



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE QUÍMICA
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

2

DIMENSIONAMIENTO DE UN REACTOR
TOKAMAK DE MEDIANA POTENCIA

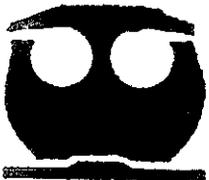
T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE ACADÉMICO DE
MAESTRO EN CIENCIAS NUCLEARES

P R E S E N T A

MARTÍN SORIA LORA

DIRECTOR DE TESIS
M. en C. JUAN LARTIGUE GORDILLO



MÉXICO, D. F.

MARZO 2001



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Mi agradecimiento a la valiosa participación del jurado en este evento.

Dr. Sergio Ramos Bernal
Instituto de Ciencias Nucleares

Dra. Guillermina Burillo Amezcua
Instituto de Ciencias Nucleares

Dr. Manuel Navarrete Tejero
Facultad de Química

M. en C. Trinidad Martínez Castillo
Facultad de Química

M. en C. Luis Cabrera Mosqueda
Facultad de Química

INDICE

RESUMEN

CAPITULO I.- ANTECEDENTES DE DISTRIBUCION Y CONSUMO MUNDIAL DE RESERVAS DE ENERGÍA PRIMARIA

CAPITULO II.- PRINCIPIOS GENERALES DE LA FUSIÓN

CAPITULO III.- FUSIÓN TERMONUCLEAR CONTROLADA

CAPITULO IV.- CONFINAMIENTO DEL PLASMA

CAPITULO V.- EL REACTOR TOKAMAK

CAPITULO VI.- RELACIÓN DE PARAMETROS

CAPITULO VII.- SECUENCIA DE CALCULO

APENDICE – A NOMENCLATURA

APENDICE – B TABLAS, BRITISH PETROLEUM STATISTICAL REVIEW OF WORLD ENERGY

APENDICE – C CUADRO COMPARATIVO, CRECIMIENTO ESTIMADO DE LA DEMANDA ENERGÉTICA MUNDIAL

BIBLIOGRAFIA

RESUMEN

En este trabajo se propone un modelo matemático simple, que permite calcular las dimensiones, y los valores de los principales parámetros que intervienen en el funcionamiento de un reactor de fusión Tokamak. Este modelo está basado en diferentes fuentes de información para ordenar, clasificar y relacionar las variables asociadas al funcionamiento del reactor.

Los valores numéricos obtenidos con este procedimiento, coinciden con muy buena aproximación con los parámetros experimentales de los reactores Tokamak, lo que prueba el grado de confiabilidad que se puede tener con el modelo propuesto.

Para el mejor entendimiento de la secuencia de cálculo se presentan datos de importancia en reactores termonucleares, y se describen los principios generales de la fusión, así como las condiciones de operación de un reactor de este tipo, como antecedentes necesarios para el desarrollo del modelo matemático referido.

I.- ANTECEDENTES DE DISTRIBUCIÓN Y CONSUMO MUNDIAL DE RESERVAS DE ENERGÍA PRIMARIA

En este capítulo se presenta un comparativo de la producción, consumo y reservas de petróleo, apoyándose en el anuario British Petroleum Statistical Review of World Energy (BP), y en el anuario Oil and Energy Trends, en particular de nuestro País con Estados Unidos, mayor consumidor en el mundo y principal importador del petróleo mexicano. Se indican las implicaciones que esto puede tener y la consecuente necesidad de utilizar fuentes alternas de energía, seguras, de bajo impacto ambiental y económicas.

La tarea de recopilar e interpretar información relativa a los inventarios energéticos es un trabajo difícil y de alto riesgo de Confiabilidad, no obstante, es útil tener un indicador basado en la información con que se cuenta, que nos permita una visión general de la tendencia del uso y reservas de la energía primaria en el mundo, cuyo principal componente es el petróleo. Por esta razón se ha empleado como fuente para el análisis de este trabajo los datos reportados por el anuario British Petroleum Statistical Review of World Energy (BP), los que comparados en el caso de México con los reportados en el Balance Nacional de Energía publicados por la Secretaría de Energía son semejantes con muy buena aproximación.

Este trabajo no pretende hacer un análisis detallado de las implicaciones del mercado energético mundial, esto es una labor muy complicada y cuya validez tendría un término ya que existen aspectos circunstanciales difíciles de prever. Aquí se hace solamente un análisis conservador de la producción y consumo de energía primaria, basado en la información lo más actualizada posible, en particular del petróleo, ya que este actualmente, es el principal componente de la energía primaria en el mundo (en el caso de México representa el 72 % de la energía primaria).

