



---

**Universidad de Valladolid**

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**TRABAJO FIN DE GRADO**

**Grado en Física**

**IMPLOSIONES MAGNETIZADAS PARA FUSIÓN NUCLEAR POR  
CONFINAMIENTO INERCIAL**

**Autor: Ricardo Aguado Collazo**

**Tutor: Gabriel Pérez Callejo**

**Año 2023**

# Índice

<b>1. Introducción y fundamento teórico</b>	<b>3</b>
1.1. Concepto de temperatura . . . . .	3
1.2. Concepto de plasma . . . . .	3
1.3. Características de la fusión . . . . .	5
1.4. Distintas reacciones nucleares . . . . .	7
1.5. Distintos métodos de fusión nuclear . . . . .	8
1.6. Influencia del campo magnético . . . . .	11
<b>2. Metodología</b>	<b>14</b>
<b>3. Resultados y análisis de los mismos</b>	<b>16</b>
3.1. Influencia del campo sobre las magnitudes . . . . .	20
3.1.1. Cambios en la temperatura . . . . .	21
3.1.2. Influencia en los parámetros . . . . .	23
<b>4. Conclusiones</b>	<b>30</b>

## Resumen

En este trabajo se realizaron simulaciones de implosiones cilíndricas magnetizadas para fusión por confinamiento inercial, para la reacción de deuterio y tritio. El trabajo tiene como objetivo estudiar el comportamiento del plasma, tanto macroscópica como microscópicamente, bajo los efectos de campos magnéticos aplicados de 0 a 50 T. La importancia de dicho estudio recae por tanto en la comprensión de dichos efectos, para su posterior aplicación a fin de controlar y consecuentemente optimizar las implosiones para proyectos de fusión futuros. Las simulaciones estaban basadas en experimentos previos llevados a cabo en la instalación láser OMEGA de Estados Unidos, siendo por tanto realizables en dicho laboratorio. Las simulaciones de este trabajo hacían uso de un código magnetohidrodinámico, el cual caracterizaba las implosiones en términos de magnitudes macroscópicas. Las simulaciones otorgaron datos de densidad, temperaturas iónicas y electrónicas y campo magnético para cada punto de combustible. Empleando estos datos se estudió cómo de fijado estaba en cada caso el campo magnético al plasma y el cociente entre la presión térmica y magnética. El resultado de las mismas revela una compresión del campo magnético muy considerable, llegando así el campo inicial a ser multiplicado hasta por factores de  $10^3$ . Este aumento resulta en presiones magnéticas extremadamente altas para tiempos avanzados de la implosión, llegando incluso a superar la presión térmica para los casos de magnetización más extrema. A mayores, se obtuvieron los radios de Larmor electrónicos e iónicos, a fin de analizar las pérdidas energéticas y la variación de la conducción térmica en función del campo. Los radios de Larmor electrónicos resultaron ser muy bajos para todos los campos, explicando así el aumento de la temperatura debido a una baja conducción térmica. Por otra parte, los radios de Larmor iónicos tenían valores superiores, de tal forma que a campos bajos, los iones eran capaces de escapar del cilindro, aumentando así las pérdidas y disminuyendo la temperatura.

Simulations of magnetized cylindrical implosions for inertial confinement fusion were carried out in this work, for deuterium and tritium reaction. The objective of the work is to study the behavior of plasma, both macroscopically and microscopically, under the effects of applied magnetic fields from 0 to 50 T. The importance of this study lies therefore on the understanding of those effects, for its subsequent application in order to control and consequently optimize implosions for future fusion projects. The simulations were based on previous experiments carried out at the OMEGA laser facility in the United States, and are therefore feasible in that laboratory. The simulations of this work made use of a magnetohydrodynamic code, which characterized the implosions in terms of macroscopic magnitudes. The simulations provided density data, ionic and electronic temperatures, and magnetic field for each of fuel points. Using these data, it was studied how fixed the magnetic field was in each case to the plasma, and the ratio between the thermal and magnetic pressures. The results reveal a large compression of the magnetic field, thus reaching the initial field to be multiplied up to factors of  $10^3$ . This increase results in extremely high magnetic pressures for advanced implosion times, even exceeding thermal pressure for the most extreme magnetization cases. In addition, the electronic and ionic Larmor radii were obtained, in order to analyze the energy losses and the variation of thermal conduction depending on the field. The electronic Larmor radii turned out to be very low for all fields, thus explaining the increase in temperature due to low thermal conduction. On the other hand, the ionic Larmor radii had higher values, in such a way that at low fields, the ions were able to escape from the cylinder, thus increasing the losses and decreasing the temperature.

# 1. Introducción y fundamento teórico

El problema energético y el cambio climático, llevan motivando a la comunidad científica a buscar métodos energéticos alternativos durante décadas, a fin de reducir las emisiones de dióxido de carbono a la atmósfera.

Entre ellos destacan energías renovables como la solar o la eólica, que derivan directamente de la energía emitida por el Sol. Surge así la idea de aprovechar la energía que tiene lugar en las estrellas, pero produciéndola en nuestro propio planeta.

Esta es emitida debido a las reacciones nucleares de fusión, las cuales se dan en estos astros bajo condiciones extremas de presión y temperatura. En ellas, la materia se encuentra en estado de plasma, quedando los átomos separados en iones y electrones y emergiendo así la interacción electromagnética.

Estas condiciones extremas son necesarias, ya que para obtener la fusión de los núcleos se debe vencer su repulsión Coulombiana [9]. La interacción fuerte, responsable de la atracción de los nucleones del núcleo, es del orden de 100 veces más intensa que la electromagnética. Sin embargo, su alcance es de aproximadamente 1 fm mientras que la interacción electromagnética es de alcance infinito. Es por esta razón por la que se necesitan altas presiones, quedando así los núcleos muy próximos y permitiendo que la interacción fuerte pueda imponerse sobre la electromagnética para darse la fusión.

## 1.1. Concepto de temperatura

Un gas en equilibrio térmico tiene partículas de todas las velocidades, y la distribución de Maxwell es la más apropiada para estas. De esta forma, se obtiene que la energía cinética media para cada grado de libertad es

$$E_{media} = \frac{1}{2}kT \quad (1.1)$$

generalizando a 3 dimensiones,  $E_{media} = 3/2kT$ .

## 1.2. Concepto de plasma

Cuando se habla de plasma, se suele entender este como un gas con una parte de sus átomos ionizados, tal y como se ha descrito anteriormente. Estos pueden ser vistos en los relámpagos o en las auroras boreales entre otros. Es más común encontrarlas en el vacío, tal y como ocurre en las estrellas o nebulosas. Sin embargo, no se puede considerar cualquier gas ionizado como un plasma, debido a que en un gas siempre hay cierto grado de ionización, dado por la ecuación de Saha, para un gas en equilibrio térmico [8]

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2,4 \cdot 10^{21} \cdot \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-U_i/kT} \quad (1.2)$$

en la que  $n_i$  y  $n_n$  son las concentraciones de átomos ionizados y neutros respectivamente,  $T$  es la temperatura,  $U_i$  la energía de ionización y  $k$  la constante de Boltzmann.

Por tanto, una definición más apropiada para plasma es la de un gas cargado cuasineutro que

exhibe comportamiento colectivo.

Se dice que tiene comportamiento colectivo, en el sentido de que al haber cargas libres pueden surgir concentraciones locales de carga. El movimiento de estas cargas genera corrientes eléctricas y campos magnéticos, los cuales influyen sobre el movimiento del resto de cargas del plasma sin entrar en contacto con ellas. De esta forma, el hecho de encontrar cargas libres crea interacciones a larga distancia dentro del plasma y no solo dependen de las condiciones locales tal y como ocurre en los fluidos convencionales o eléctricamente neutros.

Otra característica importante de los plasmas es el denominado apantallamiento de Debye. Al haber cargas libres en el plasma, una perturbación del campo eléctrico debido a una acumulación de carga (o a una carga externa incorporada) es apantallada casi por completo por cargas del signo opuesto, que son atraídas hacia la distribución original disminuyendo la carga neta encerrada en un contorno mayor, tal y como ocurre en los metales. Generalmente son los electrones los que se alejan o acercan en vez de los iones (o ambos), por tener una menor inercia.

Este apantallamiento no es completo debido a que el potencial generado por la perturbación de carga decae con la distancia, hasta el punto en que la energía térmica de las partículas apantallantes la iguala, pudiendo escapar.

Al grosor de esta nube apantallante se le denomina longitud de Debye

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_\infty e^2}} \quad (1.3)$$

donde  $n_\infty$  representa la densidad iónica en una zona infinitamente alejada de la perturbación,  $\epsilon_0$  la permitividad eléctrica del vacío y  $e$  la carga del electrón.

Por tanto, para que un plasma sea cuasineutro ( $n_e \simeq n_i \simeq n$ , siendo  $n_e$  la densidad electrónica,  $n_i$  la densidad iónica, y  $n$  una densidad común denominada densidad del plasma), las dimensiones de este deben ser bastante mayores que la longitud de Debye, o análogamente, el plasma lo suficientemente denso como para que  $\lambda_D$  sea mucho menor que las dimensiones del sistema[8].

Además, debido al tratamiento estadístico realizado para llegar a dichos resultados, es necesario que en la nube apantallante exista suficiente número de partículas, dícese  $N_D \gg 1$ , siendo  $N_D$  el número de partículas en la esfera apantallante.

Por último, el plasma debe estar dominado en su mayor parte por las interacciones electromagnéticas, de tal forma que los choques de partícula cargadas con neutras no sea tan frecuente como para que la hidrodinámica sea la que controle su naturaleza. [8]

Para una carga separada de su posición de equilibrio, la frecuencia del plasma  $\omega$ , es aquella del movimiento oscilatorio de la misma respecto a su posición de equilibrio, debido a la interacción electromagnética. [6] Llamando  $\tau$  al tiempo medio de colisión con átomos neutros, el plasma debe cumplir por consiguiente  $\omega\tau > 1$ .

### 1.3. Características de la fusión

En las reacciones de fusión, dos núcleos atómicos se unen formando uno más pesado (y otras partículas)



Existe una diferencia de masa entre los productos y los reactantes de dicha reacción, relacionada directamente con la diferencia de energías de la forma [9].

$$Q = (m_a + m_X - m_b - m_Y)c^2 \quad (1.5)$$

Cada núcleo atómico se encuentra formado por nucleones (protones y neutrones) que se mantienen unidos gracias a la interacción fuerte. Estos nucleones se encuentran llenando distintos niveles energéticos dentro del núcleo, siguiendo el modelo de capas.

La masa de un núcleo es inferior a la suma de las masas de sus constituyentes. Es aquí donde aparece la energía de ligadura, que es la necesaria para separar el átomo en dichos constituyentes:

$$E_L = \left( Zm\left({}_1^1\text{H}\right) + Nm_n - m(Z, N) \right) c^2 \quad (1.6)$$

donde  $Z$  representa el número de protones,  $N$  el de neutrones,  $m\left({}_1^1\text{H}\right)$  la masa del protón,  $m_n$  la del neutrón y  $m(Z, N)$  la de un núcleo con  $Z$  protones y  $N$  neutrones. Debido a la naturaleza de la interacción fuerte y en función del llenado de capas, la energía de ligadura de un núcleo por nucleón cambia en función del número de nucleones. Esta sigue la curva representada en la figura 1. En ella, a mayor energía, más estable es el núcleo, presentando un pico en los 56 nucleones. Por tanto, partiendo de núcleos más bajos en dicha curva, se obtendrá energía si el resultado está más alto en la misma, en otras palabras, se tratará de un proceso exotérmico. En esta curva se basa la fusión nuclear, con reacciones entre núcleos ligeros, que dan lugar a reacciones exotérmicas con núcleos más pesados como productos.

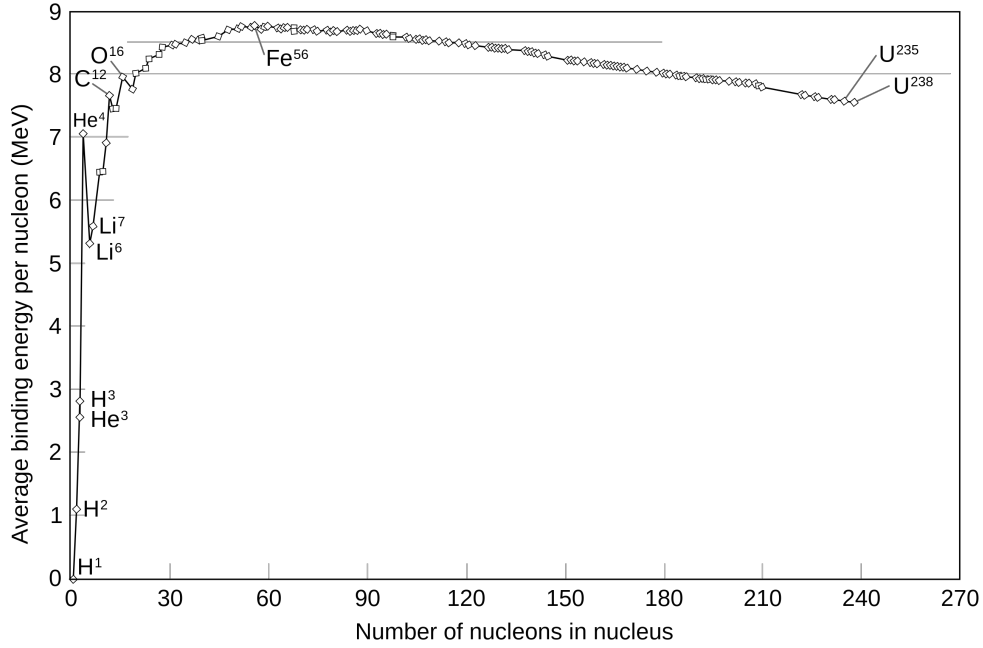


Figura 1: Energía de ligadura media por nucleón [1].

