el interior (esta última caracterizada por la elongación, κ). De esta manera, la alternativa de realizar un diseño de reactor que no sea toroidal (en términos de los valores convencionales de relación de aspecto discutidos, ya que la topología en sí del reactor sigue siendo toroidal), y que permita optimizar la relación entre potencia obtenida y parámetros geométricos es muy atractiva, como se discutió brevemente a partir de la observación de la dependencia de P_{fus} con la relación de aspecto y el radio mayor. Uno de los diseños de mayor interés es el **esférico**. El objetivo de un diseño esférico busca reactores más compactos a partir de la disminución de la relación de aspecto y el aumento de la elongación, lo cual permite obtener valores más altos de corriente normalizada I_N que, combinado con un beta normalizado β_N producto de una buena estabilidad en el marco MHD, otorga un alto valor de beta toroidal $\beta_t = I_N \beta_N$, lo cual reduce exigencias en el sistema de generación del campo magnético y permite trabajar a mayores valores de densidad. Esto genera un aumento en el gradiente de presión y favorece a su vez el efecto de la denominada corriente de bootstrap, que es una corriente toroidal generada a causa de los procesos dinámicos dentro del plasma y, por ende, aporta al campo poloidal y mejora la eficiencia. Generar un alto valor de corriente de bootstrap es importante ya que, dado que ésta se genera debido al mismo plasma, reduce la necesidad de incrementar la potencia auxiliar para aumentar los valores de corriente. Un esquema del núcleo de un reactor esférico se puede ver en la figura 23:

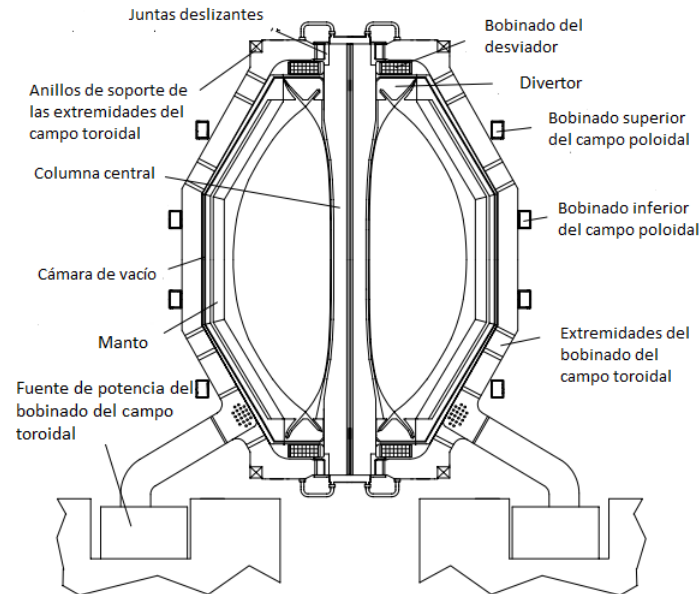


Figura 23: Sección transversal del núcleo de un reactor con geometría esférica [5].

En la columna central se encuentra una vara conductora a través de la cual circula la corriente que genera el campo magnético toroidal. La vara central (usualmente superconductora) es de vital importancia para el funcionamiento del reactor y es por eso que se cubre por una capa protectora, de la misma forma que la región de manto previamente mencionada. Esta capa se encarga de limitar el calentamiento generado en la vara debido a la radiación de los procesos nucleares, evita la transmutación de los elementos que la componen a impurezas y reduce el estrés y los gradientes térmicos. Esta vara se conecta eléctricamente a través de las juntas deslizantes a las extremidades del bobinado del campo toroidal (reduciendo así la tensión que se pueda generar entre ambos), las cuales se encargan de hacer que la corriente vuelva a la vara central y se mantenga la circulación. Pasando la cámara central se encuentra la manta y la primera pared de separación, que suelen estar congeladas con Helio líquido y rodeadas por capas (también denominadas *escudos*) de acero inoxidable para reducir el impacto de la radiación de neutrones producto de la reacción, similar a la presente alrededor de la columna central. Luego, se tienen los bobinados generadores del campo poloidal, que consisten en superconductores rodeados de una vara congeladora que los mantiene alrededor de 4-5K. Finalmente se encuentran los divertores, dispositivo que no es exclusivo de este diseño sino que también se encuentra en el tokamak convencional. El divertor es un elemento que se encarga de limpiar el plasma de las impurezas generadas por la reacción mientras el mismo se encuentra operando. Esto favorece la estabilidad de la reacción ya que, entre otras cosas, reduce la pérdida de calor mediante la interacción con las impurezas generadas.

Al igual que en un tokamak convencional, el control del flujo de calor y partículas debido a la reacción es de vital importancia para no solo el mantenimiento de la estabilidad del proceso, sino también para la protección de la maquinaria. Gracias a la geometría del reactor, la cantidad de potencia sobre los desviadores superiores e inferiores es prácticamente la misma y entonces esto no es un problema. El lugar donde sí presenta una dificultad es en los puntos de impacto en el interior del tokamak. Dado que en la zona más externa la intensidad del impacto térmico y de partículas producto de las reacciones es aproximadamente igual a la presente en la pared interna de un reactor toroidal (debido a la considerable disminución de la geometría a la que se apunta), es de gran importancia que el flujo de calor y partículas se concentre a las zonas más externas del reactor. Afortunadamente esto se ve fomentado en el tokamak esférico ya que, debido a que es posible trabajar a valores altos de β , entonces la deriva producida por el gradiente de presión es aún mayor y esto fomenta el flujo hacia las paredes externas del reactor.

De esta manera se puede observar que, en la teoría, el diseño de tokamaks esféricos más compactos que los reactores con geometría toroidal deberían ser factibles. Sin embargo, como se mencionó anteriormente, los procesos nucleares presentes dentro del reactor emiten una considerable cantidad de radiación tipo gamma y de neutrones. Esta emisión de energía y partículas puede interactuar con los generadores del campo magnético y no solo producir un aumento de temperatura que terminaría con las propiedades superconductoras, sino que

también podría dañarlos permanentemente (si bien se observó que a radiaciones bajas se produce una mejora en la I_c , este no es un efecto que se busque aprovechar ya que no es fácil de controlar). Para ello es necesario diseñar un escudo protector que cumpla la función de absorber dichas emisiones. Naturalmente este escudo tiene que ser lo más fino posible ya que su ancho agrega directamente al radio mayor del reactor y, consecuentemente, aumenta el volumen del mismo. Para ello, hay que optimizar el diseño del escudo a partir de la utilización de elementos que posean una gran sección eficaz de interacción con neutrones.