British Petroleum Statistical Review of World Energy (BP) hace una presentación de las reservas probadas, producción y consumo en el mundo año con año, agrupando la información por regiones como se indica en la tabla I del apéndice B. Esta información es tomada de aquellas cantidades que los reportes geológicos indican, y que con razonable certeza pueden ser recuperadas en el futuro, de los yacimientos existentes en condiciones económicas de operación. En las tablas del apéndice B puede observarse que México forma parte del grupo de América del Norte, al lado de Canadá y Estados Unidos, este último País como puede verse en las mismas tablas, es el mayor consumidor de petróleo en el mundo. En 1996 consumieron 17'400,000 barriles de petróleo diario (tabla III) equivalentes a $6,351 \times 10^3$ barriles por año lo que significa el 25 % del consumo mundial; para tal efecto como se indica en la figura 1.1 en ese año importaron $7,482 \times 10^3$ barriles diarios de los cuales México contribuyó con $1,550 \times 10^3$ barriles por día, que como se deduce de estos valores significa el 20.7 % de su importación, equivalente al 10 % del consumo por día de ese País. Tal demanda de consumo de este energético hará que de no encontrarse nuevos yacimientos de petróleo en Estados Unidos y tomando en cuenta una tendencia conservadora de crecimiento de 3.1% al año (tabla III), las reservas de ese país se agotarían

en los próximos cuatro años Bajo esta perspectiva seguirán reduciendo la extracción local, como se aprecia en la tabla, II del British Petroleum Statistical Review y en la tabla IV publicada por Oil and Energy Trends, en diciembre de 1998 (dato más reciente) e incrementando la importación. Esto tendrá una fuerte incidencia en México ya que por su posición geográfica representa una fuente de abastecimiento económica y confiable para ese País; si, a esto se agrega la necesidad Mexicana de divisas para el servicio de su deuda, pueden preverse presiones externas e internas para aumentar las exportaciones de petróleo a Estados Unidos, aún en detrimento de las reservas nacionales y de un aprovechamiento programado de estas. En el periodo 1984-1988 el programa Nacional de energéticos en México tenía contemplado que la energía primaria para el consumo interno en el año 2000 debería ser de 5000 petacalorias lo que suponía un incremento del sector de 10 % anual, lo cual ya en esa época se estimaba difícil de lograr, y en efecto, como puede verse en la tabla III, en los últimos años el incremento de consumo interno de petróleo, principal componente de la energía primaria esta muy por debajo de este valor

De acuerdo a lo anterior se inducen las siguientes consideraciones; Si se mantiene un consumo nacional de energía sin cambio significativo como el de los últimos cuatro años será en detrimento del desarrollo de este sector, pero se extenderá el tiempo con que se cuente con este recurso, dependiendo, por supuesto de las exportaciones derivadas de las presiones externas e internas basada en una economía petrolizada, oficialmente reconocida. Por otro lado si se continua con la explotación de este recurso natural, que permita además de la exportación para satisfacer la necesidad de divisas, dar margen para continuar avanzando en el programa nacional energético con tasas de crecimiento viables de 2.5 % habrá una disminución de las reservas de petróleo, de tal forma, que de no encontrar nuevos yacimientos económicamente explotables para el año 2015, las reservas nacionales estarán próximas a agotarse

De este análisis sencillo derivado de los datos publicados por anuario British Petroleum Statistical Review of World Energy y el Balance Nacional de Energía publicado por la Secretaría de Energía, se destaca un conflicto entre la necesidad por un lado de incrementar el sector energético, y por otro lado la necesidad de ahorro de petróleo, para prolongar el tiempo de agotamiento. Esta situación es consecuencia de un marco económico regional pero no es una situación privativa de nuestro país, estimaciones estadísticas hacen pensar que la población mundial crecerá hasta alcanzar diez mil millones de personas a mediados del siglo XXI. En 1990 el consumo de energía primaria por habitante y por año en los países industrializados fue de 4.4×10^{10} Joules equivalentes a 5.1 toneladas de petróleo y diez veces menos en los países en vía de desarrollo, tomando en cuenta esto y el incremento de población, dependiendo de los escenarios mundiales el consumo de energía primaria podría llegar a multiplicarse por dos o tres veces esta cantidad para el año 2050.

Las fuentes capaces de cubrir una parte substancial de las necesidades energéticas presentes son las siguientes

- Combustibles fósiles principalmente el carbón ya que las reservas de petróleo y gas natural como fue antes comentado habrán disminuido considerablemente.

- Energía nuclear Fisión y Fusión
- Energías renovables, hidráulica, solar, eólica, maremotriz, geotérmica, biomasa etc

Los combustibles fósiles presentan problemas de combustión, lluvia ácida y exceso de CO₂; las energías renovables aunque vayan cubriendo cada vez más necesidades energéticas, son fuentes dispersas y de baja concentración para usos industriales; las centrales nucleares llevan asociados el problema de residuos nucleares de alta actividad; por lo que es necesario desarrollar nuevas opciones energéticas tomando en cuenta los aspectos de seguridad impacto ambiental y económicos.