En las estrellas la compresión del plasma viene dada por la presión gravitatoria, valores inalcanzables de dicha forma a nuestra escala. Además, en el Sol, los núcleos de hidrógeno pueden vivir durante un millón de años antes de fusionarse en Helio, tiempo del que tampoco se dispone. Es necesario por tanto adaptar las condiciones para obtener dicha energía en nuestro caso.

Dada la reacción de fusión nuclear  $a + X \rightarrow b + Y$ , como se ha indicado antes, los núcleos deben estar lo suficientemente cerca como para vencer la barrera coulombiana. Esta tendrá un valor

$$V_C = \alpha \hbar c \frac{Z_a Z_X}{R_a + R_X} \quad (1.7)$$

donde  $R_i$  y  $Z_i$  son el radio y el número atómico del núcleo  $i$  respectivamente,  $\hbar$  la constante de Planck reducida y  $\alpha$  la constante de estructura fina. En los reactores de fusión se alcanzan energías del orden de los 10 keV, las cuales no llegan a superar esta barrera. Es decir, la fusión se está dando por efecto túnel. La probabilidad de este será la misma que la de Gamow para la desintegración  $\alpha$ , es decir [9]

$$P = e^{-2G} \quad \text{siendo} \quad G = \frac{1}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2\mu(V(r) - E)} dr \quad (1.8)$$

con  $\mu$  la masa reducida de  $a$  y  $X$  y  $E$  la energía cinética en el centro de masas.

La sección eficaz, que da cuenta de la probabilidad de cada reacción, es inversamente proporcional al cuadrado de la velocidad relativa del sistema centro de masas de  $a$  y  $X$ . A su vez, es proporcional a la probabilidad vista anteriormente [9], con lo que

$$\sigma_{aX} = \frac{S(E)}{E} e^{-2\pi\alpha c Z_a Z_X / v} \quad (1.9)$$

donde  $S(E)$  es aproximadamente  $5,4 \text{ MeV} \cdot \text{barn}$  para las energías típicas de un reactor de fusión

[9].

A su vez se puede definir la velocidad de reacción. Este viene dado por el valor medio del producto entre la sección eficaz con la velocidad relativa entre blanco y proyectil, es decir,  $\langle\sigma v\rangle$ .

#### 1.4. Distintas reacciones nucleares

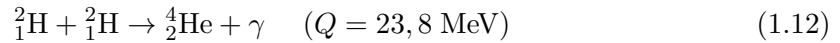
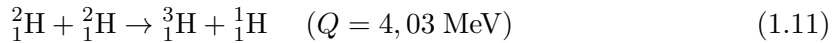
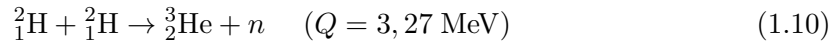
Las reacciones de fusión más importantes son

##### 1. Reacciones de fusión con protones

En primer lugar, aparece la reacción  ${}^1_1\text{H} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{H} + e^+ + \nu_e$ . Esta tiene un calor de reacción  $Q=0,42$  MeV y una sección eficaz muy baja ( $\sigma \sim 10^{-47}\text{cm}^2$ ) siendo inviable para su uso en los reactores de fusión.

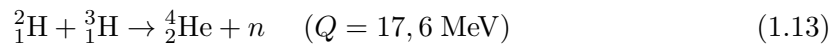
Esta es la única reacción posible para dos protones, ya que la reacción  ${}^1_1\text{H} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_2\text{He} + \gamma$  no se da debido a que no existe un estado ligado de dos protones.

##### 2. Reacciones de fusión de deuterio

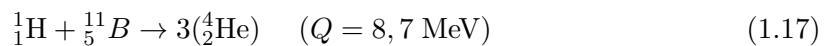
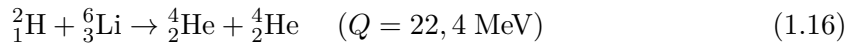
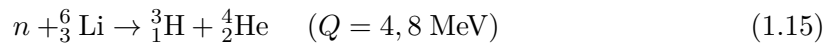
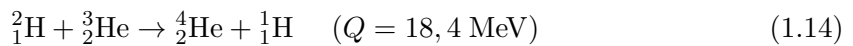


Las reacciones 1.10 y 1.11 tienen un calor de reacción relativamente bajo, mientras que el de la reacción 1.12 es muy elevado. Tanto es así, que resulta ser mayor que las energías de separación de neutrón y protón para el  ${}^4_2\text{He}$ , con lo que la reacción no sirve. Este helio se descompone, dando lugar finalmente a una de las dos reacciones anteriores. A mayores, la reacción es muy poco probable.

##### 3. Reacción de deuterio y tritio



##### 4. Otras reacciones



Atendiendo a la figura 2, en donde aparecen las secciones eficaces para distintas reacciones de fusión en función de la energía, y a los calores de reacción expuestos anteriormente, la reacción más apropiada resulta ser la de deuterio y tritio (reacción 1.13). Tiene un calor de reacción alto, y su sección eficaz es muy superior a la del resto de reacciones para las energías en el reactor (nótese la escala logarítmica) siendo su velocidad de reacción también mayor. A esto se le añade



que el deuterio es un isótopo bastante abundante, con una proporción de 1 por cada 6500 en agua. Bien es cierto que el tritio es inestable, pero este se puede obtener por bombardeo de neutrones sobre  ${}^6_3\text{Li}$  o  ${}^7_3\text{Li}$ .

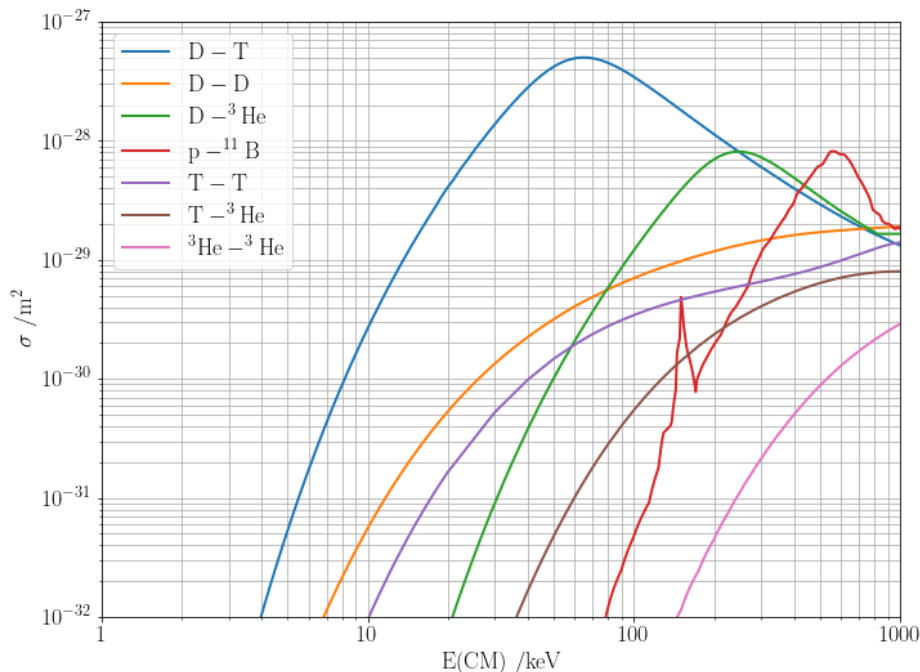


Figura 2: Secciones eficaces en función de la energía para distintas reacciones de fusión [2].

### 1.5. Distintos métodos de fusión nuclear

Para conseguir rendimiento energético, es necesario que la energía obtenida en la reacción sea superior a la que debió aportarse para calentar el plasma y a la perdida por la radiación. Este rendimiento viene dado por el criterio de Lawson [15], el cual dice que, para obtenerlo, el producto de la densidad y el tiempo de confinamiento del plasma debe superar un valor mínimo.

$$n\tau > \frac{12kT}{\langle\sigma v\rangle Q} \quad (1.18)$$

siendo  $n$  la densidad iónica,  $\tau$  el tiempo de confinamiento y  $\langle\sigma v\rangle$  la velocidad de reacción. Para valores de energía típicos en un reactor, unos 10 keV,  $n\tau > 10^{14}$  s/cm<sup>3</sup>. Cabe destacar que a esta definición habría que añadirle el rendimiento en la transformación de la energía térmica (obtenida en la reacción) a energía eléctrica, típicamente del 30 % [9].

Es aquí donde surgen distintos métodos para obtener la fusión, en función de las variables maximizadas en el anterior producto. Las principales son la fusión por confinamiento magnético (MCF) y la fusión por confinamiento inercial (ICF), cuyos parámetros para el criterio de Lawson pueden observarse en la tabla 1.

Parámetro	MCF	ICF
$n/\text{cm}^{-3}$	$10^{14}$	$10^{24}$
$\tau/\text{s}$	10	$10^{-9}$
$n\tau/(\text{s cm}^{-3})$	$10^{15}$	$10^{15}$

Tabla 1: Parámetros para los distintos tipos de confinamiento.

La fusión por confinamiento magnético fue la primera en ser propuesta. En ella, el plasma es confinado mediante campos magnéticos, aprovechándose de que estos se componen de partículas cargadas, y consiguiendo así evitar pérdidas al tocar el recipiente que las contiene. Esta rama busca maximizar el tiempo de confinamiento del plasma, de tal forma que la energía intercambiada en las colisiones es devuelta al mismo. El plasma se encuentra en equilibrio térmico, siguiendo una distribución de Maxwell, con lo que reciben el nombre reacciones termonucleares.

Dentro de la fusión por confinamiento magnético esta se divide en distintos caminos, en función de la forma del campo y del reactor. Los principales son el Tokamak, figura 3, como el ITER o el JET y el Stellerator, figura 4.

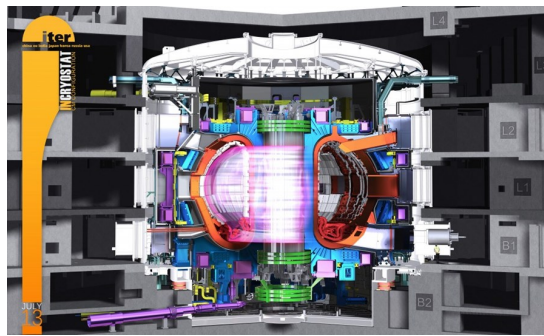


Figura 3: Tokamak del ITER [3].

En ambos casos se confina el plasma a partir de los campos generados por bobinas de corriente. Sin embargo, estas son mucho más simples y con una forma regular para el caso de los Tokamak. En ellos el reactor tiene forma toroidal o de anillo. Por otra parte, las corrientes para el stellerator son más enrevesadas, dando lugar así a líneas de campo magnético más irregulares.

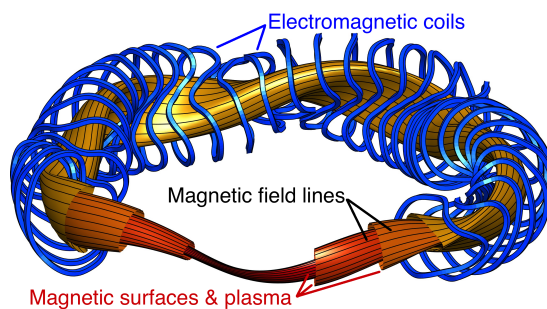


Figura 4: Stellerator [4]

La fusión por confinamiento inercial, por otra parte, surgió durante la década de los 70. Esto fue

debido al gran avance en la potencia de los láseres durante dicho periodo, el cual abrió la puerta a conseguir la compresión buscada mediante los mismos. Fue propuesta por primera vez por John Nuckolls, Lowell Wood, et al. [18] en el Laboratorio Nacional Lawrence Livermore, entre otros. Aseguraban que era posible conseguir la fusión nuclear de isótopos de hidrógeno, conteniendo estos en pequeños pellets y comprimiéndolos mediante láseres de altas energías.

Esta idea es la que se ha ido desarrollando hasta llegar a la fusión por confinamiento inercial conocida a día de hoy.

En ella, se aumenta la densidad del plasma, con respecto al caso de confinamiento magnético, en detrimento del tiempo de confinamiento del mismo, buscando cumplir igualmente el criterio de Lawson.

Es posible para el plasma, que el tiempo de vida de este no sea suficiente como para que la temperatura iónica y electrónica sean la misma. Cada especie tendrá entonces su temperatura de equilibrio y su propia distribución de velocidades [8].

La fusión por confinamiento inercial, hace uso bien de láseres o bien de haces de partículas. Estos son apuntados hacia un pellet, figura 5, el cual puede ser esférico o cilíndrico, en el que se encuentra contenido el combustible (D-T en nuestro caso).