Aleaciones de tungsteno con carbono (WC) son candidatos prometedores para la fabricación de estos escudos ya que poseen dicha sección eficaz de interacción con neutrones de alta energía y rayos gamma debido a su alto número atómico [5, 7]. Para la interacción con neutrones de baja energía, aleaciones de tungsteno y boro (WB) se encontraron muy efectivas, lo que apunta a la posibilidad de utilizar una capa del mismo cerca de la columna principal. Sin embargo, debido a que estos materiales van a encontrarse en constante interacción con energía en forma de calor, es necesario agregar también un sistema de enfriamiento para los mismos. Una opción viable es la utilización de capas intermedias de agua que, además de reducir el flujo de calor a través de las capas del escudo, aporta una barrera extra de defensa ya que también interactúa con los neutrones emitidos. Una esquematización se puede ver en la figura 24:

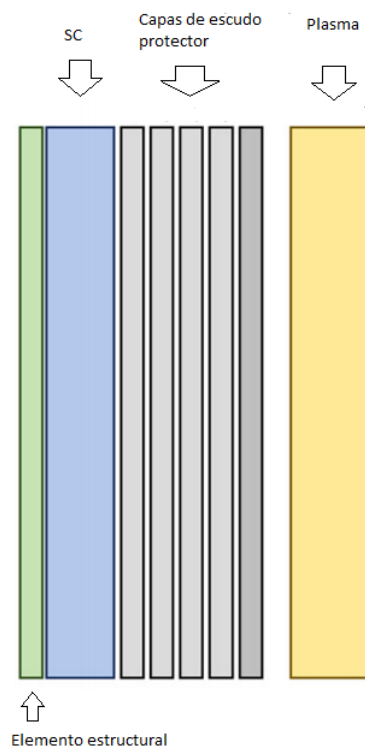


Figura 24: Esquematización del escudo central. Entre el plasma y el superconductor (SC) se ubican las distintas capas de escudo, intercaladas con un espacio que suele ir lleno con agua [7].

Además de la protección contra radiación gamma y neutrónica, el material protector debe también presentar características positivas en términos del flujo de calor y la interacción directa con el plasma (esto último principalmente para la capa más externa).

Con respecto al flujo de calor, es importante considerar que la pared que se encuentra en contacto directo con el plasma se encontrará en constante estrés por la interacción con un sistema a muy alta temperatura. La sobrecarga sobre esta pared depende inversamente con la conductividad, por lo que materiales con un alto valor de la misma son deseables. Además, de estar trabajando en un modo-H, los pulsos energéticos generados por los ELMs implican una sobrecarga energética extra que debe ser tomada en cuenta a la hora de la elección del material.

Por otro lado, con respecto a la interacción directa con el plasma, es importante el análisis de la posible implantación de elementos, por ejemplo Tritio o Helio producto de la reacción, en el escudo protector. La implantación de He puede conducir a una fractura de la capa protectora a partir de la formación de burbujas,

a su vez como la formación de polvillo (como una capa más superficial) capaz de desprenderse y contaminar el plasma. Por su parte, la implantación de Tritio puede conducir a un aumento considerable en la radioactividad del escudo, lo cual es altamente indeseable en términos de su manipulación. A continuación se propondrá la utilización de elementos basados en WC [7]: dado que se busca analizar la interacción plasma-material y los efectos de la irradiación, el enfoque principal será orientado hacia los materiales que compondrán las capas más externas del escudo, por lo que el WB no se considerará ya que éste se propone como material para una capa bien interna. Si bien el WC presenta características superiores al W en términos de las dificultades a superar, los resultados obtenidos no son lo suficientemente favorables como para considerarlo material del escudo protector [7]. Sin embargo, materiales basados en WC podrían mejorar sus cualidades y ser potenciales candidatos. Para ello se considera una aleación de WC con metales, en particular, WC-FeCr. Este tipo de elementos suelen ser utilizados en la industria gracias a su menor costo con respecto a los WC (debido principalmente al proceso de fabricación), y su gran repertorio de propiedades, que combina por ejemplo la resistencia a fractura y shock del metal junto con la resistencia a la compresión y fluencia del WC.

5.1.1. WC-FeCr

Como se mencionó anteriormente, las aleaciones WC presentan características favorables en términos del flujo de calor, la resistencia ante radiación y la estabilidad en la superficie de contacto con el plasma, pero por sí solo no es lo suficientemente óptimo para la fabricación de un escudo protector. Lo que suele hacerse para la utilización comercial es la combinación del WC con algún metal, para así fortalecer las características resistivas. El material más comúnmente utilizado es el cobalto (Co), pero debido a su alto grado de activación en presencia de radiación neutrónica de altas energías, no es útil para este caso particular. De esta manera, una opción viable podría ser el hierro (Fe), ya que presenta un bajo nivel de activación en presencia de neutrones y posee una estructura cristalina bastante estable incluso a temperaturas muy altas. Sin embargo, la aleación con únicamente Fe tiene sus dificultades y desventajas. En primer lugar, la fabricación es más complicada que con el Co ya que el W y el C poseen un menor grado de solubilidad en Fe, por lo que la densificación es más lenta. A su vez, la utilización de Fe puede conllevar a la fabricación de aleaciones con C indeseadas (como M_6C), por lo que un control de la estequiometría es clave. Finalmente, el Fe es propenso a oxidación y es frágil en presencia de radiación. De esta manera, la utilización de WC-Fe es muy poco probable; afortunadamente, la unión con átomos de cromo (Cr) propicia un aumento considerable en algunas de estas dificultades, por lo que el WC-FeCr pasaría a ser una alternativa más viable.

El estudio de la respuesta de estos materiales en caso de un potencial accidente también es de interés [7]. Suponiendo una pérdida de la capa de enfriamiento de agua y una perforación en la cámara de vacío (lo que hace que se llene de aire, aumentando drásticamente la conductividad térmica), la temperatura en la capa que se encuentra en contacto con el plasma puede aumentar a valores alrededor de $1000C$, temperaturas a las cuales W y elementos basados en WC se oxidan rápidamente, y la volatilización de estos óxidos pueden liberar gases tóxicos al medio ambiente. Una de las dificultades que no pueden ser solucionadas simplemente mediante el agregado de Cr es el ritmo de oxidación, que es mayor en WC-FeCr que en WC puro ($87 \frac{mg}{cm^2}$ y $27 \frac{mg}{cm^2}$ respectivamente). Una alternativa para esto es la fabricación de capas basadas en silicio (Si). De esta manera, se utilizan capas externas de $FeSi_2$, y capas internas de WSi_2 . La capa externa es de $FeSi_2$ ya que es la que se encuentra en contacto directo con el plasma y es capaz de generar SiO_2 , lo cual reduce la inserción de oxígeno en el WC-FeCr. Por otro lado, el ritmo de oxidación del WSi_2 es más lento que el del W solo, pero pierde considerablemente esta propiedad a temperaturas muy altas, por lo que se lo coloca en la zona más interna. A partir de la utilización de estas capas protectoras, se logró una mejora del grado de oxidación alrededor de tres órdenes de magnitud con respecto a las muestras sin capas, como se puede ver en la figura 25 [7]:

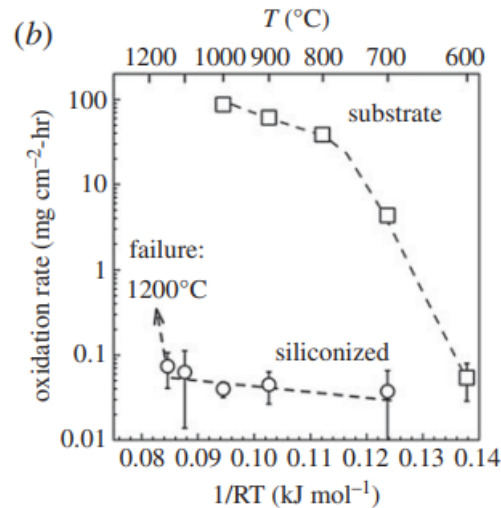


Figura 25: Ritmo de oxidación en función de la temperatura para la muestra sin capa protectora de $FeSi_2$ (superior), y con $FeSi_2$ (inferior). Se puede observar una mejora de alrededor de tres órdenes de magnitud en presencia de la capa protectora [7].

Por otro lado, el estudio de la generación de He y la interacción del material con He es de gran importancia, como se mencionó anteriormente, ya que ambas son capaces de reducir la resistencia del material. La interacción de He con el material puede producir burbujas superficiales, que agregan a la fragilidad, dificultad exacerbada con el aumento del diámetro de las mismas. Para ello, se sometieron muestras de WC y WC-FeCr ante radiación neutrónica y se observaron las transmutaciones producidas [7]. La interacción con la subred de C genera una cantidad considerable de He, al igual que la interacción con el agregado de FeCr. Sin embargo, si bien la producción de He debido a la interacción del material es considerable y, a su vez, la reacción nuclear presente en el reactor también genera He, las burbujas que se observaron en la superficie no poseían un diámetro preocupante (un máximo de $6n\mu$). En el caso de que se formasen las aleaciones de carbono indeseadas mencionadas previamente, se observaron burbujas aproximadamente siete veces más grandes, pero este problema es naturalmente controlable mediante el control de la estequiometría de la reacción, como se mencionó previamente.

De esta manera, se puede ver que un material basado en WC-FeCr puede ser un candidato viable para la fabricación del escudo protector en un modelo de tokamak esférico. En primer lugar, presenta las buenas propiedades de un elemento basado en WC en términos de flujo de calor y resistencia ante radiación electrónica y de rayos gamma. La resistencia ante los impulsos energéticos producidos por el plasma se ve aumentada gracias a la aleación con metales. De agregar un tratamiento con un depositador de capas basadas en Si, el material no presenta niveles preocupantes de oxidación a temperaturas por debajo de los 1200 $^{\circ}C$, que es una temperatura razonable en los bordes del reactor. Finalmente, la interacción con el He generado tanto por la transmutación producto de la interacción electrónica y la reacción nuclear no aumentan notablemente la fragilidad del escudo. El estudio de este material para el desarrollo del escudo protector es muy importante ya que éste es la base para la construcción de un tokamak con geometría esférica, y podría presentar una alternativa prometedora a futuro.

5.2. Campo magnético y superconductores

Como se discutió previamente, el aumento de la intensidad del campo magnético podría también representar una solución a la hora del diseño de un reactor. Sin embargo, la dificultad de generar campos magnéticos toroidales altos debido a no solo el estrés sufrido por los bobinados externos, sino también a la necesidad de utilizar más potencia externa para generar más circulación de corriente por dichos bobinados, no es una tarea sencilla. A su vez, los conductores externos deben soportar los altos valores de campo magnético poloidal generado por la corriente del plasma. Veamos entonces algunas de las alternativas posibles para la elección de dicho tipo de conductor.

Dado que uno busca la posibilidad de generar campos magnéticos altos sin tener que pagar un gran precio en términos de potencia auxiliar requerida, una alternativa natural que podría surgir es la de los superconductores. Los superconductores poseen una gran ventaja sobre un conductor estándar ya que permiten la circulación de corriente sin resistencia eléctrica, por lo que no generan pérdidas por disipación óhmica. De esta manera, se podrían obtener campos magnéticos más intensos que los posibles a partir de la utilización de conductores convencionales. Los superconductores más populares en la actualidad son los denominados de baja temperatura (LTS). Se caracterizan como LTS a los materiales que poseen una temperatura crítica T_c , es decir, la temperatura por encima de la cual pierden sus propiedades superconductoras, de $77K$. Sin embargo, los LTS suelen presentar su mejor rendimiento a temperaturas del He líquido ($4 - 5K$), siendo uno de los de mejor rendimiento en la actualidad el Nb_3Sn . Cabe mencionar que la superconductividad no es una propiedad exclusivamente dependiente de la temperatura, sino que también debe tenerse en cuenta la corriente circulante y el campo magnético presente. De esta manera, los superconductores también poseen una corriente crítica I_c y un campo magnético crítico B_c . Así, en el momento de determinar qué materiales son los más apropiados para la generación de los campos magnéticos confinantes, es importante tener en cuenta todos estos parámetros críticos.

Sin embargo, un problema importante con los LTS es que las características superconductoras que favorecen su aplicación en reactores de fusión se manifiestan a temperaturas muy bajas (por ejemplo $4-5K$, que es la temperatura del He líquido). Esto presenta dos dificultades a superar: en primer lugar, toda la energía en forma de calor emitida por el reactor es capaz de aumentar la temperatura del material y anular las propiedades superconductoras del mismo, lo cual es altamente indeseable ya que el campo magnético generado es vital para el confinamiento del plasma. En segundo lugar, a pesar de que se lograra llevar y mantener al superconductor a temperaturas bajas, el mero proceso de mantenerlo en ese estado implica un esfuerzo económico ya que se debe sustentar un tratamiento criogénico constante.