La fusión termonuclear controlada constituye una de esas opciones a pesar que todavía haya que superar el problema de complejidad tecnológica de los dispositivos para esta opción, ya que satisface las condiciones anteriores, es segura ya que el reactor solo tiene combustible para unos cuantos segundos, es respetuoso del medio ambiente al no producir gases contaminantes, y, escogiendo materiales de baja activación para su construcción se evitará almacenar residuos estructurales durante varios centenares de años.

La tabla I-A presenta un comparativo de la energía liberada por diferentes tipos de reacción

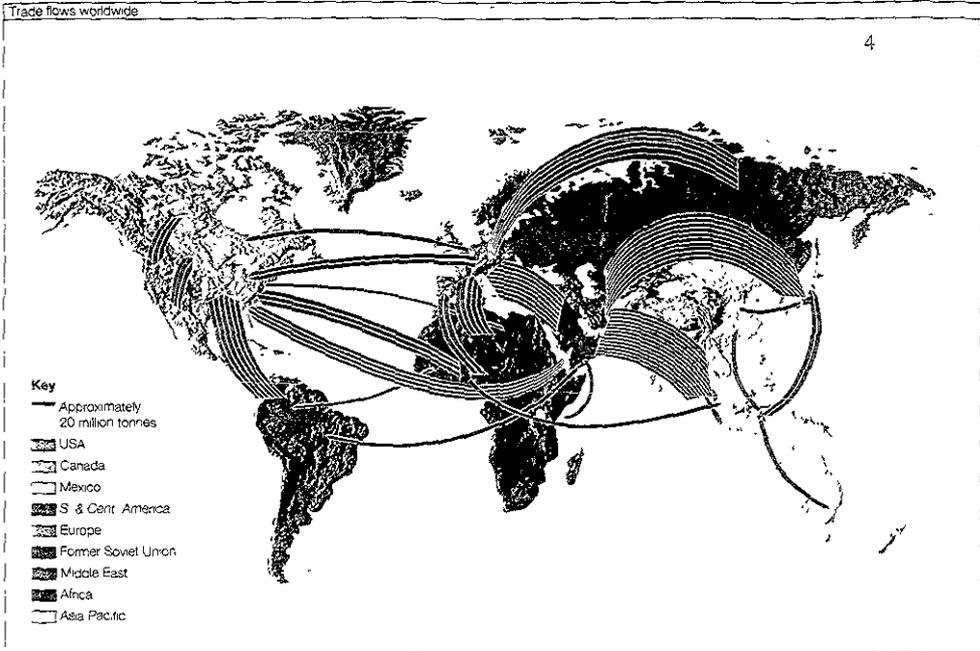
TABLA I-A			
Tipo de reacción	Química	Nuclear (fisión)	Nuclear (fusión)
Ejemplo de reacción	$C + O_2 \rightarrow CO_2$	$U^{235} + n^1 \rightarrow Ba^{145} + Kr^{91} + 2n^1$	$H^2 + H^3 \rightarrow He^4 + n^1$
Combustible	Carbón	UO ₂ (3% U ²³⁵ + 97% U ²³⁸)	Deuterio - Tritio
Temperatura típica De la reacción	700 °K	1000 °K	10 ⁸ °K
Energía liberada por Kg de combustible	3.3×10^7 J/Kg	2.1×10^{12} J/Kg	3.4×10^{14} J/Kg

Como puede apreciarse la energía que podría obtenerse de la fusión sería enorme comparada con las fuentes convencionales incluyendo la fisión. Así los criterios para obtener energía eléctrica de las reacciones termonucleares controladas en los reactores de fusión son; la gran cantidad de energía liberada en los procesos de fusión del hidrógeno y la abundancia de este en la naturaleza. Estos criterios han sido ampliamente estimulados como fue mencionado anteriormente en términos de contaminación ambiental, costos de los desechos radiactivos producto de la fusión comparados con los de la fisión, así como los reportes significativos de progresos experimentales para contener el plasma caliente.