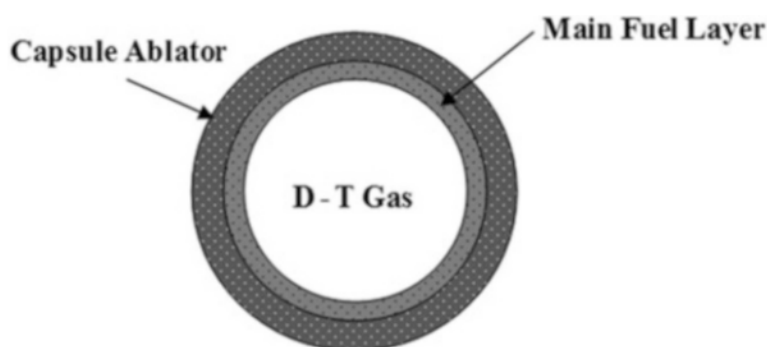


Figura 5: Cápsula previa a la implosión [22]

La cápsula o pellet está conformada por un aislante externo, seguido de una capa de combustible en estado sólido y del combustible en estado gaseoso en su interior. La capa sólida contiene la mayor parte del combustible [8].

La energía depositada por los láseres en el aislante hace que este se vaya evaporando, generando una presión hacia dentro por conservación del momento lineal, y por tanto la consecuente implosión. La presión es transmitida hacia el centro del pellet, al igual que un aumento de temperatura debido al calentamiento de la atmósfera generada por los láseres [22]. Este calentamiento se transmite a lo largo del combustible, generándose una “chispa de fusión” en la parte gaseosa al llegar al centro. Esta chispa crea una onda de quemado que se expande por todo el combustible, llegando así a la parte sólida. La razón por la que se añade esta parte, es precisamente para que se alcance esa mayor temperatura en la parte gaseosa, quemándose la mayor parte del combustible al llegar a la parte sólida. Permite, por tanto, alcanzar altas temperaturas aún

aumentando la cantidad de combustible.

Es importante que la implosión sea lo más isótropa posible, para evitar inestabilidades y conseguir una mayor compresión. Para ello, serían necesarios infinitos láseres bombardeando la cápsula. A fin de que la energía se deposite de forma más regular, surge la idea de que esta sea transmitida de forma indirecta. En este caso, el pellet se introduce en el centro de un cilindro hueco de oro (hohlraum, figura 6), el cual es irradiado con los láseres, reemitiendo este Rayos-X hacia la cápsula de una forma más uniforme [8].

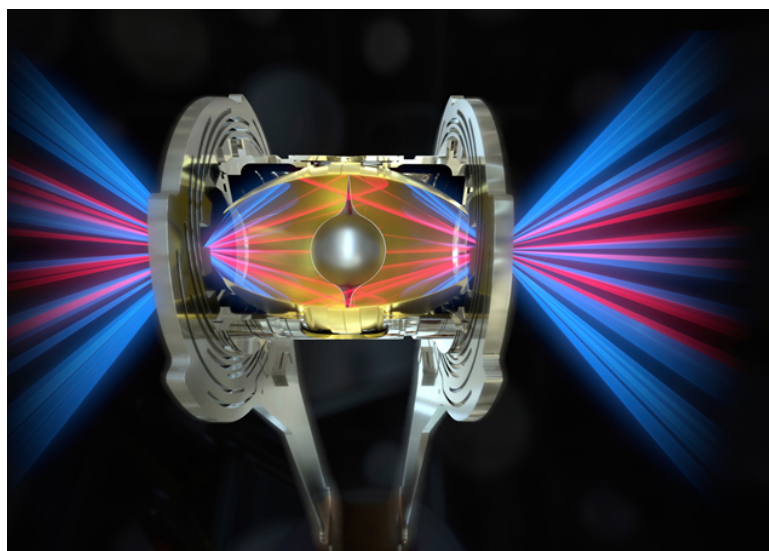


Figura 6: Hohlraum de oro [5].

Otra forma de aumentar la isotropía es empleando pellets cilíndricos, los cuales serán usados durante este trabajo.

Confinando los electrones, encargados de la conducción térmica, se consigue reducir la misma (además de reducir las pérdidas energéticas). A su vez, el confinamiento de los iones (serán necesarios campos mayores que para los electrones por su mayor inercia), reduce también las pérdidas energéticas. son de esperar entonces mayores temperaturas con el campo.

Además, durante el trabajo también se analiza el aumento del campo aplicado, y el consecuente cambio en la presión magnética (habrá una presión magnética hacia fuera del pellet por tratarse de una zona con menor campo).

## 1.6. Influencia del campo magnético

El motivo para añadir campos magnéticos en ICF es que, al igual que en MCF, estos controlan en cierta manera el movimiento de las partículas cargadas. Este control puede llevar a ventajas y regímenes de interés en el plasma.

En caso de un pellet esférico, al añadir un campo magnético se pierde esta simetría, creando implosiones anisotrópicas. El campo magnético normal a la superficie del pellet puede favorecer el crecimiento de las irregularidades debido a las inhomogeneidades del láser [20]. Esto, junto

con una mayor facilidad para la irradiación regular del pellet con respecto al caso esférico, constituyen las razones por las que se escoge un pellet cilíndrico en su lugar.

Para implosiones cilíndricas, al añadir un campo magnético en la dirección axial del pellet, es de esperar que los iones y electrones del combustible describan trayectorias helicoidales alrededor del eje  $z$  (dirección del campo).

Analizándolo desde un punto de vista microscópico, cada partícula tendrá un radio de Larmor, que variará en función de su masa, velocidad y el valor del campo en dicho momento.

De esta forma, se producirán menos colisiones entre las partículas por agitación térmica, haciendo que la conductividad térmica, llevada mayoritariamente por los electrones, sea menor y reduciendo así las pérdidas y favoreciendo la ignición. Además, el campo magnético mantendrá las partículas en el pellet durante más tiempo, ejerciendo estas una menor presión hacia el exterior y permitiendo una mayor compresión del combustible. Esto favorecerá las reacciones de fusión, ya que a mayor densidad, más cerca estarán los núcleos de deuterio y tritio, haciendo que la probabilidad de fusión por efecto túnel aumente.

El radio de Larmor para una partícula cargada en el seno de un campo magnético viene dado por [19]

$$r_L = \frac{mv}{q|\mathbf{B}|} \quad (1.19)$$

Esta velocidad se trata de la componente perpendicular al campo, ya que un campo magnético no actúa sobre una partícula cargada cuya velocidad es paralela al mismo. Por tanto, la velocidad a sustituir es la del plano X-Y (siendo la dirección del campo magnético el eje  $z$ ).

Dicha velocidad se puede hallar partiendo de la expresión 1.1, la cual mostraba la energía cinética media de una distribución de Maxwell para una dimensión. Generalizando esta a dos dimensiones (multiplicando por un factor dos) e igualando a la expresión de la energía cinética de una partícula, se obtiene la velocidad media en el plano X-Y

$$v_{media} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (1.20)$$

sustituyendo este valor en la expresión 1.19, se llega a

$$r_L = \frac{\sqrt{2mkT}}{q|\mathbf{B}|} \quad (1.21)$$

donde  $T$  y  $m$  se sustituirán en cada caso por la temperatura y masa de los electrones o de los iones. Desde el punto de vista microscópico interesa que estos radios sean menores que el radio del pellet en cada momento. Al ser menores que el radio del pellet, estos no se saldrán del plasma, depositando su energía en el mismo y reduciendo así las pérdidas energéticas. Esto permitirá alcanzar temperaturas mayores.

Es necesario ahora definir el número de Reynolds magnético. Este viene dado por

$$S_R = \frac{vL}{\eta_m} \quad (1.22)$$

donde  $v$  es la velocidad del plasma,  $L$  el tamaño del mismo y  $\eta_m$  la difusividad magnética, característica del medio. Según el valor del número de Reynolds magnético, el campo se comportará de una forma u otra. Para  $S_R \ll 1$  el campo magnético cambiará de acuerdo a la ecuación de difusión, mientras que para  $S_R \gg 1$  las líneas de campo magnético quedan congeladas en el plasma, conservándose así el flujo magnético [17]. Esta compresión del plasma no tiene lugar en los polos de una implosión esférica (el campo es normal a la superficie), con lo que aunque la compresión másica sea mayor, la compresión efectiva del campo magnético es similar en implosiones cilíndricas y esféricas [21].

Es conveniente introducir una métrica para ver cuan fijado se encuentra el campo magnético al plasma, el parámetro de congelamiento en el plasma

$$\Gamma = \frac{|\mathbf{B}| \rho_0}{B_0 \rho} \quad (1.23)$$

donde  $\rho_0$  y  $B_0$  representan la densidad másica y el campo magnético iniciales.  $\Gamma$  se aproximará más a 1 cuanto más se conserve el flujo magnético, representando así una medida del seguimiento del campo magnético con el plasma. Para implosiones cilíndricas muy magnetizadas,  $\Gamma \approx 1$  [21].

Además, se introduce el cociente entre la presión térmica y la magnética, asumiendo que el plasma se comporta como un gas ideal

$$\beta = \frac{P_{th}}{P_{mag}} = \frac{2(P_e + P_i)\mu_0}{|\mathbf{B}|^2} = \frac{2(n_e T_e + n_i T_i)\mu_0}{|\mathbf{B}|^2} \frac{R}{N_A} \quad (1.24)$$

Este cociente da una idea de la presión que domina el comportamiento del plasma. Para  $\beta > 1$  la presión térmica domina sobre la magnética, y viceversa. Consiguiendo que  $\beta$  sea menor que uno, se llega a un régimen en que el comportamiento del plasma se ve más regulado por el campo que por la temperatura.

Considerando el campo magnético completamente congelado en el plasma ( $\Gamma = 1$ )

$$\beta = \frac{2(T_e + T_i)\mu_0 \rho_0^2}{m_i \rho B_0^2} \frac{R}{N_A} \quad (1.25)$$

donde se ha asumido que la densidad másica viene aportada únicamente por los iones, siendo  $m_i$  una media entre la del núcleo del deuterio y la del tritio (2,515 uma).

Esta métricas serán de utilidad para determinar el crecimiento del campo magnético a lo largo de la implosión, en función del campo inicial aplicado, y como consecuencia de este el aumento en la presión magnética. En función de este aumento el comportamiento del plasma diferirá.

Además,  $\beta(\Gamma = 1)$ , permitirá relacionar las presiones térmicas y magnéticas para campo completamente congelado. Esto es importante ya que, optimizando las implosiones se podría llegar en un futuro a dicho resultado (se obtendrán siempre presiones magnéticas superiores que a la del caso real).

## 2. Metodología

Se realizaron simulaciones de experimentos de implosiones cilíndricas, basadas en experimentos previos realizados en la instalación láser OMEGA (Rochester, NY, USA).

En nuestras simulaciones no fue añadida la capa de combustible sólido, tal y como se hace en las implosiones esféricas, ya que para implosiones cilíndricas es complicado de construir además de ineficiente por la menor compresión debido a la diferente simetría. Se estudió el comportamiento del plasma y sus magnitudes características al aplicar campos magnéticos en el eje axial del cilindro entre 0T y 50 T. Este campo magnético busca confinar los electrones e iones dentro del pellet. Al tratarse de partículas cargadas, estas describen una trayectoria helicoidal dentro del pellet, cuyo radio, será menor cuanto mayor sea el campo.

Las simulaciones fueron llevadas a cabo mediante el código magnetohidrodinámico FLASH, el cual trata al plasma desde un punto de vista macroscópico, es decir, teniendo en cuenta las ecuaciones de fluidos, corrientes eléctricas y campos magnéticos, considerando el plasma como un fluido cargado.

Trabajos previos en implosiones cilíndricas usando la instalación láser OMEGA habían logrado un patrón de irradiación uniforme del láser sobre el pellet de longitud menor a la del diámetro inicial del mismo [10, 14].

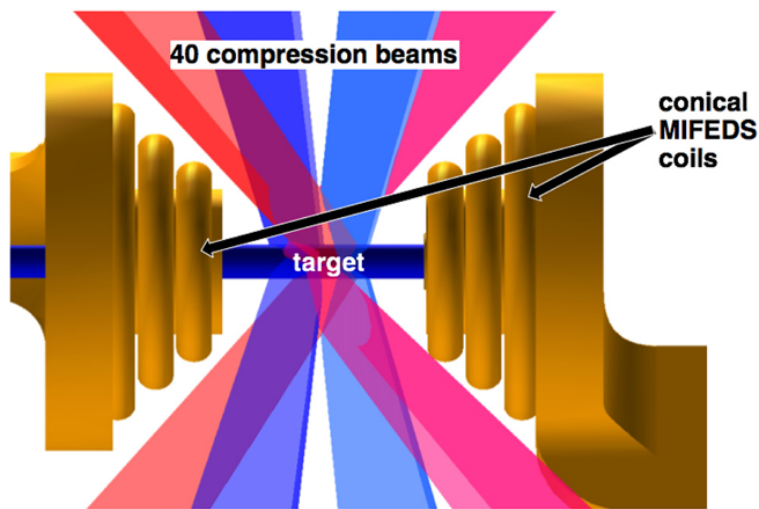


Figura 7: Montaje experimental del mini-MagLIF [12]. El montaje recreado por las simulaciones estudiadas es análogo al de la figura

El montaje experimental de las simulaciones del trabajo fue basado en experimentos previos realizados en el mini-MagLIF (figura 7). Los blancos son implosionados empleando 40 láseres de la instalación OMEGA, los cuales actúan mediante pulsos cuadrados de 1,5 ns y liberan 14,5 kJ sobre el cilindro. Además, de la intensidad, la orientación de estos láseres fue determinada a fin de obtener uniformidad en la implosión a lo largo de más de  $600\mu\text{m}$  del blanco [13, 11]. Se puede observar la energía depositada sobre el blanco en la figura 8.