Con estas dos cuestiones en mente, una alternativa interesante es la de superconductores de alta temperatura (HTS). Los superconductores se consideran de alta temperatura si mantienen sus características superconductoras a temperaturas por encima de los $77K$, que es la temperatura del nitrógeno líquido, el agente congelador de mayor temperatura de los comúnmente utilizados hoy en día. Los HTS no solo operan a temperaturas más elevadas que los superconductores utilizados normalmente, sino que también permiten mayores densidades de corriente en campos magnéticos más altos. A su vez, una densidad de corriente mayor permite una reducción del diámetro de la columna central, lo cual es una ventaja ya que ésta agrega directamente al radio mayor y, como se mencionó previamente, la reducción de tamaño del reactor podría ser una solución para mejorar el rendimiento en términos de costo. Debido a su vez al mayor valor de B_c presente en los HTS a bajas temperaturas, éstos permitirían operar en presencia de campos $> 16 - 18T$, que suele ser una cota superior para el Nb_3Sn . Por esta razón y por el hecho de que la I_c en el HTS suele caer considerablemente para $T > 25K$, se suele trabajar a temperaturas por debajo de este valor.

Si bien hay una gran cantidad de HTS en el mercado, hay dos familias fabricadas a base de cobre que supieron ser las más utilizadas en los últimos tiempos: la BSCCO, que suelen ser conocidos como los superconductores de primera generación (1G), y REBCO, o de segunda generación (2G). Si bien a partir de estos materiales se pudieron realizar pruebas estables con unos parámetros de 100 kA , $5,3\text{ T}$ y 20 K (una buena respuesta a corrientes y temperaturas altas, pero con un campo magnético bajo), la fabricación de bobinados a partir de estos materiales presentan aún varias dificultades a superar [9], algunas de las cuales se comentarán a continuación. Dado que los bobinados se elaboran a partir de la colocación de las láminas superconductoras sobre un sustrato, es importante que las fuerzas $I \times B$ no sean lo suficientemente grandes como para desmantelar este ensamblado, como suele ocurrir en el caso de los 2G. A su vez, la protección contra y detección de un posible quench es importante, ya que suele ser más complicado detectar la pérdida de propiedades superconductoras en un HTS debido a que sus temperaturas de operación son mayores a aquellas de los LTS. Por otro lado, se deben realizar pruebas a tanto corrientes como campos magnéticos en los rangos de interés para el caso de un reactor ($30 - 100\text{ kA}$ y $> 16T$, este último ya que hasta 16 T es posible la utilización de LTS como el Nb_3Sn). Desde un

punto de vista más técnico, es importante que el superconductor utilizado sea fácilmente desmontable para su inspección, mantenimiento, acceso y reparabilidad en caso de ser necesaria. Finalmente, una barrera no menor pero que se espera que mejore con el avance de este tipo de tecnologías es el tema del precio, ya que los HTS tipo REBCO suelen ser entre 5-10 veces más caros que los LTS tipo Nb_3Sn , lo cual debe ser estudiado con más detalle en términos del balance entre un mejor rendimiento en el proceso de fusión a costo de un mayor precio en los materiales necesarios para el mismo. De poder solucionar estas dificultades, los superconductores de 1G y 2G podrían significar un avance significativo en la tecnología de los reactores de fusión ya que permitirían el trabajo no solo a temperaturas mayores que los LTS, sino que también ofrecen mayor resistencia en un marco de trabajo de corrientes y campos magnéticos altos.

Afortunadamente, se han producido avances en los últimos años en la tecnología superconductor a altas temperaturas y corrientes, y han aparecido prototipos que podrían bien representar el futuro en términos de la fabricación de bobinados para confinamiento magnético. Uno de esos prototipos es un cable denominado VIPER [10]. Este nuevo tipo de cables, como se explicará a continuación, ha demostrado un gran avance a términos de los principales problemas presentes en un escenario de altas corriente ($> 25kA$) y altos campos magnéticos ($> 15T$), que son: (1) la estabilidad en presencia de corrientes muy altas (como se mencionó anteriormente, la presencia de corrientes muy altas y las fuerzas que éstas implican pueden afectar el rendimiento del cable, con el principal problema siendo la disminución de la I_c), (2) estabilidad criogénica y la detección del quench, y (3) un diseño tecnológico sencillo. La resolución de estos problemas es de principal interés ya que los superconductores actuales no son capaces de soportar el estrés presente ante estos valores de campos ($\approx 18T$).

5.2.1. VIPER

Una esquematización del cable se puede ver en la figura 26:

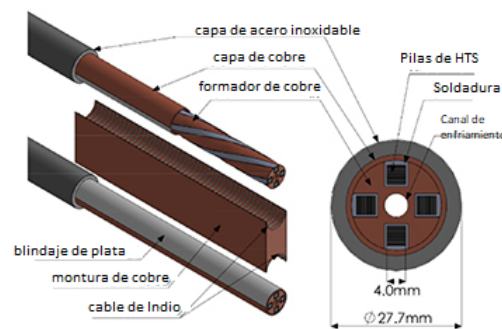


Figura 26: Diagrama representativo de las capas presentes en el cable y las juntas utilizadas (izquierda), y sección transversal del mismo (derecha) [10].

El cable posee un núcleo central en donde se encontrará el agente congelador. Los HTS son apilados y, a partir de la técnica de impregnación a presión al vacío (VPI), se colocan en el formador de cobre que rodea el núcleo central. Finalmente éste es rodeado por una capa intermedia de cobre y una más externa de acero inoxidable, la cual aporta a la robustez del cable. Los cables interactúan a través de las juntas, compuestas por una montura de cobre con cables de Indio para aumentar la superficie de contacto y reducir la resistencia eléctrica. El soldado utilizado para conectar en simultáneo los HTS dentro del cable y las juntas presenta una serie de ventajas desde un punto de vista técnico. En primer lugar, desde un punto de vista mecánico, la soldadura permite crear un cable donde las componentes internas se encuentran bien fijadas. A su vez, sobrecargas (por ejemplo eléctricas o térmicas) se transfieren a través de la soldadura y del formador hacia la capa externa de acero inoxidable, que posee una resistencia mayor a este tipo de estrés y reduce el posible daño al cable. Por otro lado, desde un punto de vista eléctrico, las soldaduras ofrecen un mejor contacto eléctrico (con baja resistencia) entre los HTS que forman las pilas, y entre éstas y el formador de cobre, lo cual favorece el flujo volumétrico de corriente y una distribución de corriente uniforme. Algo importante a remarcar es que el proceso de fabricación redujo la I_c en menos de 5%, que es el rango aceptado para un funcionamiento apropiado de un superconductor [9]. En último lugar, desde un punto de vista térmico, VIPER presenta una conductividad térmica a 20K hasta cinco veces mayor de la presente en los LTS convencionales a 4K, lo cual favorece el flujo de sobrecarga térmica en los HTS hacia el centro congelador y reduce un posible daño o cese de funcionamiento de los superconductores.