Major trade movements

Trade flows worldwide

4



Imports and exports 1996

	Million tonnes				Thousands barrels daily			
	Crude Imports	Product imports	Crude Exports	Product Exports	Crude Imports	Product imports	Crude Exports	Product Exports
USA	373.6	92.0	4.9	42.2	7432	1918	98	880
Canada	34.1	5.8	55.8	17.6	683	142	1118	367
Mexico	—	8.3	77.4	3.1	—	173	1560	106
South & Central America	54.3	15.8	102.9	45.6	1087	329	2051	951
Western Europe	389.6	83.7	49.5	36.2	7807	1732	991	755
Former Soviet Union & Central Europe	19.6	12.6	76.6	55.9	383	263	1534	1165
Middle East	4.5	3.7	741.8	111.0	90	77	14856	2314
North Africa	7.1	3.2	104.6	31.7	142	108	2095	661
West Africa	2.0	6.5	142.8	2.7	40	136	2860	56
East & Southern Africa	22.4	4.0	—	—	449	83	—	—
Australasia	22.9	3.8	9.2	4.7	459	79	184	98
China	22.6	15.8	20.9	3.3	453	329	419	69
Japan	226.1	55.6	—	6.2	4528	1157	—	129
Other Asia Pacific	259.6	94.4	49.3	49.6	5199	1965	967	1034
Unidentified *	10.0	23.0	12.9	18.7	200	479	258	390
TOTAL WORLD	1446.6	430.5	1446.6	430.5	29012	8975	29012	8975

* Includes changes in the quantity of oil in transit, movements not otherwise shown, unidentified military use etc.

Note:
Bunkers are not included as exports
Intra-area movements (for example, between countries in Western Europe) are excluded

Fig 1 | Exportación e Importación de petróleo crudo en el mundo, expresado en miles de barriles por día

II.-PRINCIPIOS GENERALES DE LA FUSIÓN

En este capítulo se presentan las condiciones necesarias para que se lleven a cabo las reacciones de fusión, y los principios físicos en los que estas se basan, así como la clasificación de dichas reacciones y los valores de energía liberados en cada una de ellas.

En el capítulo anterior se estableció la necesidad mundial de una tasa de crecimiento continuo del sector energético, y en el caso particular de la energía eléctrica, la necesidad de usar fuentes alternas traducidas como un ahorro del consumo de petróleo; una de estas fuentes que proporciona gran cantidad de energía para este fin, como se ve en tabla I-A, podría ser la fusión nuclear. En este capítulo se comentan los principios generales de la fusión nuclear y se presentan las cantidades de energía que se libera en este tipo de reacciones.

La fusión nuclear es un proceso a través del cual dos núcleos ligeros se unen para formar uno más pesado, lo peculiar de esta unión es la fuerza que mantiene unidos a los nucleones (protones y neutrones) del nuevo núcleo

La fuerza presente que mantiene unidos a estos nucleones es muy intensa pero de corto alcance, es decir, solamente cuando los nucleones se encuentran muy próximos entre sí (10^{-13} cm) experimentan esta fuerza, que es de atracción mutua y que domina a la fuerza de repulsión eléctrica entre protones. Así sobre cualquier nucleón actúa una fuerza de atracción neta que es la suma de las fuerzas de atracción, que cada uno de los nucleones que forman el núcleo ejerce, de tal forma que si quisiéramos separar un componente del núcleo necesitamos darle suficiente energía para vencer a la fuerza neta actuante. Esta energía mínima necesaria para separar un nucleón recibe el nombre de energía de enlace, y el valor de esta energía de enlace depende del número de nucleones, de manera que al aumentar el número másico la fuerza de atracción neta aumenta, debido a que hay mayor número de nucleones ejerciendo atracción entre sí, y en consecuencia la energía que hay que suministrar a cada nucleón para poder separarlo también aumenta. En la figura 2 1 puede verse como la energía de enlace por nucleón aumenta a medida que aumenta el número másico hasta alcanzar un máximo alrededor de 8 MeV/nucleón correspondiente al Fe. Sin embargo, es preciso hacer notar que este incremento de energía de enlace (ΔE) por nucleón es mayor en los núcleos de número másico bajo que en los de número másico intermedio y alto. Esto es debido al corto alcance de esta fuerza de atracción, sólo los nucleones más cercanos contribuirán de una manera significativa, la influencia de los nucleones más distantes será menor, por lo tanto a medida que aumenta el número másico el incremento de la energía de enlace por nucleón es menor ya que cada vez sus nucleones están más alejados

En la misma figura 2 1 puede observarse que al principio de la gráfica hay un fuerte incremento en el valor de la energía de amarre por nucleón, después es muy suave y al final de la curva se observa el efecto la influencia de la fuerza eléctrica de repulsión, que aunque es mucho más débil, es de largo alcance.