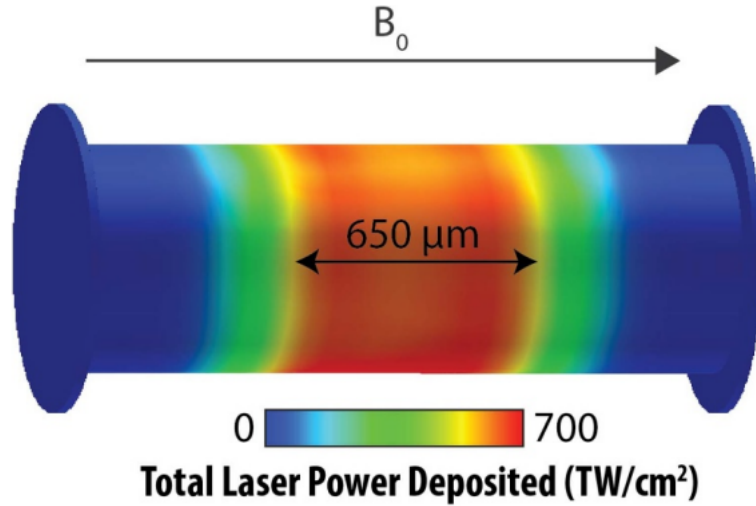


Figura 8: Distribución de la energía depositada a lo largo del blanco obtenida mediante VIS-RAD[16]

En dicho experimento, el blanco consistía en un cilindro hueco de parileno N (de densidad  $1,11 \text{ g/cm}^3$ ), con radios internos y externos de  $273 \mu\text{m}$  y  $290 \mu\text{m}$  respectivamente, siguiendo así el diseño de las implosiones realizadas en el mini-MagLIF en OMEGA [12]. Este estaba relleno de deuterio en estado gaseoso ( $\text{D}_2$ ), con densidad  $1,81 \text{ kg/m}^3$  y a  $290 \text{ K}$ , es decir, a unas  $11 \text{ atm}$  de presión.

Para las simulaciones estudiadas en este trabajo, la disposición de los láseres y deposición de energía de los mismos es igual, así como la densidad del aislante, la del gas interior y su temperatura. Sin embargo, estas simulaciones se realizaron para un gas de deuterio y tritio (por ser una reacción más adecuada, tal y como se discutió previamente), con lo que la presión en ese caso era de unas  $8,5 \text{ atm}$ .

Cabe destacar que en nuestras simulaciones, a diferencia del experimento con el mini-MagLIF, no se está realizando un precalentamiento del plasma, ya que este aumentaría la presión térmica del combustible a costa de reducir la compresión del campo magnético.

Es interesante recalcar que las simulaciones necesitaban unas  $24\text{h}$  para llevarse a cabo, con 2 núcleos trabajando en paralelo. Esto de una idea del coste computacional de las mismas.

Los campos magnéticos aplicados variaron desde los  $0 \text{ T}$  hasta los  $50 \text{ T}$ , y los resultados de cada implosión fueron extraídos mediante el programa VisIt [7]. A partir de este se extrajeron perfiles de densidad, temperaturas iónicas y electrónicas, campo magnético y target (variable que determina si lo observado se trata de combustible o no) para el centro del cilindro y en función de la coordenada radial. Una vez recolectados los datos se calculan los parámetros  $\Gamma$  y  $\beta$  descritos en el apartado 1.6.



### 3. Resultados y análisis de los mismos

Una vez computadas las simulaciones, los datos numéricos obtenidos se visualizaron mediante VisIt. En las figuras 9 y 10 se aprecia el resultado de las simulaciones para la variable blanco (target) en distintos instantes de la implosión.

Esta variable vale uno para el combustible y cero para materiales distintos. Es crucial para el análisis de los datos. A lo largo de la simulación adquiere valores intermedios, aunque en las figuras no se aprecie.

A la vista de las imágenes, se corrobora que para el montaje experimental de los láseres, la energía depositada es la misma a lo largo de gran parte del blanco, con lo que se considerará simetría axial en dicha zona.

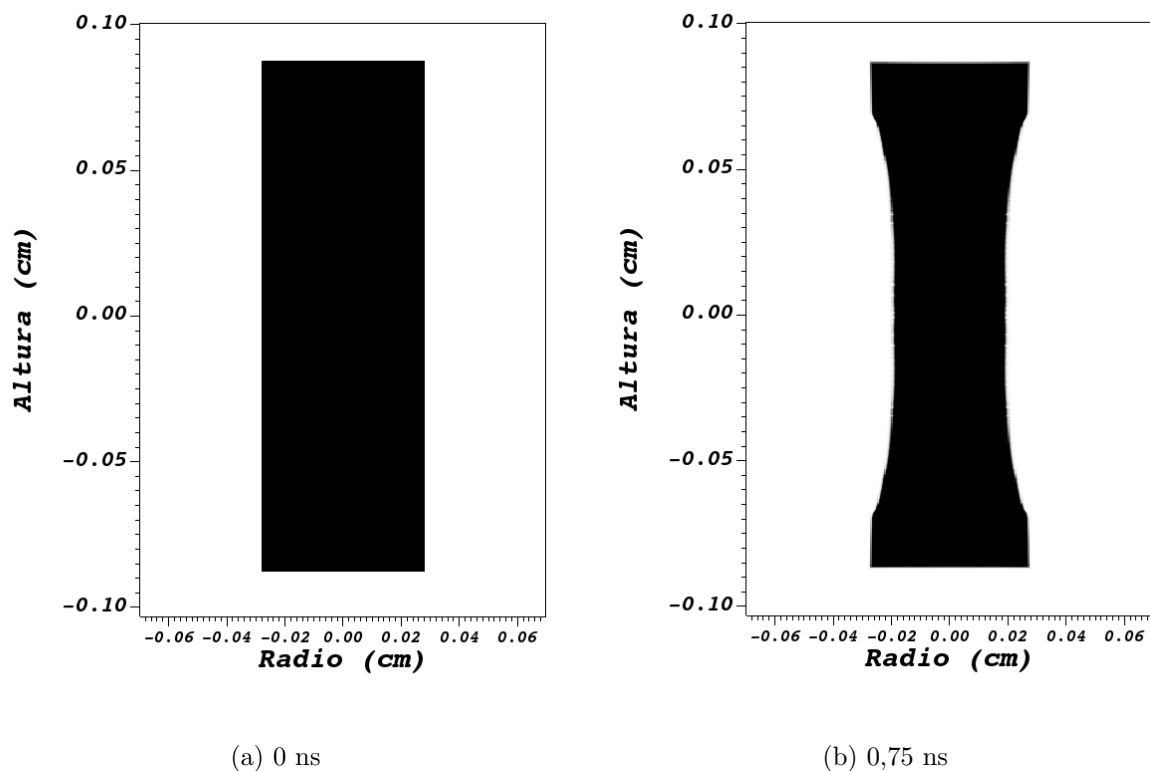


Figura 9: Blanco en distintos momentos de la implosión, sin campo magnético aplicado.

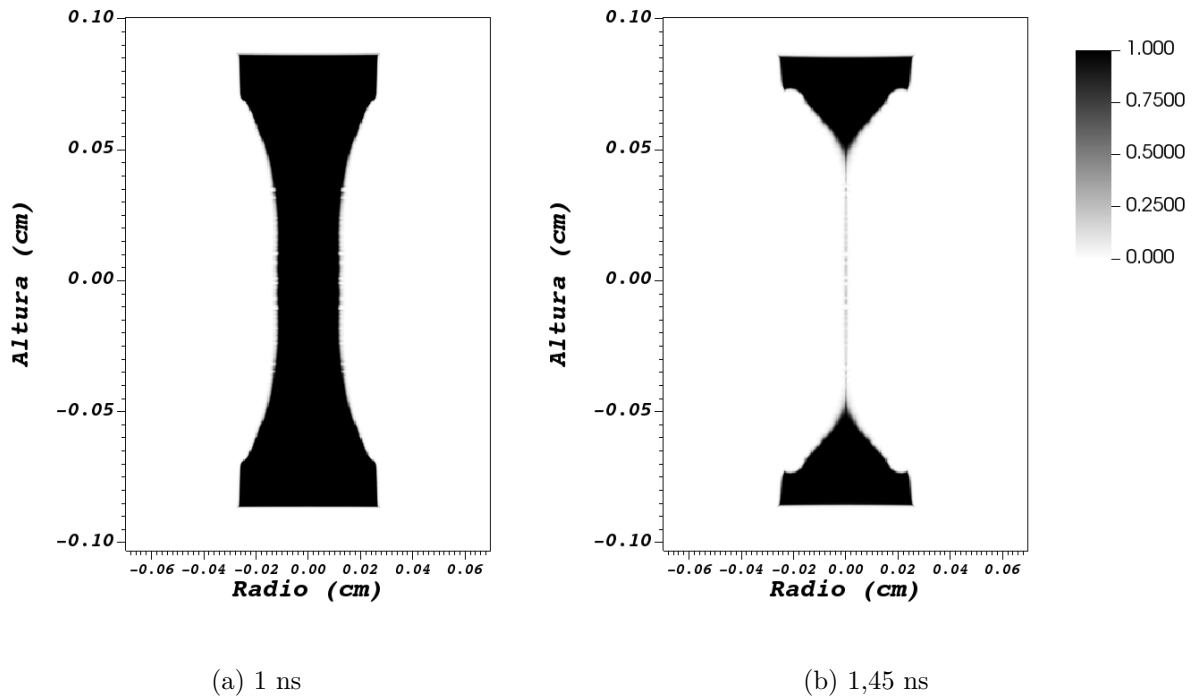


Figura 10: Blanco en distintos momentos de la implosión, sin campo magnético aplicado.

En la figura 11 aparecen las representaciones gráficas de la densidad y la temperatura a lo largo de la implosión. En ellas,  $T_{ion}$  representa la temperatura iónica, en K, y  $\rho$  la densidad, en  $\text{g}/\text{cm}^3$ . En la figura 11a se muestran las condiciones iniciales, descritas en el apartado 2. Se puede observar, que el combustible se encuentra en equilibrio térmico con la cápsula de parileno-N y con el exterior, tal y como era de esperar pues no se ha realizado ningún precalentamiento.

Tanto la densidad como la temperatura van creciendo hasta el momento de máxima compresión, a los 1,4 ns aproximadamente. Se puede observar de nuevo la homogeneidad en la energía suministrada a la parte central del blanco.

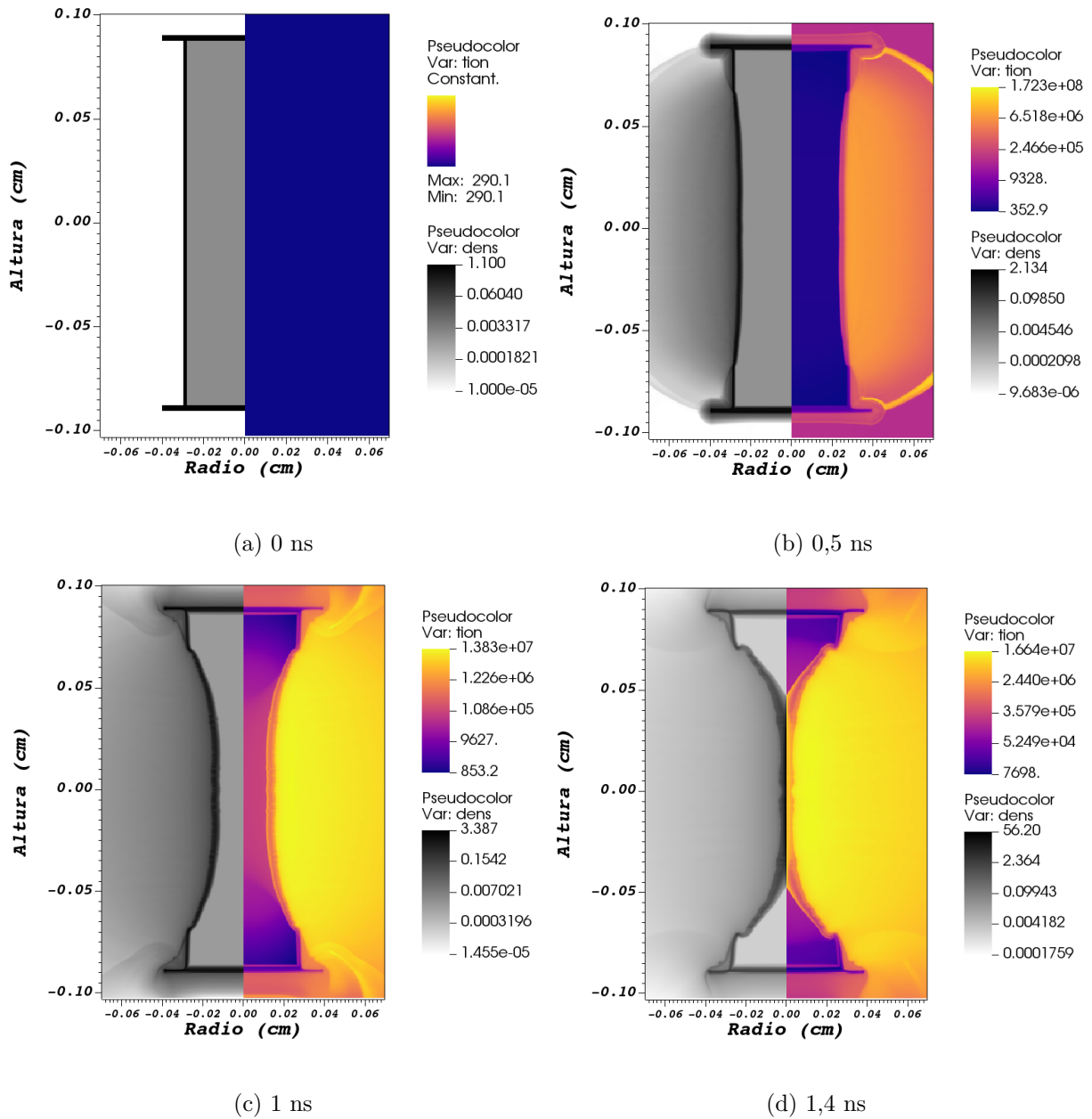


Figura 11: Densidad y temperatura durante la implosión, sin campo magnético.