Antes de comenzar con la discusión del rendimiento de este tipo de cables, caben destacar las ventajas que ofrece el tipo de junta utilizada. Las juntas, que se encargan de conectar cables entre sí, representan una dificultad en términos de sobrecarga térmica, por lo que una junta fácil de diseñar y con baja resistencia es altamente deseada. Sin embargo, gracias al proceso de soldado utilizado para la fabricación de estos cables, los HTS se encuentran en buen contacto entre ellos, al igual que las capas de cobre que los rodean. De esta manera, la junta simplemente tiene que encargarse de conectar las capas de cobre entre ellas, lo cual lleva al sencillo diseño de una doble montura como se puede ver en la figura 26. Esta configuración permite reducir la distancia entre cables, aumentando la densidad de corriente y reduciendo la resistencia que ofrece la junta. Por otro lado, una de las ventajas principales que presenta este tipo de cables es la facilidad de desarme, lo cual aumenta considerablemente la facilidad para el mantenimiento y supera uno de los problemas que tenían los HTS en la actualidad.

5.2.2. Estabilidad mecánica y térmica

Los potenciales cables a utilizar en un reactor de fusión deben poseer un grado de resistencia a los esfuerzos térmicos (ya que éstos pasan de temperatura ambiente a temperaturas superconductoras) y mecánicos (debido a las fuerzas $I \times B$ que se generan en presencia de altas corrientes y campo magnéticos) presentes durante el proceso de funcionamiento. El objetivo consiste en analizar la resistencia de los cables ante ciclos térmicos (pasar de temperatura ambiente, a superconductor y luego a ambiente de nuevo) y mecánicos (sin fuerzas aplicadas, luego en presencia de fuerzas $I \times B$ y nuevamente sin fuerzas aplicadas). Para ello se tomaron cuatro cables distintos con el diseño presentado en la figura 26, pero de los cuales tres de ellos (Alpha, Bravo y Charlie) poseían una sola pila de HTS y, el cuarto (Delta), poseía cuatro pilas. Sobre los cables que poseían una sola pila de HTS se buscó estudiar principalmente la respuesta ante el esfuerzo mecánico para distintas corrientes y cantidad de ciclos mecánicos, mientras que para Delta se buscó ver si aumentar la cantidad de pilas generaba alguna diferencia, a su vez como la detección de quench.

Un resumen de los resultados se encuentran en la tabla 2:

	I (kA)	B (T)	T (K)	Fuerza $I \times B$ ($kN * m^{-1}$)	# ciclos $I \times B$	# ciclos térmicos	Degradación I_c (%)
Alpha	17	10,9	5	185	2000	1	3,8
Bravo	35	10,9	5	382	1550	1	4,1
Charlie	35	10,9	5	382	500	0	3,4
Delta	50	10,9	5	545	150	2	2,5

Tabla 2: Tabla representativa de los valores de parámetros obtenidos para los distintos cables de prueba de VIPER. De izquierda a derecha: la corriente máxima, el campo magnético máximo, la temperatura a la que se trabajó, fuerza $I \times B$ máxima soportada, ciclos $I \times B$ y térmicos, respectivamente, y porcentaje de degradación de la corriente crítica.

En primer lugar, caben destacar los resultados presentados con respecto a la degradación de la corriente crítica. Si bien se hicieron estudios para distintos pares de cable de cada tipo, se tomó la degradación mayor en porcentaje con el objetivo de sobrestimar los resultados. Se puede observar que todos los valores de degradación son menores a 5%, que se mencionó previamente es el valor de consideración estándar en cuanto a porcentaje de degradación óptimo para el funcionamiento en un reactor de fusión. Esta estabilización de la I_c proviene de la buena estabilidad mecánica que provee el método de VPI, que resulta muy útil en el objetivo de desviar la mayor cantidad de esfuerzo mecánico hacia la capa de acero inoxidable que recubre el cable. La degradación suele tener lugar dentro de los primeros 30 ciclos, y luego se estabiliza.

Los resultados presentados en términos de los esfuerzos mecánicos también son destacables. Normalmente se considera que a corrientes entre $25 - 75 kA$ y campos $> 10T$ deberían resistir entre 1000 y 10000 ciclos mecánicos, y entre 10-100 ciclos térmicos [10]. Se buscó entonces ver qué ocurría a medida que se disminuía la cantidad de ciclos mecánicos pero se aumentaba la fuerza a partir de un aumento de corriente. Los pares de cable Bravo y Charlie fueron sometidos a fuerzas casi cuatro veces a la máxima previamente obtenida (de $102 kN * m^{-1}$) sin presentar una degradación apreciable. A su vez, el par de cables Bravo lo hizo en presencia de una corriente de $35 kA$ y durante 1550 ciclos, bien dentro de los límites previamente estipulados. Finalmente, si bien para el cable Delta se realizaron nada más que 150 ciclos, se pudieron realizar bajo la acción de fuerzas muy superiores al anterior límite a partir de la utilización de una corriente de $50 kA$. Esta resistencia es importante por lo siguiente. El factor de real interés en este estudio es el estrés sobre las pilas de HTS más que sobre el cable total en sí (por eso en los cables Alpha, Bravo y Charlie se utilizó solo una pila). Sin embargo, dado que éste es el verdadero esfuerzo de interés se podría considerar que un aumento en la cantidad de pilas podría aumentar la densidad de corriente de circulación posible en el cable, ya que el esfuerzo $I \times B$ (que es sobre el cable entero)

se distribuiría entre las distintas pilas. De esta manera, podrían realizarse cables tipo Bravo con cuatro pilas y cuatro veces más densidad de corriente, poniéndolo dentro de los límites operaciones de máquinas como DEMO ($\approx 100kA$). La estabilidad presente ante este rango de esfuerzos mecánicos (que mejora aquella obtenida para, por ejemplo, los cable de REBCO, que presentaron una separación del sustrato considerable) es un factor de gran importancia a la hora de pensar en conductores para reactores de fusión.

Finalmente, se utilizó el cable Delta para la detección del quench, como se mencionó anteriormente. La detección en HTS es más complicada que en los LTS debido a su alta estabilidad térmica, lo cual puede reducir la velocidad de propagación de la zona normal (NZPV). La NZPV es la velocidad a la que viaja un punto caliente en un superconductor, es decir, un punto que perdió su propiedad superconductora. De esta manera, una baja NZPV hace que sea más difícil detectarla, y aumenta la probabilidad de daño. Se realizaron medidas de las NZPV para un campo magnético de $10,9T$, temperaturas de $10K$ y $20K$, y un rango de corrientes entre $36kA$ y $47,5kA$. Las velocidades obtenidas eran iguales o mayores a las obtenidas normalmente en un LTS, lo cual es un gran avance. A su vez, presentó una mayor resistencia al quench (más detalles del proceso de medición en [10]).