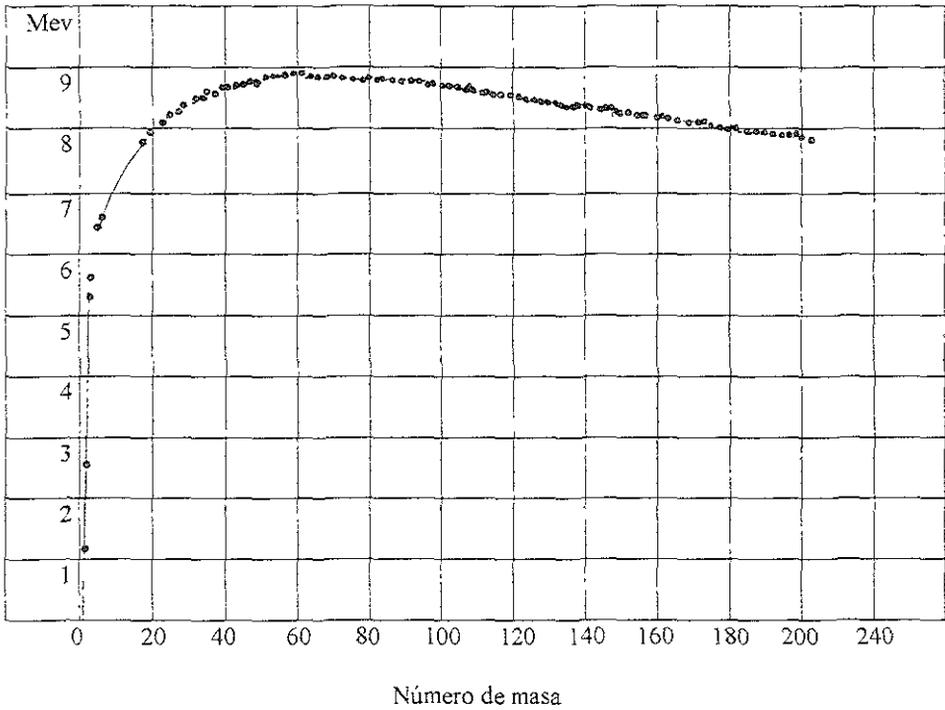
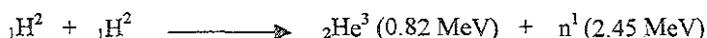


Fig 2 1 Energía de amarre por nucleón en función del numero de masa

Del análisis anterior es sencillo darse cuenta que la fusión se da entre núcleos de número másico bajo, ya que cuando estos se acercan son tan pocos nucleones los que intervienen que su proximidad es de gran influencia para la fuerza de atracción.

Por lo que respecta a la energía liberada en cada proceso de fusión, esta se presenta como consecuencia de la unión de dos núcleos de número másico bajo para formar un núcleo más pesado, ya que este último tendrá una energía de enlace por nucleón mayor que la suma de las energías de enlace por nucleón de los núcleos originales¹. Esta diferencia de energía (que es la que se busca aprovechar) se presenta como energía cinética más energía interna del nuevo núcleo, este exceso de energía interna se emite a veces como radiación electromagnética (fotones gamma) y otras veces expulsando una o más partículas de su interior, un ejemplo de esto es la reacción deuterio-deuterio que se indica a continuación.



Los números entre paréntesis indican la energía que adquieren cada una de las partículas que resultan de la fusión. La reacción anterior y otros ejemplos de reacciones de fusión, así como sus correspondientes valores de energía liberada, aparecen en la tabla 2 A.

TABLA 2.A REACCIONES DE FUSIÓN		
REACCIÓN Y FRACCIÓN DE ENERGÍA (MEV)		ENERGÍA TOTAL (MeV)
${}_1\text{D}^2 + {}_1\text{D}^2 \longrightarrow$	${}_2\text{He}^3 (0.82) + {}_0\text{n}^1 (2.45)$	3.27
${}_1\text{D}^2 + {}_1\text{D}^2 \longrightarrow$	${}_1\text{T}^3 (1.0) + \text{P} (3.03)$	4.03
${}_1\text{D}^2 + {}_1\text{T}^3 \longrightarrow$	${}_2\text{He}^4 (3.52) + {}_0\text{n}^1 (14.08)$	17.6
${}_1\text{D}^2 + {}_2\text{He}^3 \longrightarrow$	${}_2\text{He}^4 (3.7) + \text{P} (14.7)$	18.4
${}_1\text{T}^3 + {}_1\text{T}^3 \longrightarrow$	${}_2\text{He}^4 (1.24) + 2 {}_0\text{n}^1 (5.03)$	11.3
${}_1\text{T}^3 + {}_2\text{He}^3 \longrightarrow$	${}_2\text{He}^4 (1.34) + {}_0\text{n}^1 (5.38) + \text{P} (5.38)$	12.1
${}_1\text{T}^3 + {}_2\text{He}^3 \longrightarrow$	${}_1\text{D}^2 (9.54) + {}_2\text{He}^4 (4.76)$	14.3
${}_1\text{T}^3 + {}_2\text{He}^3 \longrightarrow$	${}_2\text{He}^3 (11.9) + \text{P} (2.4)$	14.3
${}_2\text{He}^3 + {}_2\text{He}^3 \longrightarrow$	${}_2\text{He}^4 (1.44) + 2 \text{P} (5.73)$	12.9
${}_1\text{D}^2 + {}_3\text{Li}^6 \longrightarrow$	${}_4\text{B}^7 (0.42) + {}_0\text{n}^1 (2.96)$	3.38
${}_1\text{D}^2 + {}_3\text{Li}^6 \longrightarrow$	${}_2\text{He}^3 (0.389) + {}_2\text{He}^4 (0.28) + {}_0\text{n}^1 (1.14)$	1.80
${}_1\text{D}^2 + {}_3\text{Li}^6 \longrightarrow$	${}_3\text{Li}^7 (0.62) + \text{P} (4.40)$	5.02
${}_1\text{D}^2 + {}_3\text{Li}^6 \longrightarrow$	${}_2\text{He}^4 (0.37) + {}_1\text{T}^3 (0.50) + \text{P} (1.52)$	2.39
${}_1\text{D}^2 + {}_3\text{Li}^6 \longrightarrow$	$2 {}_2\text{He}^4 (22.4)$	22.4
$\text{P} + {}_3\text{Li}^6 \longrightarrow$	${}_2\text{He}^3 (2.30) + {}_2\text{He}^3 (1.72)$	4.02
${}_2\text{He}^3 + {}_3\text{Li}^6 \longrightarrow$	$2 {}_2\text{He}^4 (2.25) + \text{P} (12.4)$	16.90