En la figura 12, se muestran las temperatura electrónicas e iónicas para 0,3 ns, en ese orden. Se puede apreciar, atendiendo a la leyenda en cada caso, que la temperatura electrónica es superior a la iónica. Esto es debido a que los responsables de transmitir la temperatura son los electrones, por su menor inercia, y para tiempos tan bajos aún no se encuentran en equilibrio con los iones.

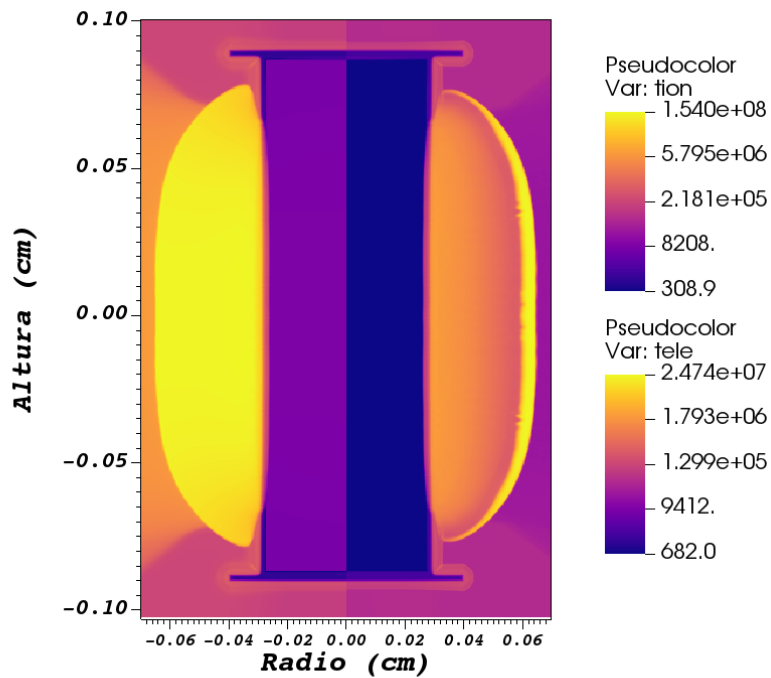


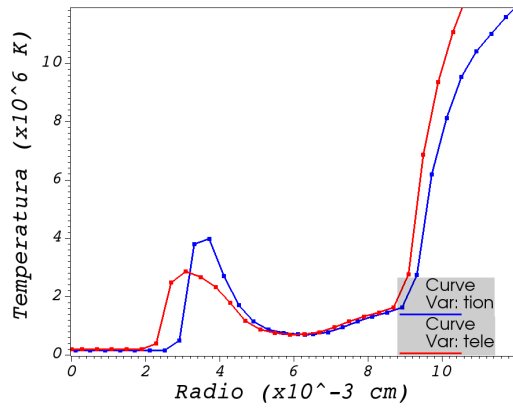
Figura 12: Temperatura electrónica e iónica para 0,3 ns sin campo manético.

A mayores de esta representación gráfica, mediante el programa se pueden extraer perfiles de la magnitud deseada a lo largo de una línea. Aprovechando la simetría de la implosión, los perfiles se extraen para 0 cm de altura, obteniendo la dependencia radial para cada instante y cada campo magnético.

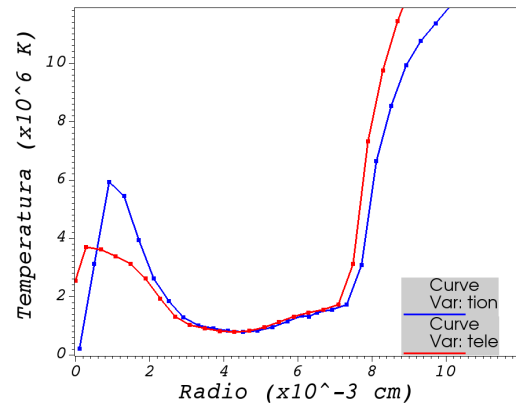
Los perfiles para la temperatura iónica y electrónica a 0 cm de altura se muestran en la figura 13. En ella se observa como la onda térmica, con dirección radial, avanza hacia el centro del blanco. Al alcanzar el centro, a los 1,30 ns, se da un pico de temperatura en el combustible, y las ondas comienzan a viajar en sentido opuesto.

Se puede apreciar que la onda electrónica llega antes a cada punto que la iónica. Esto es debido, de nuevo, a la menor inercia de los electrones con respecto a los iones.

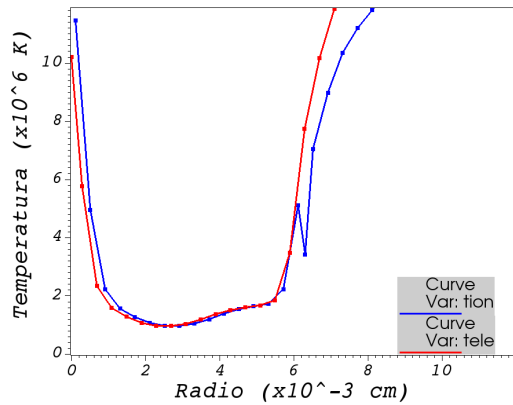
Se exportaron los datos de los perfiles a fin de realizar un análisis más cuantitativo.



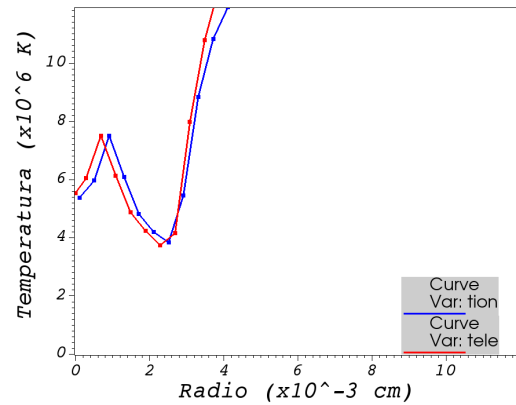
(a) 1,20 ns



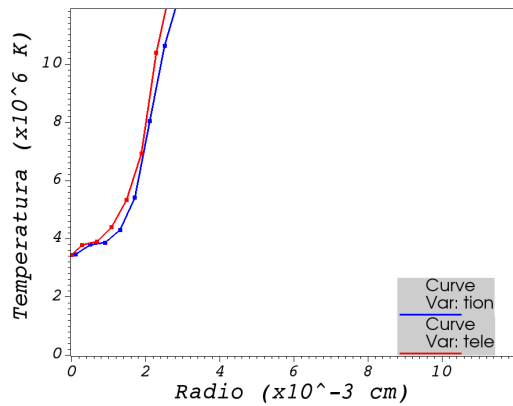
(b) 1,25 ns



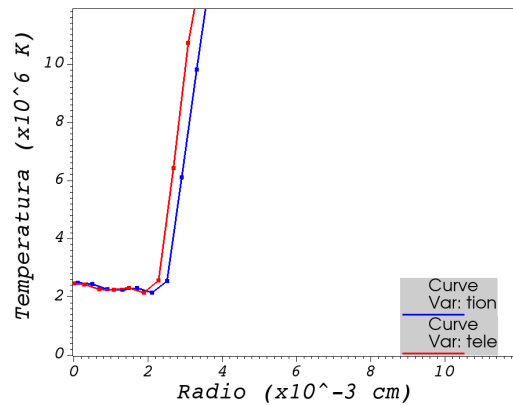
(c) 1,30 ns



(d) 1,4 ns



(e) 1,45 ns



(f) 1,5 ns

Figura 13: Perfiles de temperaturas electrónicas e iónicas durante la implosión sin campo magnético.

### 3.1. Influencia del campo sobre las magnitudes

En primer lugar, es conveniente analizar cómo influye el campo sobre el espacio ocupado por el combustible en cada momento, es decir, sobre la variable target.

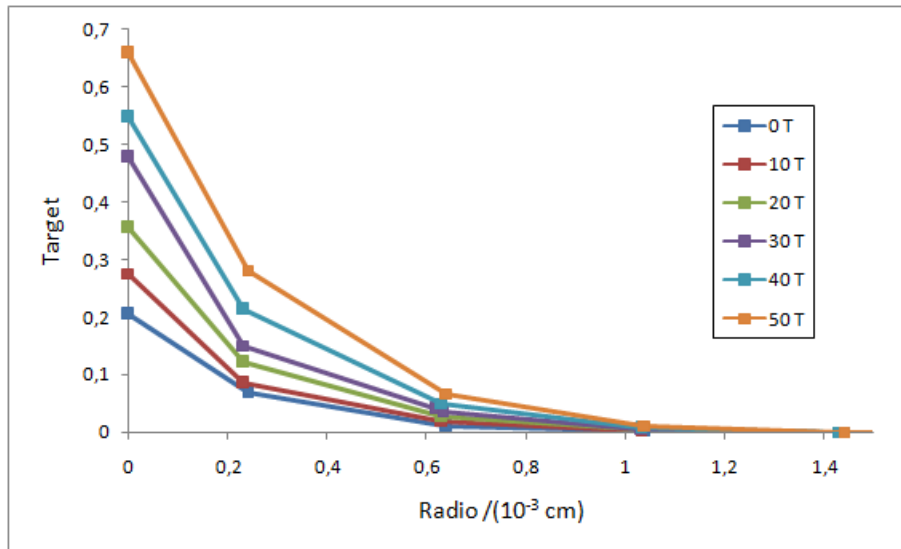


Figura 14: Target en función del campo y del radio para 1,40 ns.

En la figura 14 se observa como varía esta para 1,40 ns, aproximadamente el momento de mayor compresión. A mayor campo magnético, más combustible queda. Esto permite que la compresión para implosiones magnetizadas pueda ser superior a los casos no magnetizados.

### 3.1.1. Cambios en la temperatura

En la figura 15, se puede observar la temperatura iónica a los 1,40 ns para los distintos campos magnéticos iniciales.

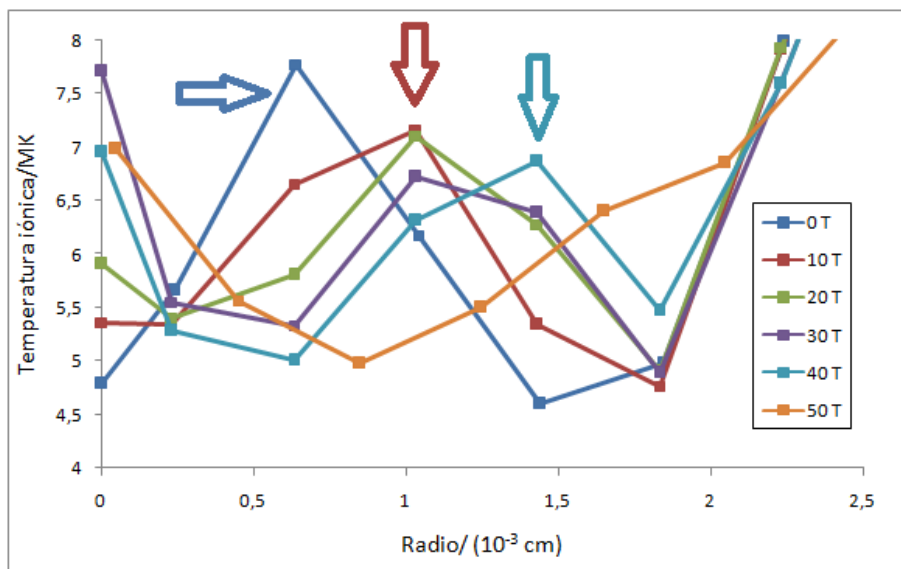


Figura 15: Temperatura iónica en función del radio para distintos campos magnéticos.

Para cada campo, el máximo relativo se encuentra a mayor radio (veáanse los máximos marcados de 0 T, 10 T y 40 T). Este máximo es la onda térmica vista en la figura 13, en este caso viajando ya hacia fuera del cilindro. Cuanto mayor sea el campo magnético, antes llega la onda

a cada punto, es decir, la velocidad de transmisión térmica radial es mayor a mayor campo magnético.

En cuanto a la magnitud de la temperatura iónica, el valor máximo de esta se alcanza cuando la onda térmica llega al centro del cilindro (figura 13c). Estos valores se observan en la tabla 2. En ella, se observa como esta aumenta, por lo general, con el aumento del campo magnético (salvo para el caso de 20 T). Esto es debido a que los intervalos de tiempo de las medidas son demasiado amplios para precisar más, es decir, la temperatura máxima para ese caso se encuentra seguramente algo antes, y es mayor que la obtenida. Pese a ello, se observa una tendencia clara. Esto concuerda con lo visto anteriormente, ya que este máximo se da antes cuanto mayor es el campo magnético. Además está en acuerdo con lo expuesto en la parte teórica. El campo reduce la conductividad y por tanto las pérdidas, permitiendo alcanzar una mayor temperatura.