De esta manera, se puede ver que los cables tipo VIPER presentan una gran resistencia mecánica, crioestabilidad (resistencia a la aparición de puntos calientes) y detección de quench. Son sencillos de fabricar y fácilmente desarmables, lo cual favorece al mantenimiento de los cables. Si bien aún debe continuar siendo analizado en térmicos de la resistencia ante una mayor cantidad de ciclos térmicos, valores de campo/corriente mayores para poder observar concretamente la respuesta ante escenarios tipo ITER o DEMO, y temperaturas mayores, la gran cantidad de ventajas presentes lo colocan como un posible candidato de sustitución para los LTS utilizados hoy en día en los reactores de fusión.

6. Conclusiones

El objetivo principal de este trabajo consistía en la familiarización con la teoría que refiere a la física del plasma, lo cual fue logrado. A partir de la misma, se logró comprender el funcionamiento de uno de los diseños de reactores de fusión más importantes en la actualidad: el tokamak. Se estudió el funcionamiento del mismo, desde la física subyacente a los procesos internos como el estudio de las limitaciones que se encuentran presentes en dicho tipo de reactor.

A partir del entendimiento de la física del plasma y de los tokamaks en particular, se estudiaron las leyes de escala ya elaboradas en [3], con el objetivo de entender cómo el rendimiento del reactor (en este caso particular, del proyecto internacional DEMO), medido por la potencia de fusión o el triple producto, depende de los parámetros característicos del mismo.

Con las limitaciones que restringen a un reactor y las leyes de escala en mente, se realizaron barridos en los valores de campo magnético, relación de aspecto, radio mayor, corriente y elongación para ver si alguna combinación de los mismo pudiese replicar la potencia esperada por un diseño ya elaborado como DEMO pero viendo si era posible generar una mejora en términos de costo o estabilidad. Los barridos se hicieron, en primer lugar, para un reactor en modo-H. A partir de ellos se encontraron alternativas interesantes. Por un lado, se podría mantener la geometría toroidal del reactor, incluso disminuyendo parámetros geométricos como el radio mayor y el menor, a costas de un aumento en el valor del campo magnético. La disminución de estos parámetros favorecería en términos de costo de fabricación, pero vendrían acompañados con la necesidad de aumentar el campo confinante y ameritaría un estudio detallado con respecto a si el balance económico final es positivo. Por otro lado, la posibilidad de una reducción de la relación de aspecto a partir de lo que se conoce como un tokamak esférico. Esto favorece al reactor en términos de estabilidad gracias al aumento de la elongación del plasma, pero también requiere en general un aumento en los campos magnéticos, aunque viene acompañado de una reducción en los parámetros geométricos así que la misma discusión del balance económico toma lugar.

Luego, se realizaron los mismos estudios pero para un reactor en modo-I. El modo-I proponía una alternativa interesante sobre el modo-H ya que no presenta la inestabilidad conocida como ELM, que son una de las posibles fuentes de ruptura del plasma. Dado que el modo-I otorga menos potencia de fusión que el modo-H, el objetivo era ver si quizás alguna mejora considerable en términos de los parámetros necesarios pudiese justificar esta disminución en el rendimiento. Los barridos utilizados para el modo-H no presentaron valores esperanzadores, por lo que se hicieron barridos completos en los valores de campo magnético para relaciones de aspecto fijas, con la idea de ver si algún diseño concreto, ya sea esférico o toroidal, pudiese presentar una alternativa viable. La geometría esférica no presentó valores útiles, ya que implicaba un aumento muy considerable en la corriente del plasma necesaria para su operación. Por otro lado, la geometría esférica sí presentó valores razonables en términos de corriente del plasma necesaria, pero la necesidad de parámetros similares a los encontrados en los barridos del modo-H aparentemente no justificarían la utilización de un reactor en modo-I. Si bien la operación en este modo presenta ventajas en términos de estabilidad y podrían aminorar restricciones en, por ejemplo, la necesidad de un escudo protector diseñado para soportar las emisiones de las ELMs, un estudio profundo del balance económico debería realizarse para ver si este aumento en estabilidad justifica la disminución en la potencia de fusión obtenida.

Finalmente, se buscó información acerca de qué tecnologías vigentes en la actualidad pudiesen ser óptimas para la elaboración de ambos diseños propuestos para el modo-H. Para los aumentos de campo magnético se estudió la tecnología superconductor, en particular a alta temperatura (HTS). Los HTS presentan una gran ventaja sobre los LTS actualmente utilizados ya que no imponen tantas dificultades en términos del mantenimiento de un tratamiento criogénico permanente, y por lo tanto suponían una alternativa viable. Dentro de este tipo de superconductores, se consideró un nuevo tipo de cable denominado VIPER, que presenta una gran expectativa a la hora de su consideración como generador de campos magnéticos confinantes. Con respecto a la disminución de la relación de aspecto, se estudiaron las características de un reactor con geometría esférica. Una de las que requería una mejora con más urgencia era el escudo protector de la columna central superconductor, por lo que se buscó información acerca de distintos materiales que fuesen potenciales candidatos para su elaboración. Para ello se consideraron una aleación de tungsteno, carbono, hierro y cobre (WC-FeCr). Este material presentaba un bajo grado de oxidación y, por ende, de generación de impurezas que contaminen el plasma, a su vez como una alta resistencia al estrés energético por las emisiones producidas en el proceso de fusión. De poder desarrollarse a fondo estas tecnologías, quizás se podrían generar reactores de fusión similares a DEMO en rendimiento (o incluso mejores), pero reduciendo el costo económico y mejorando la estabilidad.