Otra razón por la que la fusión se presenta entre núcleos de número másico bajo es que ofrecen menor resistencia para vencer la fuerza de repulsión existente entre ellos (barrera Coulombiana) y dicha fusión pueda ser posible

¹ La energía de enlace por nucleón para el ${}_1\text{H}^2$ es 2.225 MeV y para el ${}_2\text{He}^3$ es 7.718 MeV

Este problema de la repulsión Coulombiana puede entenderse de una manera sencilla utilizando la gráfica de energía potencial que se muestra en la figura 2.2. En esta se indica la energía potencial en función de la separación (r) entre dos núcleos. Para distancias mayores que el radio nuclear la fuerza que gobierna es la fuerza repulsiva de Coulomb, dando lugar a una energía potencial que disminuye con la distancia; y, cuando los núcleos están muy próximos la fuerza dominante es atractiva, por tanto la energía cinética inicial E_0 que debe tener un núcleo respecto a otro debe ser mayor que U_m para vencer la barrera de Coulomb, y actúen las fuerzas de atracción que los unirán equivalente a caer en un pozo potencial de profundidad U_{mn} , que dependerá del valor de la energía de enlace por nucleón de los núcleos que se acercan. Cuando esto ocurre se dice que el núcleo compuesto está excitado con un exceso de energía $E_0 + U_{mn}$, este exceso de energía se emite a través de fotones γ o emitiendo como fue descrito en el párrafo anterior una o más partículas. En realidad esta situación no se presenta exactamente como acaba de describirse, en el sentido que no es necesario que el núcleo tenga una energía inicial mayor que la barrera de Coulomb, esto se debe a un efecto cuántico denominado efecto túnel pero la probabilidad es muy pequeña, por lo tanto la barrera de Coulomb representa un límite efectivo.

Una forma de obtener la energía necesaria para vencer la barrera de Coulomb, es por medio de un acelerador de partículas, en éste, se hace incidir un haz de núcleos con la suficiente energía (E_0) sobre otros núcleos blanco, así, al chocar algunos de ellos llegarán a fusionarse. Esta no es la forma más apropiada para llevar a cabo la fusión ya que se invierte más energía para producir el haz que la que se obtiene de la fusión nuclear; sin embargo, el proceso tiene valor como método ya que permite experimentalmente conocer los parámetros necesarios para conseguir la fusión. Uno de estos parámetros es la sección eficaz σ o sección transversal de colisión, entendiéndose ésta como la probabilidad de que al encontrarse dos partículas la reacción de fusión se lleve a cabo. Con este procedimiento se han medido las secciones eficaces de diferentes reacciones de fusión. En la figura 2.3 se presentan algunas de estas secciones eficaces en función de la energía cinética de los núcleos (la sección eficaz depende de energía cinética relativa de las partículas que intervienen, ya que si se mueven muy rápido la distancia de acercamiento para conseguir la fusión es menor que cuando lo hacen lentamente). En esta figura se puede ver que la reacción deuterio-tritio identificada como D-T es la más sencilla de conseguir, y además en la tabla 2.A se ve que es la que libera mayor cantidad de energía, por estas razones esta reacción es en la que se ha pensado como la más viable para la primera generación de reactores de fusión.

Los átomos que intervienen para llevar a cabo las reacciones de fusión ya sean en forma de gas no ionizado o como plasma (se describe en capítulo siguiente) tienen diferentes velocidades las que evolucionan libremente hasta alcanzar una condición de equilibrio (no cambia con el tiempo). En ese momento se tiene una distribución Maxwelliana de velocidades, que como se sabe presenta una velocidad pico alrededor de la velocidad térmica para un gran número de partículas, y en la cola de la distribución existen aunque en menor número, partículas con velocidades muy altas cuya presencia es importante en las reacciones de fusión.