$t/\text{ns}$	$B_0/\text{T}$	$T_{ion}/\text{MK}$
1,30	0	10,24
1,30	10	10,80
1,30	20	10,78
1,30	30	14,37
1,25	40	16,47
1,25	50	20,49

Tabla 2: Temperatura iónica máxima en función del campo inicial aplicado

A mayores, se puede hallar la temperatura media, en vez de en un solo punto, para los distintos tiempos y campos. El promedio se realiza teniendo en cuenta la simetría cilíndrica (a mayores radios habrá más materia y su contribución será por tanto mayor). Esta media, además, se calcula ponderada con la variable target, a fin de que solo aporte a la misma el combustible (cuanto menor combustible haya, más próxima a 0 será la variable target y por tanto tendrá menos contribución). Así, la temperatura media queda con la siguiente expresión

$$T = \frac{\int_0^R t T(r) r dr}{\int_0^R t r dr} \quad (3.1)$$

donde  $T$  representa la temperatura,  $t$  la variable target,  $r$  la coordenada radial y  $R$  el radio inicial del pellet.

En la figura 16 se representan los resultados. hasta los 1,4 ns aproximadamente, la tendencia general es que a mayor campo magnético, mayor es la temperatura iónica (salvo por un descenso al pasar de 20 a 30 T). A partir de 1,4 T, este orden cambia, sin embargo, estos puntos están sesgados ya que el porcentaje de target es algo bajo (entre el 20 y el 50%). *A priori* no parecen valores tan bajos (sobre todo el 50% para 30 T), sin embargo, sí que lo son teniendo en cuenta que la temperatura del recubrimiento aislante es bastante superior a la del plasma (incluso un orden de magnitud). El pesado con la variable target no es suficiente para despreciar la contribución del parileno a la temperatura, por ello es conveniente desechar esos puntos, con lo que se obtiene un aumento de la temperatura media con el aumento del campo.

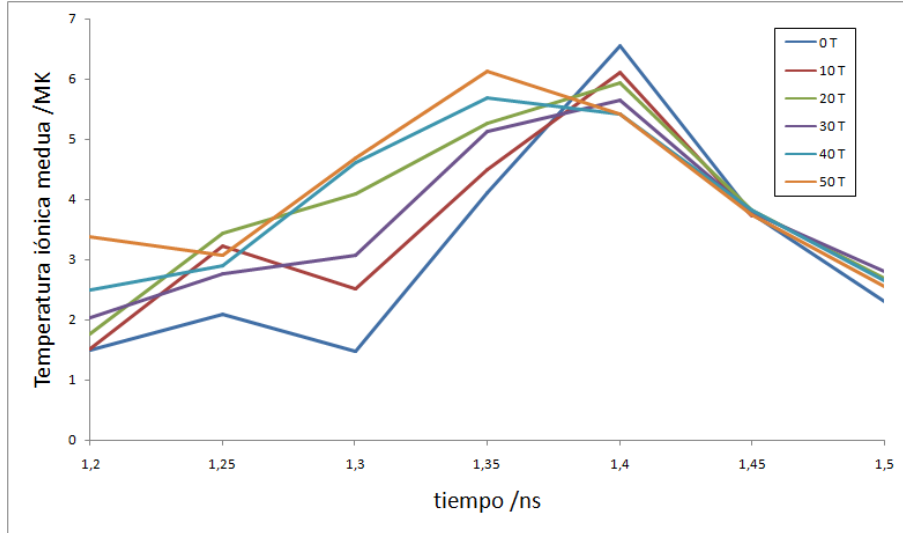


Figura 16: Temperatura iónica media en función del tiempo y el campo magnético aplicado.

### 3.1.2. Influencia en los parámetros

Se obtuvieron los parámetros  $\Gamma$  y  $\beta$  mediante las ecuaciones 1.23 y 1.24, a fin de observar el comportamiento macroscópico de la implosión. De nuevo, ambos parámetros tienen una dependencia radial, con lo que se realizan medias análogas a la hecha para la temperatura:

$$\Gamma = \frac{\int_0^R t \Gamma(r) r dr}{\int_0^R t r dr} \quad (3.2)$$

$$\beta = \frac{\int_0^R t \beta(r) r dr}{\int_0^R t r dr} \quad (3.3)$$

Los resultados para  $\Gamma$  pueden observarse en la tabla 3 y su representación gráfica en la figura 17. Se observa como para tiempos menores a 1,25 ns, para todos los campos el factor  $\Gamma$  es muy próximo a 1. Se trata por tanto de un campo prácticamente congelado en el plasma, con lo que para esos tiempos la aproximación de que el flujo magnético se conserva es relativamente buena, consiguiendo aumentos del campo de varios órdenes de magnitud. La tendencia general para todos los campos es que  $\Gamma$  disminuya con el tiempo. Esto es debido a la disminución de la velocidad de implosión y del espacio que ocupa el plasma, lo cual hace que el número de Reynolds magnético disminuya, y a su vez  $\Gamma$ . El hecho de que la velocidad de implosión sea menor, permite una mayor difusión del campo magnético hacia el exterior del blanco. A su vez, para tiempos altos, el flujo se conserva mejor cuanto mayor sea el campo inicial. Atendiendo de nuevo al número de Reynolds magnético, pese a que la velocidad de implosión decrece con el campo, el tamaño y la cantidad del target aumentan (figura 14), aumentando así  $\Gamma$ .

Para tiempos altos, y especialmente, para campos bajos,  $\Gamma$  resulta muy inferior a 1, estando así lejos del régimen de campo completamente congelado en el plasma. Pese a ello, los aumentos del campo magnético son muy altos, llegando a factores entre los 750 y 1000 entre el campo inicial y el final, tal y como aparecen en la figura 18. Nótese, que aunque la compresión no es perfecta, el campo en el centro del cilindro alcanza varias decenas de kT para todos los casos.



$t/\text{ns}$	$\Gamma(10\text{T})$	$\Gamma(20\text{T})$	$\Gamma(30\text{T})$	$\Gamma(40\text{T})$	$\Gamma(50\text{T})$
1,20	0,88	0,89	0,82	0,82	0,86
1,25	0,72	0,78	0,65	0,70	0,73
1,30	0,32	0,48	0,28	0,40	0,46
1,35	0,09	0,15	0,23	0,23	0,35
1,40	0,23	0,30	0,30	0,34	0,42
1,45	0,23	0,22	0,27	0,26	0,30
1,50	0,17	0,14	0,18	0,19	0,26

Tabla 3: Parámetro de congelamiento del plasma promedio en función del tiempo y campo.

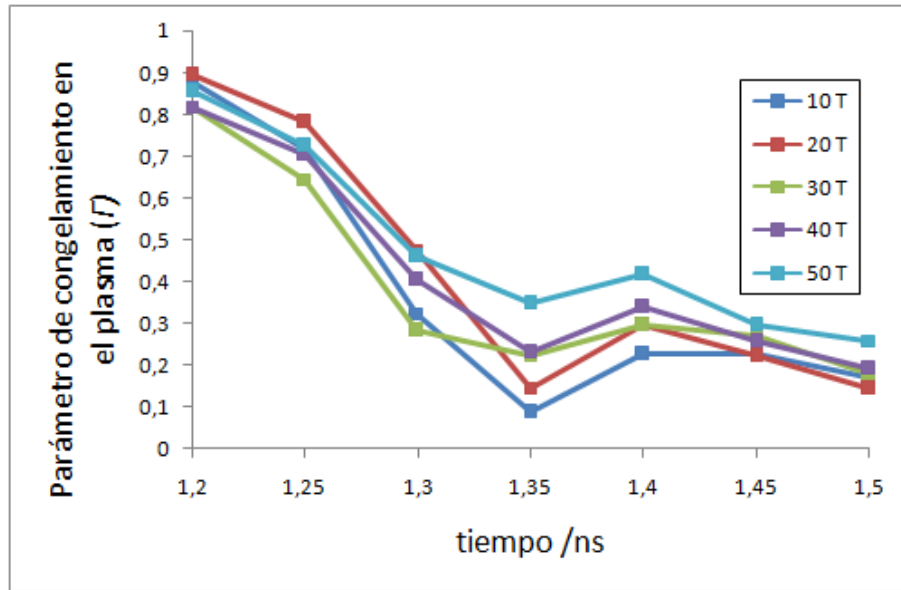


Figura 17: Parámetro de congelamiento del plasma en función del tiempo.

En la tabla 4 y la figura 19 se exponen los resultados del cociente entre la presión térmica y magnética. La presión térmica es bastante mayor a la magnética durante gran parte de la implosión y para todos los campos. En todos los casos el mínimo se encuentra entre 1,40 y 1,45 ns, correspondientes a los instantes de mayor compresión y por tanto de mayor campo magnético y consecuentemente de mayor presión magnética. Tal y como era de esperar, el cociente disminuye con el aumento del campo inicial aplicado, de nuevo, porque el aumento del campo tiene como consecuencia una mayor presión magnética. En la figura 19b, se puede observar  $\beta$ , con un máximo en el eje de 1.  $\beta = 1$  marca el límite entre el plasma en que la presión magnética o térmica son superiores a la otra. Para 40 y 50 T de campo inicial, y entre 1,35 y 1,40 ns, es el único caso para el que la presión magnética supera a la térmica. El plasma es dominado en este caso por la presión magnética en vez de por la térmica (llegando a ser la primera incluso el doble de la segunda). Esto es posible debido al enorme factor de aumento del campo magnético visto anteriormente. Para campos magnéticos bajos, dicese para campos iniciales bajos y tiempos bajos, la presión térmica llega a superar a la magnética incluso en 160 veces (tal y como se aprecia en la tabla 4).

Esto concede una idea de la importancia del campo magnético, el cual, con un valor inicial

adecuado, puede llegar a regir el comportamiento termodinámico del plasma, imponiéndose a la presión térmica de partículas a temperaturas de millones de Kelvin y densidades del orden de  $1000 \text{ kg/m}^3$ . Por ejemplo, para el caso de 50 T de campo inicial y a 1,45 ns, la presión térmica es de  $8,36 \cdot 10^8 \text{ atm}$ , y la magnética es prácticamente el doble, alcanzando las  $1,61 \cdot 10^9 \text{ atm}$ .

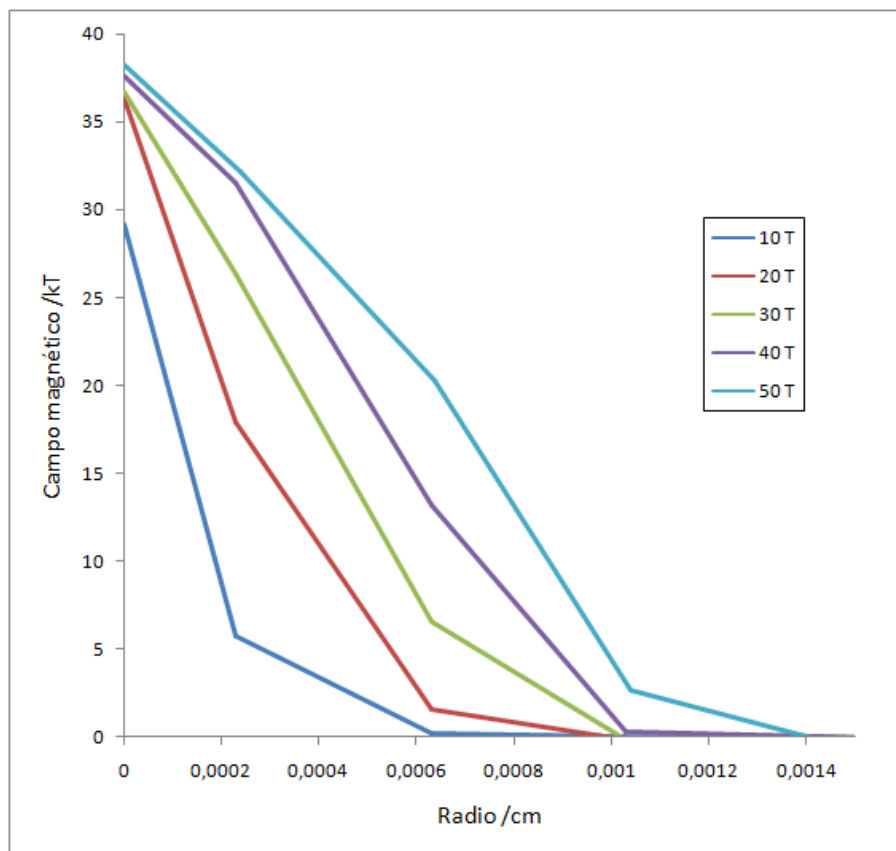
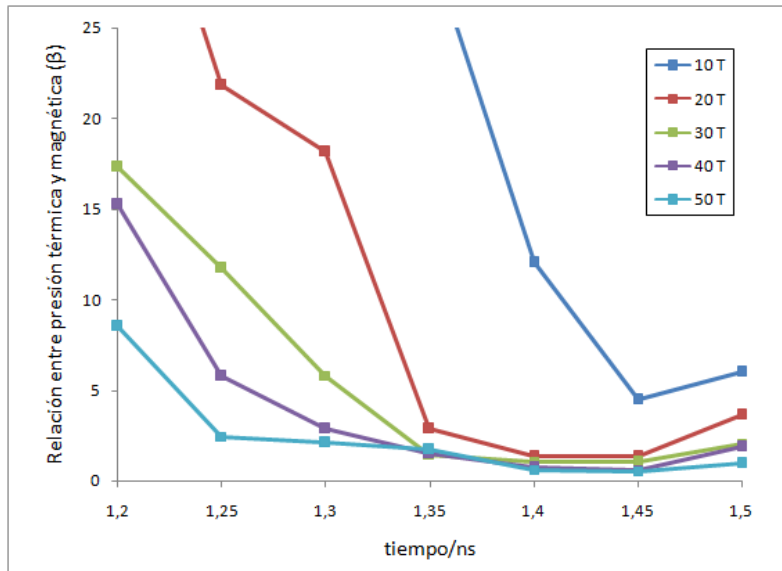


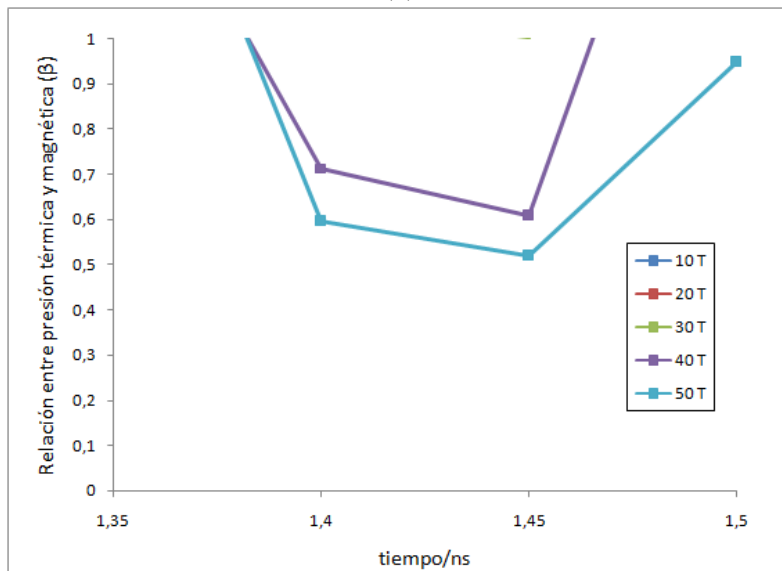
Figura 18: Campo magnético para 1,35 ns en función del campo inicial aplicado.