7. Bibliografía

- [1] Chen F. (2016). "Introduction to plasma physics and controlled fusion" (3ra ed.). Springer.
- [2] Woods L. (2006). "Tokamak theory of transport". WILEY-VCH.
- [3] Palermo F., Fable E., Angioni C., Siccino M., Zohm H. (2019). *Scaling laws for theory-based modeling for different regimes in the DEMO fusion reactor. Nuclear fusion. 59. 096010.*
- [4] Costley A. E. (2019). *Towards a compact spherical tokamak fusion power plant. Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 377 (2141). 20170439.*
- [5] Voss G. M., Allfrey S., Bond A., Huang Q., Knight P. J., Wilson H. R. (2000). *A conceptual design of a spherical tokamak power plant. Fusion Engineering and Design. 51-52, 309-318.*
- [6] Kadomstev B. B. (1993). *Tokamak plasma: a complex physical system.* CRC Press
- [7] Humphry-Baker, S. A., & Smith, G. D. W. (2019). *Shielding materials in the compact spherical tokamak. Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 377(2141). 20170443.*
- [8] Zhai Y., Titus P., Kessel C., El-Guebaly L. (2017). *Conceptual Magnet Design Study for the Fusion Nuclear Science Facility. Fusion Engineering and Design. 135. 324-336.*
- [9] Bruzzone P., Fietz W. H., Minervini J. V., Novikov M., Yanagi N., Zhai Y., & Zheng J. (2018). *High temperature superconductors for fusion magnets. Nuclear Fusion. 58. 103001.*
- [10] Hartwig Z. S., Vieira R. F., (2020). *VIPER: an industrially scalable high-current high-temperature superconductor cable. Superconductor Science and Technology. 33. 11.*
- [11] Kinsey J. E., Staebler G. M., & Waltz R. E. (2008), *The first transport code simulations using the trapped gyro-Landau-fluid model. Physics of Plasmas. 15(5). 055908.*
- [12] Freidberg J. P., Mangiarotti F. J., & Minervini J. (2015). *Designing a tokamak fusion reactor—How does plasma physics fit in?. Physics of Plasmas. 22(7). 070901.*
- [13] Sorbom B. N., Ball J., Palmer T. R., Mangiarotti F. J., Sierchio J. M., Bonoli P., Kasten C. (2015). *ARC: A Compact, High-Field, Fusion Nuclear Science Facility and Demonstration Power Plant with Demountable Magnets. Fusion and Engineering Design. 100. 378-405.*
- [14] Fülöp T., Helander P., Vallhagen O., Embreus O., Hesslow L., Svensson P., Creely A. J. (2020). *Effect of plasma elongation on current dynamics during tokamak disruptions. Journal of Plasma Physics. 86(1). 474860101.*
- [15] Saarelma S. et al, (1988). *Plasma Phys. Control. Fusion. 60. 014042.*
- [16] Pereverzev P., Yushmanov P. N. (2002). *ASTRA Automated System for TTransport Analysis in a Tokamak.*
- [17] Kinsey J. E., Staebler G. M., Waltz R. E. (2008). *The first transport code simulations using the trapped gyro-Landau-fluid modela. Physics of Plasma, 15(5). 055908.*
- [18] Minotti F. O. (2019). *Apuntes de física del plasma.*
- [19] <https://www.researchgate.net/figure/Cross-sections-in-barn-as-a-function-of-the-center-of-mass-energies-of-the-reactingfig2282394950>
- [20] Wesson J. (2004). "Tokamaks" (3ra ed.). Clarendon Press.
- [21] <https://www.researchgate.net/figure/A-schematic-view-of-the-arrangement-of-materials-in-a-tokamakfig1231004407>
- [22] https://en.wikipedia.org/wiki/Kink_instability
- [23] Schneider P. A. (2012). "Characterization and scaling of the tokamak edge transport barrier".

8. Apéndice

8.1. Tablas de resultados para los barridos realizados en la sección 3

:

A	B (T)	R (m)	I (MA)	κ
1,8	3,8	6,7	46,9	2,6
1,9	3,9	7,2	43,1	2,5
2,0	4,0	7,6	39,5	2,4
2,1	4,1,	8,1	36,1	2,3
2,2	4,2	8,5	33,0	2,2
2,3	4,3	8,9	30,1	2,1
2,4	4,4	9,3	27,4	2,0
2,5	4,5	9,7	24,9	1,9
2,6	4,6	10,1	22,5	1,8
2,7	4,7	10,4	20,4	1,7
2,8	4,8	10,8	18,4	1,6
2,9	4,9	11,2	16,6	1,6
3,0	5,0	11,5	16,3	1,6
3,1	5,1	11,9	16,0	1,6
3,2	5,2	12,2	15,8	1,6
3,3	5,3	12,5	15,5	1,6
3,4	5,4	12,9	15,3	1,6

Tabla 3: Tabla de valores para el barrido de 3,8 – 5,4T

A	B (T)	R (m)	I (MA)	κ
1,8	5,5	3,0	30,4	2,6
1,9	5,6	3,3	28,2	2,5
2,0	5,7	3,5	26,1	2,4
2,1	5,8	3,8	24,1	2,3
2,2	5,9	4,0	22,2	2,2
2,3	6,0	4,3	20,4	2,1
2,4	6,1	4,6	18,7	2,0
2,5	6,2	4,8	17,1	1,9
2,6	6,3	5,1	15,6	1,8
2,7	6,4	5,3	14,2	1,7
2,8	6,5	5,6	12,9	1,6
2,9	6,6	5,8	11,7	1,6
3,0	6,7	6,1	11,5	1,6
3,1	6,8	6,4	11,4	1,6
3,2	6,9	6,6	11,3	1,6
3,3	7,0	6,9	11,2	1,6
3,4	7,1	7,1	11,1	1,6

Tabla 4: Tabla de valores para el barrido de 5,5 – 7,1T

A	B (T)	R (m)	I (MA)	κ
1,8	5,5	3,0	30,4	2,6
1,9	5,4	3,5	29,4	2,5
2,0	5,3	4,1	28,4	2,4
2,1	5,2	4,8	27,3	2,3
2,2	5,1	5,6	26,3	2,2
2,3	5,0	6,4	25,2	2,1
2,4	4,9	7,3	24,1	2,0
2,5	4,8	8,1	23,1	1,9
2,6	4,7	9,6	22,0	1,8
2,7	4,6	11,0	21,0	1,7
2,8	4,5	12,4	19,3	1,6
2,9	4,4	14,1	18,8	1,6
3,0	4,3	16,0	19,4	1,6
3,1	4,2	18,1	20,1	1,6
3,2	4,1	20,5	20,8	1,6
3,3	4,0	23,1	21,6	1,6
3,4	3,9	26,1	22,4	1,6

Tabla 5: Tabla de valores para el barrido de 5,5 – 3,9T

A	B (T)	R (m)	I (MA)	κ
1,8	7,2	1,7	22,1	2,6
1,9	7,1	2,0	21,3	2,5
2,0	7,0	2,3	20,5	2,4
2,1	6,9	2,6	19,6	2,3
2,2	6,8	3,0	18,8	2,2
2,3	6,7	3,4	17,9	2,1
2,4	6,6	3,8	17,0	2,0
2,5	6,5	4,4	16,1	1,9
2,6	6,4	4,9	15,3	1,8
2,7	6,3	5,5	14,5	1,7
2,8	6,2	6,2	13,6	1,6
2,9	6,1	6,9	12,8	1,6
3,0	6,0	7,8	13,1	1,6
3,1	5,9	8,6	13,5	1,6
3,2	5,8	9,6	13,9	1,6
3,3	5,7	10,7	14,3	1,6
3,4	5,6	11,9	14,6	1,6