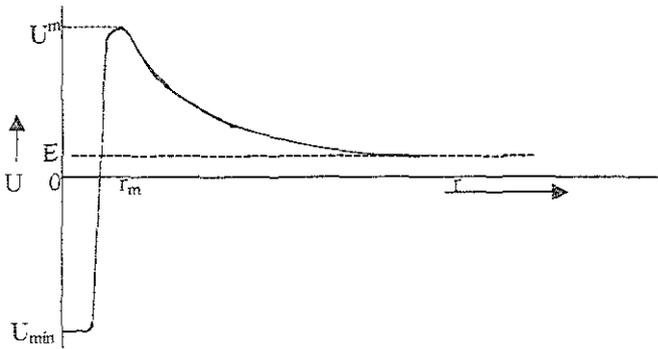


Fig 2 2 Variación de la energía potencial U , entre dos núcleos en función de la distancia de separación entre ellos

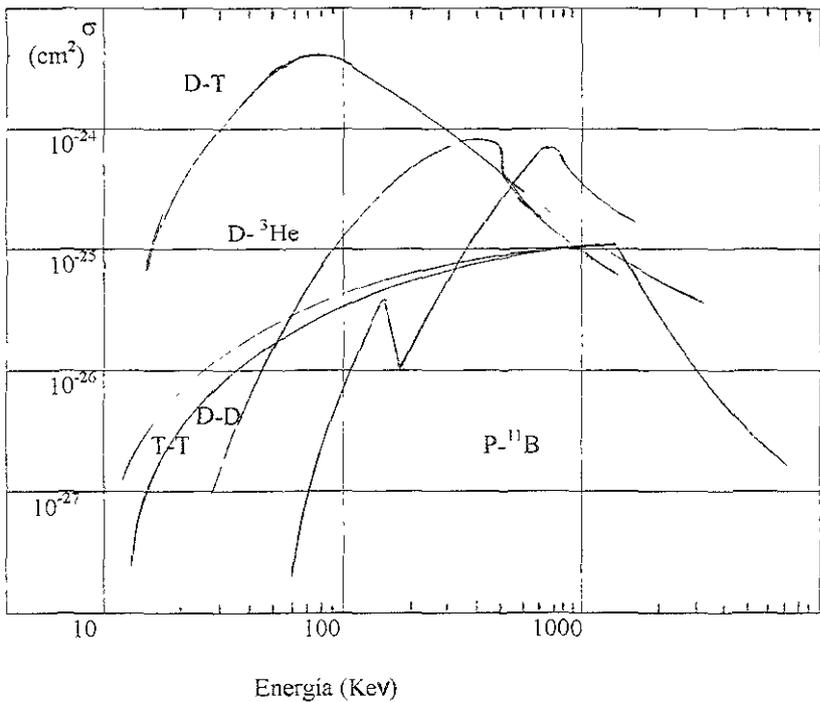


Fig. 2 3 Sección eficaz (σ) para diferentes reacciones de fusión en función de la energía cinética que tienen los núcleos antes de la reacción

La probabilidad para que se lleve a cabo una reacción de fusión debe tomar en cuenta a todas las partículas, dicha probabilidad como fue mencionada esta dada en términos de la sección eficaz de colisión (σ), y puesto que esta depende de la velocidad relativa de las partículas deberá considerarse una probabilidad promedio dada por $\langle\sigma V\rangle$ que es la probabilidad de reacción por unidad de tiempo, en la figura 2.4 se gráfica esta cantidad en función de la energía.

Comparando la figura 2.3 con la figura 2.4 puede verse que el pico en la probabilidad de reacción promedio $\langle\sigma V\rangle$, ocurre a energías mayores que el pico de la sección eficaz σ . En el caso de la reacción D-T es 120 KeV contra 70 KeV respectivamente, sin embargo, se observa que el valor de la probabilidad de reacción $\langle\sigma V\rangle$ para D-T, es todavía factible a temperaturas mucho menores (10-20 KeV) ya que es comparable con el valor al que ocurre a 120 KeV, esto es un reflejo de la participación de las partículas de la cola de la distribución Maxwelliana.

Para la obtención de los valores de la probabilidad promedio efectivo $\langle\sigma V\rangle$ de las reacciones D-D y D-T, Kammash² propone las siguientes ecuaciones.

$$\text{Para D-D } \langle\sigma V\rangle = 2.3 \times 10^{-14} \frac{\exp[-18.8/(KT)^{1/3}]}{(KT)^{2/3}} \text{ cm}^3/\text{seg.} \quad (2.1)$$

$$\text{Para D-T } \langle\sigma V\rangle = 3.7 \times 10^{-12} \frac{\exp[-20/(KT)^{1/3}]}{(KT)^{2/3}} \text{ cm}^3/\text{seg.} \quad (2.2)$$

En donde K es la constante de Boltzman expresada en KeV/°K. En la tabla 2.B se indican algunos valores calculados con estas ecuaciones.