$t/\text{ns}$	$\beta(10\text{T})$	$\beta(20\text{T})$	$\beta(30\text{T})$	$\beta(40\text{T})$	$\beta(50\text{T})$
1,20	163,26	39,40	17,32	15,26	8,52
1,25	157,97	21,83	11,73	5,78	2,45
1,30	34,90	18,16	5,82	2,87	2,08
1,35	29,69	2,85	1,41	1,53	1,73
1,40	12,03	1,35	1,06	0,71	0,60
1,45	4,49	1,34	1,00	0,61	0,52
1,50	6,00	3,65	2,06	1,88	0,95

Tabla 4: Cociente entre la presión térmica y magnética promedio en función del tiempo y campo.



(a)



(b)

Figura 19: Cociente entre presión térmica y magnética en función del campo y del tiempo.

A continuación, se halla el cociente entre la presión térmica y magnética, con la aproximación de campo congelado en el plasma ( $\Gamma = 1$ ). Esta se calcula mediante la expresión 1.25, y con un promedio análogo a los realizados previamente. Los resultados se muestran en la tabla 5, y su representación gráfica en la figura 20 (omitiendo los resultados más altos para una mejor visualización).

$t/\text{ns}$	$\beta(10 \text{ T})$	$\beta(20 \text{ T})$	$\beta(30 \text{ T})$	$\beta(40 \text{ T})$	$\beta(50 \text{ T})$
1,20	124,412	32,274	12,693	7,972	5,705
1,25	90,747	14,512	2,607	1,171	0,670
1,30	1,565	0,659	0,216	0,214	0,178
1,35	0,658	0,199	0,081	0,063	0,048
1,40	0,886	0,392	0,064	0,098	0,064
1,45	0,658	0,272	0,070	0,071	0,045
1,50	0,348	0,095	0,061	0,049	0,051

Tabla 5: Cociente entre la presión térmica y magnética promedio en función del tiempo y campo, tomando la aproximación de campo congelado en el plasma ( $\Gamma=1$ ).

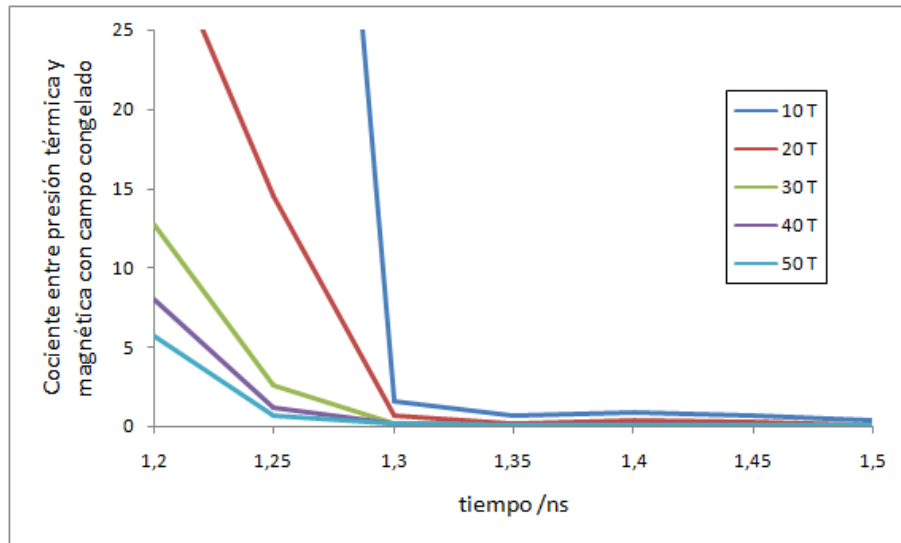


Figura 20: Cociente entre la presión térmica y magnética promedio en función del tiempo y campo, tomando la aproximación de campo congelado en el plasma ( $\Gamma=1$ ).

Se aprecia como, incluso para 10 T, gracias al congelamiento del campo, se alcanza un régimen en que la presión magnética se impone a la térmica.

Esto antes era inviable, la presión térmica era al menos 5 veces superior a la magnética en su punto más igualado para 10 T. Aplicando campos más extremos, como 50 T, la presión magnética puede llegar a dominar durante gran parte de la implosión, llegando a ser incluso 20 veces superior. Además, se puede observar como dicha aproximación se acerca más a los resultados obtenidos para  $\beta$ , a tiempos bajos (figura 21). Esto es así debido a que tal y como se vio,  $\Gamma$  era más próximo a uno para estos tiempos, debido a la mayor velocidad de implosión y por tanto menor difusión del campo magnético al exterior. A su vez, la aproximación también mejora con el aumento del campo magnético (por el aumento de  $\Gamma$ ).

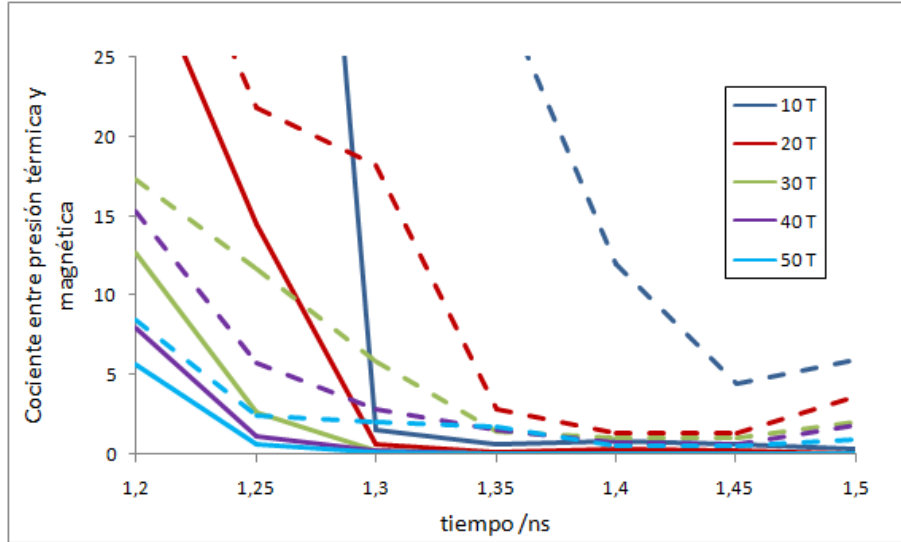


Figura 21: Cociente entre la presión térmica y magnética promedio en función del tiempo y campo. Las líneas sólidas se corresponden a los valores para campo congelado en el plasma, mientras que las discontinuas son los valores obtenidos sin aproximaciones.

Para analizar los resultados a nivel microscópico, se calcularon los radios de Larmor iónico y electrónico mediante 1.21. Cabe destacar, de nuevo, que esta es una interpretación completamente distinta a la vista anteriormente, a nivel macroscópico. Las simulaciones realizadas trabajan con magnitudes macroscópicas, y ofrecen resultados en esta misma forma. Estos se extraen y se interpreta lo ocurrido microscópicamente. Se realizó un promedio de los radios de Larmor para cada campo e instante, tal y como se hizo para  $\Gamma$  y  $\beta$ . En las tablas 6 y 7 se muestran los resultados, y en las figuras 22 y 23 la representación gráfica, de ambos radios de Larmor divididos entre el radio del blanco. En caso de que este cociente sea menor que uno, las órbitas de Larmor están contenidas dentro del blanco. No se presentan datos para tiempos altos y campos bajos, de nuevo, por un bajo porcentaje de combustible (bajo valor del target).

$t/\text{ns}$	$\frac{R_{L,ele}}{R_T}(10\text{T})$	$\frac{R_{L,ele}}{R_T}(20\text{T})$	$\frac{R_{L,ele}}{R_T}(30\text{T})$	$\frac{R_{L,ele}}{R_T}(40\text{T})$	$\frac{R_{L,ele}}{R_T}(50\text{T})$
1,20	0,0457	0,0214	0,0113	0,0087	0,0056
1,25	0,0201	0,0060	0,0021	0,0014	0,0012
1,30	0,0044	0,0022	0,0009	0,0007	0,0005
1,35	0,0344	0,0015	0,0011	0,0003	0,0002
1,40	0,3922	0,0019	0,0016	0,0005	0,0006
1,45	-	0,0064	0,0071	0,0011	0,0012
1,50	-	-	-	0,0020	0,0020

Tabla 6: Cociente entre el radio de Larmor electrónico y el radio del blanco.

En la figura 22, se aprecia rápidamente que todos los cocientes son menores que uno, para todos los campos iniciales aplicados y tiempos dados. Esto implica que los electrones quedan confinados en el plasma, sin salir del blanco, con lo que se reducen las pérdidas ya que dejan toda su energía en el plasma.

Cuanto mayor es el campo, menor es el radio de Larmor debido a su dependencia inversamente proporcional, ecuación 1.21, y pese a su dependencia directa con la raíz de la temperatura (la cual se ha visto aumenta con el campo).

Este menor radio de Larmor, hace que se reduzca a su vez la conducción, lo que junto con la reducción de pérdidas permite alcanzar temperaturas superiores para la “chispa” en el centro del blanco. Al reducir la conducción térmica, el centro del plasma no transfiere tanta energía al resto del plasma durante la implosión.

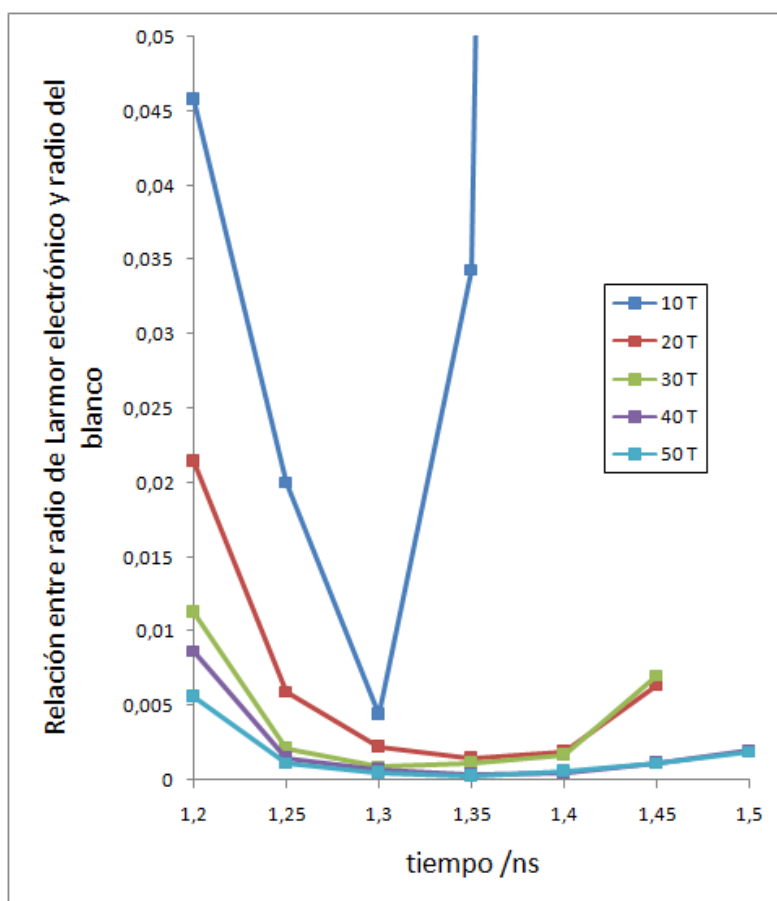


Figura 22: Cociente entre el radio de Larmor electrónico y el radio del blanco.