Tabla 6: Tabla de valores para el barrido de 7,2 – 5,6T

8.2. Tablas de resultados para los barridos realizados en la sección 4.1

A	B(T)	R(m)	I(MA)	κ
1,8	3,8	5,7	39,3	2,6
1,9	3,9	6,1	36,4	2,5
2,0	4,0	6,5	33,7	2,4
2,1	4,1	6,9	33,1	2,3
2,2	4,2	7,3	28,6	2,2
2,3	4,3	7,8	26,3	2,1
2,4	4,4	8,2	24,1	2,0
2,5	4,5	8,6	22,1	1,9
2,6	4,6	9,0	20,2	1,8
2,7	4,7	9,4	18,4	1,7
2,8	4,8	9,8	16,7	1,6
2,9	4,9	10,2	15,1	1,6
3,0	5,0	10,6	15,0	1,6
3,1	5,1	11,0	14,9	1,6
3,2	5,2	11,4	14,7	1,6
3,3	5,3	11,8	14,6	1,6
3,4	5,4	12,2	14,5	1,6

Tabla 7: Tabla de valores para el barrido de $3,8 - 5,4T$ en modo-I

A	B(T)	R(m)	I(MA)	κ
1,8	5,5	3,1	31,6	2,6
1,9	5,6	3,4	29,4	2,5
2,0	5,7	3,7	27,3	2,4
2,1	5,8	4,0	25,3	2,3
2,2	5,9	4,3	23,4	2,2
2,3	6,0	4,6	21,6	2,1
2,4	6,1	4,9	19,9	2,0
2,5	6,2	5,2	18,3	1,9
2,6	6,3	5,5	16,8	1,8
2,7	6,4	5,8	15,3	1,7
2,8	6,5	6,1	14,0	1,6
2,9	6,6	6,4	12,7	1,6
3,0	6,7	6,7	12,6	1,6
3,1	6,8	7,0	12,6	1,6
3,2	6,9	7,3	12,5	1,6
3,3	7,0	7,6	12,4	1,6
3,4	7,1	7,9	12,3	1,6

Tabla 8: Tabla de valores para el barrido de $5,5 - 7,1T$ en modo-I

A	B(T)	R(m)	I(MA)	κ
1,8	5,5	3,1	31,6	2,6
1,9	5,4	3,6	30,1	2,5
2,0	5,3	4,2	28,5	2,4
2,1	5,2	4,7	27,0	2,3
2,2	5,1	5,4	25,5	2,2
2,3	5,0	6,1	24,1	2,1
2,4	4,9	6,9	22,6	2,0
2,5	4,8	7,7	21,3	1,9
2,6	4,7	8,7	19,9	1,8
2,7	4,6	9,7	18,6	1,7
2,8	4,5	10,9	17,3	1,6
2,9	4,4	12,1	16,1	1,6
3,0	4,3	13,5	16,4	1,6
3,1	4,2	15,0	16,7	1,6
3,2	4,1	16,7	17,0	1,6
3,3	4,0	18,5	17,2	1,6
3,4	3,9	20,5	17,5	1,6

Tabla 9: Tabla de valores para el barrido de 5,5 – 3,9T en modo-I

A	B(T)	R(m)	I(MA)	κ
1,8	7,2	2,1	27,0	2,6
1,9	7,1	2,3	25,6	2,5
2,0	7,0	2,7	24,2	2,4
2,1	6,9	3,0	22,9	2,3
2,2	6,8	3,4	21,5	2,2
2,3	6,7	3,8	20,2	2,1
2,4	6,6	4,3	19,0	2,0
2,5	6,5	4,8	17,8	1,9
2,6	6,4	5,3	16,6	1,8
2,7	6,3	5,9	15,5	1,7
2,8	6,2	6,5	14,4	1,6
2,9	6,1	7,2	13,3	1,6
3,0	6,0	7,9	13,5	1,6
3,1	5,9	8,7	13,6	1,6
3,2	5,8	9,6	13,8	1,6
3,3	5,7	10,5	14,0	1,6
3,4	5,6	11,5	14,2	1,6

Tabla 10: Tabla de valores para el barrido de 7,2 – 5,6T en modo-I

8.2.1. Barridos de campo para el modo-I con $A=2$ y $\kappa = 2,5$

B(T)	R(m)	I(MA)
3,8	7,1	34,7
3,9	6,8	34,2
4,0	6,5	33,7
4,1	6,3	33,2
4,2	6,0	32,7
4,3	5,8	32,3
4,4	5,6	31,8
4,5	5,4	31,4
4,6	5,2	31,0
4,7	5,0	30,6
4,8	4,9	30,2
4,9	4,7	29,9
5,0	4,6	29,5
5,1	4,4	29,2
5,2	4,3	28,8
5,3	4,1	28,5
5,4	4,0	28,2
5,5	3,9	27,9
5,6	3,8	27,6
5,7	3,7	27,3
5,8	3,6	27,1
5,9	3,5	26,8
6,0	3,4	26,5
6,1	3,3	26,3
6,2	3,2	26,0
6,3	3,2	25,8
6,4	3,1	25,5
6,5	3,0	25,3
6,6	2,9	25,1
6,7	2,9	24,8
6,8	2,8	24,6
6,9	2,7	24,4
7,0	2,7	24,2
7,1	2,6	24,0
7,2	2,6	23,8

Tabla 11: Valores de radio mayor y corriente del plasma para un barrido de campo magnético entre $3,8y7,2T$, con $A = 2$ y $\kappa = 2,5$ **8.2.2. Barridos de campo para el modo-I con $A=3$ y $\kappa = 1,66$**

B(T)	R(m)	I(MA)
3,8	16,4	18,6
3,9	15,8	18,3
4,0	15,1	18,1
4,1	14,6	17,8
4,2	14,0	17,5
4,3	13,5	17,3
4,4	13,0	17,1
4,5	12,6	16,8
4,6	12,1	16,6
4,7	11,7	16,4
4,8	11,3	16,2
4,9	11,0	16,0
5,0	10,6	15,8
5,1	10,3	15,6
5,2	10,0	15,5
5,3	9,7	15,3
5,4	9,4	15,1
5,5	9,1	15,0
5,6	8,7	14,8
5,7	8,6	14,7
5,8	8,4	14,5
5,9	8,2	14,4
6,0	7,9	14,2
6,1	7,7	14,1
6,2	7,5	14,0
6,3	7,4	13,8
6,4	7,2	13,7
6,5	7,0	13,6
6,6	6,8	13,4
6,7	6,7	13,3
6,8	6,5	13,2
6,9	6,4	13,1
7,0	6,2	13,0
7,1	6,1	12,9
7,2	5,9	12,8

Tabla 12: Valores de radio mayor y corriente del plasma para un barrido de campo magnético entre $3,8 - 7,2T$, con $A = 3$ y $\kappa = 1,66$

Tesis disponible bajo Licencia Creative Commons Atribución – No Comercial – Compartir Igual (BY) 2.5
Argentina Buenos Aires, 2021