$t/\text{ns}$	$\frac{R_{L,ion}}{R_T}(10\text{T})$	$\frac{R_{L,ion}}{R_T}(20\text{T})$	$\frac{R_{L,ion}}{R_T}(30\text{T})$	$\frac{R_{L,ion}}{R_T}(40\text{T})$	$\frac{R_{L,ion}}{R_T}(50\text{T})$
1,20	2,34	1,04	0,60	0,47	0,36
1,25	1,55	0,48	0,16	0,10	0,08
1,30	0,30	0,15	0,06	0,05	0,03
1,35	2,32	0,10	0,08	0,02	0,02
1,40	26,55	0,13	0,11	0,04	0,04
1,45	-	0,43	0,48	0,08	0,08
1,50	-	-	-	0,14	0,13

Tabla 7: Cociente entre el radio de Larmor iónico y el radio del blanco.

Por otra parte, para los iones, el cociente no siempre es menor que uno. Los radios de Larmor

iónicos son considerablemente superiores a los electrónicos, debido a la gran diferencia entre las masas de ambos, pese a tener la misma carga.

En este caso, no cualquier campo sirve para confinar a los iones dentro del plasma. En la figura 23 se aprecia cómo para 10 T y 20 T iniciales, los iones escapan del blanco. Esto hace que la cantidad de combustible en el interior sea menor, y por tanto, se produzcan menos reacciones. Al aumentar el campo magnético disminuye el cociente  $R_{L,ion}/R_T$ , manteniendo a los iones en el interior del blanco. De esta forma, al haber más núcleos encerrados, se maximiza la reacción en cadena, aumentando el rendimiento de forma exponencial. De nuevo, las visiones macroscópicas y microscópicas encajan en cuanto a lo que la variación de la temperatura con el campo se refiere.

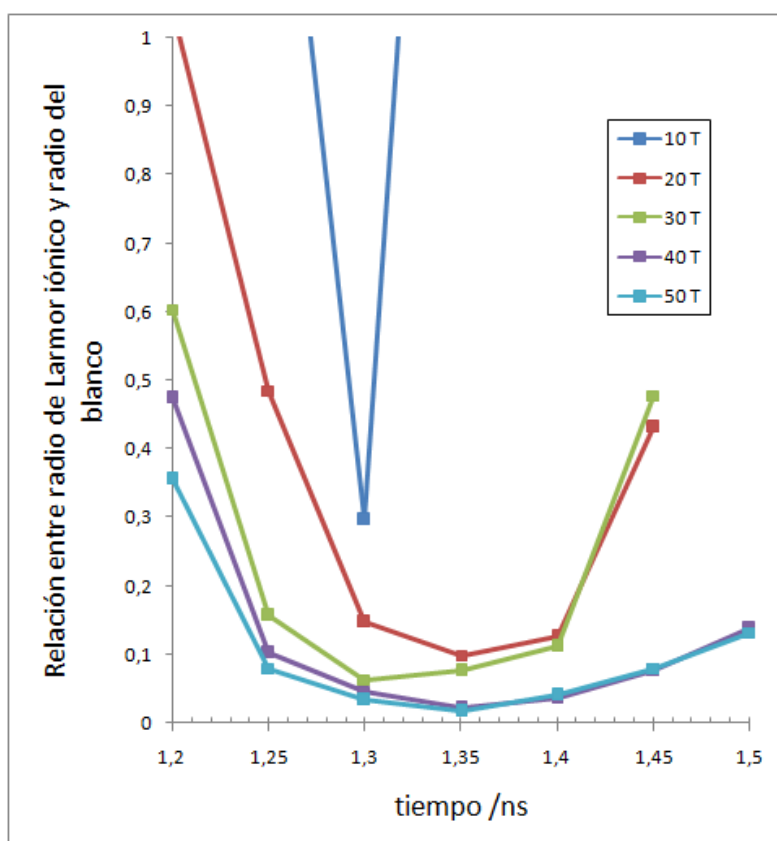


Figura 23: Cociente entre el radio de Larmor iónico y el radio del blanco.

## 4. Conclusiones

En este TFG se ha analizado el comportamiento de implosiones cilíndricas magnetizadas, ante la aplicación de distintos campos magnéticos.

Se ha visto como este campo magnético se ve comprimido durante la implosión, quedando ligado al plasma en mayor o menor medida. El parámetro  $\Gamma$ , que determina cómo de ligado se encuentra el campo al plasma, aumentaba con el campo magnético inicial aplicado, mientras que disminuía con el tiempo. Un alto valor de  $\Gamma$  resulta en un mayor aumento del campo respecto al valor inicial, obteniendo factores de aumento incluso de 1000.

A su vez, se obtuvo el cociente entre la presión térmica y magnética. Este llegó a ser menor que uno para campos altos, superando por tanto la presión magnética a la térmica, llegando incluso a valer el doble. Esto es posible gracias al gran aumento del campo durante la implosión, el cual hace que la implosión pueda llegar a verse regida por el campo magnético. De esta forma, estas implosiones constituyen una plataforma experimental para el estudio de la materia en condiciones de magnetización extrema.

Sin embargo, los campos necesarios para coseguir dicho régimen son bastante elevados. Se pudo ver cómo, para implosiones en las que el campo estuviese confinado al plasma (se cumplía en gran medida a tiempos bajos, por la alta velocidad de implosión), la presión magnética era capaz de superar a la térmica incluso para campos de 10 T (nótese que esto no es observado en las simulaciones reales, sino al hacer la aproximación de campo congelado).

Este resultado abre la puerta a futuras investigaciones, a fin de aumentar el congelamiento del campo en el plasma. Este conllevaría aumentos aún mayores a los expuestos del campo magnético durante la implosión, permitiendo un mayor dominio de las condiciones y, por tanto, de las aplicaciones. Una posible vía es buscar alcanzar mayores velocidades de implosión, impidiendo así la difusión magnética del campo hacia el exterior.

A su vez, se vio como el aumento del campo magnético entre las distintas simulaciones, conllevaba un aumento en la temperatura. Este efecto macroscópico tiene su equivalente microscópico en los radios de Larmor tanto de iones como electrones. Al aumentar el campo, quedan confinados en el pellet, reduciendo las pérdidas energéticas, además de la conductividad térmica.

Por tanto, la aplicación del campo magnético resulta favorable en lo que al aumento de temperatura y control del plasma se refiere, además de aumentar el rendimiento por favorecer las reacciones en cadena. Debido a la imposibilidad de aplicar campos tan altos como queramos, es conveniente optimizar dichos procesos, aumentando la razón entre el campo aplicado y el obtenido durante la implosión.



## Referencias

- [1] [https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/5/53/Binding\\_energy\\_curve\\_-\\_common\\_isotopes.svg/2560px-Binding\\_energy\\_curve\\_-\\_common\\_isotopes.svg.png](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/5/53/Binding_energy_curve_-_common_isotopes.svg/2560px-Binding_energy_curve_-_common_isotopes.svg.png). Consultada por última vez el 16 de junio de 2023.
- [2] <https://scipython.com/static/media/uploads/blog/fusion/fusion-xsecs2.png>. Consultada por última vez el 21 de junio de 2023.
- [3] [https://www.iter.org/img/resize-900-90/www/content/com/Lists/Machine/Attachments/30/tkm\\_cplx\\_final\\_plasma2013-07.jpg](https://www.iter.org/img/resize-900-90/www/content/com/Lists/Machine/Attachments/30/tkm_cplx_final_plasma2013-07.jpg). Consultada por última vez el 17 de junio de 2023.
- [4] [https://terpconnect.umd.edu/~mattland/assets/img/m20151110\\_01\\_W7X\\_illustration\\_labeled.png](https://terpconnect.umd.edu/~mattland/assets/img/m20151110_01_W7X_illustration_labeled.png). Consultada por última vez el 17 de junio de 2023.
- [5] [https://lasers.llnl.gov/content/assets/images/news/nifps\\_news/2018/rugby\\_hohlraum.jpg](https://lasers.llnl.gov/content/assets/images/news/nifps_news/2018/rugby_hohlraum.jpg). Consultada por última vez el 18 de junio de 2023.
- [6] A. F. Alexandrov. *Principles of Plasma Electrodynamics*. eng. 2nd. ed. Berlin: Springer, 2013. ISBN: 978-5-396-00482-5.
- [7] Hank Childs et al. “VisIt: An End-User Tool For Visualizing and Analyzing Very Large Data”. En: *High Performance Visualization—Enabling Extreme-Scale Scientific Insight*. 2012, págs. 357-372. DOI: [10.1201/b12985](https://doi.org/10.1201/b12985).
- [8] Francis F. Chen. *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Springer Cham, 2016.
- [9] Antonio Ferrer Soria. *Física nuclear y de partículas / Antonio Ferrer Soria*. spa. 3ª ed. corr. y ampl. Educacio. Materials ; 62. Valencia: Universidad de Valencia, 2015. ISBN: 9788437096452.
- [10] O. V. Gotchev et al. “Laser-Driven Magnetic-Flux Compression in High-Energy-Density Plasmas”. En: *Phys. Rev. Lett.* 103 (21 2009), pág. 215004. DOI: [10.1103/PhysRevLett.103.215004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.215004). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.215004>.
- [11] E. C. Hansen et al. “Measuring implosion velocities in experiments and simulations of laser-driven cylindrical implosions on the OMEGA laser”. En: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 60.5 (2018), pág. 054014. DOI: [10.1088/1361-6587/aab73f](https://doi.org/10.1088/1361-6587/aab73f). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6587/aab73f>.
- [12] E. C. Hansen et al. “Neutron yield enhancement and suppression by magnetization in laser-driven cylindrical implosions”. En: *Physics of Plasmas* 27.6 (jun. de 2020), pág. 062703. ISSN: 1070-664X. DOI: [10.1063/1.5144447](https://doi.org/10.1063/1.5144447). eprint: [https://pubs.aip.org/aip/pop/article-pdf/doi/10.1063/1.5144447/16049740/062703\\_1\\_online.pdf](https://pubs.aip.org/aip/pop/article-pdf/doi/10.1063/1.5144447/16049740/062703_1_online.pdf). URL: <https://doi.org/10.1063/1.5144447>.
- [13] E. C. Hansen et al. “Optimization of laser-driven cylindrical implosions on the OMEGA laser”. En: *Physics of Plasmas* 25.12 (dic. de 2018), pág. 122701. ISSN: 1070-664X. DOI: [10.1063/1.5055776](https://doi.org/10.1063/1.5055776). eprint: [https://pubs.aip.org/aip/pop/article-pdf/doi/10.1063/1.5055776/15781721/122701\\_1\\_online.pdf](https://pubs.aip.org/aip/pop/article-pdf/doi/10.1063/1.5055776/15781721/122701_1_online.pdf). URL: <https://doi.org/10.1063/1.5055776>.
- [14] J. P. Knauer et al. “Compressing magnetic fields with high-energy lasers”). En: *Physics of Plasmas* 17.5 (mayo de 2010), pág. 056318. ISSN: 1070-664X. DOI: [10.1063/1.3416557](https://doi.org/10.1063/1.3416557).

- eprint: [https://pubs.aip.org/aip/pop/article-pdf/doi/10.1063/1.3416557/14922820/056318\\_1\\_online.pdf](https://pubs.aip.org/aip/pop/article-pdf/doi/10.1063/1.3416557/14922820/056318_1_online.pdf). URL: <https://doi.org/10.1063/1.3416557>.
- [15] J D Lawson. “SOME CRITERIA FOR A POWER PRODUCING THERMONUCLEAR REACTOR”. En: *Proc. Phys. Soc. (London)* Vol: B70 (ene. de 1957). DOI: [10.1088/0370-1301/70/1/303](https://doi.org/10.1088/0370-1301/70/1/303). URL: <https://www.osti.gov/biblio/4381093>.
- [16] J.J. MacFarlane. “VISRAD—A 3-D view factor code and design tool for high-energy density physics experiments”. En: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 81.1 (2003). Radiative Properties of Hot Dense Matter, pág. 287. ISSN: 0022-4073. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0022-4073\(03\)00081-5](https://doi.org/10.1016/S0022-4073(03)00081-5). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407303000815>.
- [17] Kenro. Miyamoto. *Plasma Physics for Controlled Fusion by Kenro Miyamoto*. eng. 2nd ed. 2016. Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, 92. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2016. ISBN: 3-662-49781-6.
- [18] John Nuckolls et al. “Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications”. En: *Nature* 239 (sep. de 1972), págs. 139-142. DOI: [10.1038/239139a0](https://doi.org/10.1038/239139a0).
- [19] Paul A. Tipler. *Física. 2 / Paul A. Tipler*. spa. 3<sup>a</sup> ed. Barcelona: Reverte, 1993. ISBN: 8429143688.
- [20] C. A. Walsh, A. J. Crilly y J. P. Chittenden. “Magnetized directly-driven ICF capsules: increased instability growth from non-uniform laser drive”. En: *Nuclear Fusion* 60.10, 106006 (oct. de 2020), pág. 106006. DOI: [10.1088/1741-4326/abab52](https://doi.org/10.1088/1741-4326/abab52).
- [21] C A Walsh et al. “Exploring extreme magnetization phenomena in directly driven imploding cylindrical targets”. En: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 64.2 (2022), pág. 025007. DOI: [10.1088/1361-6587/ac3f25](https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac3f25). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6587/ac3f25>.
- [22] Bahman. Zohuri. *Inertial Confinement Fusion Driven Thermonuclear Energy by Bahman Zohuri*. eng. 1st ed. 2017. Cham: Springer International Publishing, 2017. ISBN: 3-319-50907-1.