TEMPERATURA		REACCION D-D	REACCION D-T
KT (KeV)	(10 ⁶ °K)	$\langle\sigma V\rangle$ (cm ³ /seg)	$\langle\sigma V\rangle$ (cm ³ /seg)
1	11.6	1.6 x 10 ⁻²²	7.6 x 10 ⁻²¹
2	23.2	4.8 x 10 ⁻²¹	2.3 x 10 ⁻¹⁹
5	58.0	1.3 x 10 ⁻¹⁹	1.3 x 10 ⁻¹⁷
10	116	8.0 x 10 ⁻¹⁹	7.4 x 10 ⁻¹⁷
12	139	1.8 x 10 ⁻¹⁸	1.7 x 10 ⁻¹⁶
20	232	3.1 x 10 ⁻¹⁸	3.2 x 10 ⁻¹⁶
50	580	1.0 x 10 ⁻¹⁷	1.2 x 10 ⁻¹⁵
100	1160	1.9 x 10 ⁻¹⁷	2.3 x 10 ⁻¹⁵
200	2320	2.7 x 10 ⁻¹⁷	3.5 x 10 ⁻¹⁵
500	5800	3.4 x 10 ⁻¹⁷	4.7 x 10 ⁻¹⁵

² Fundations of nuclear Engineering, Thomas J. Connolly, John Wiley & Sons Inc.

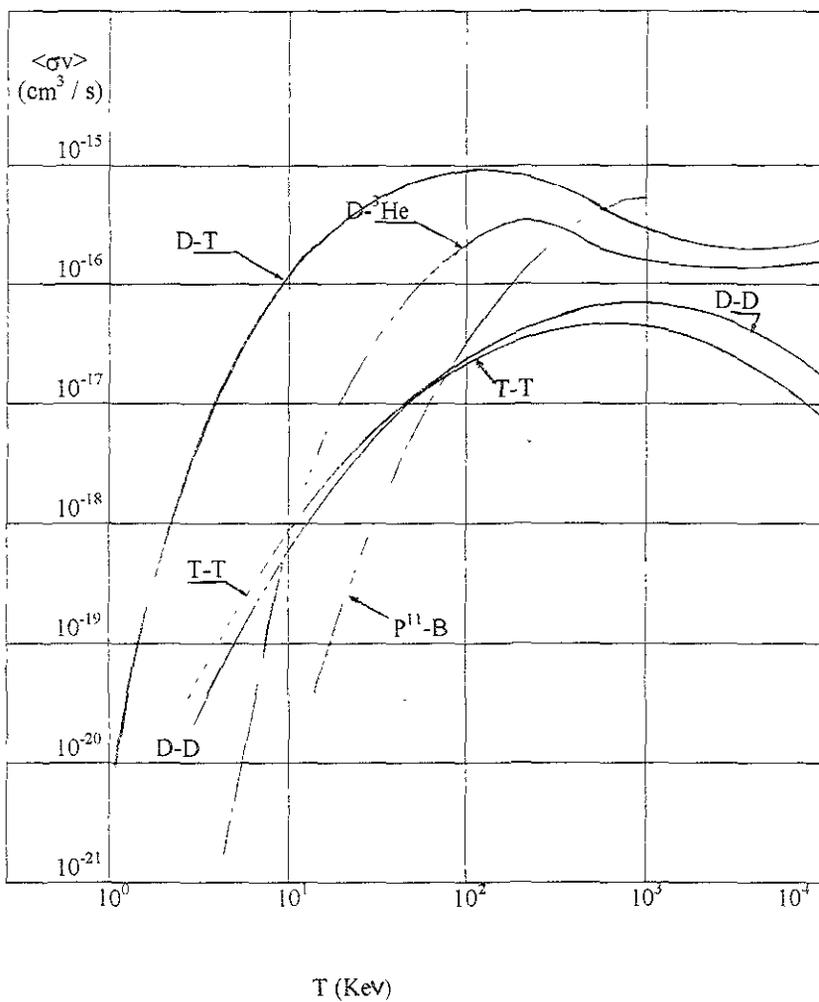


Fig. 2.4 Rapidez de reacción $\langle\sigma v\rangle$ de las principales reacciones de fusión, en función de la temperatura

En la tabla 2.B se puede observar que los valores de las secciones eficaces promedio $\langle\sigma V\rangle$ aumentan con la temperatura, por lo que podría pensarse que la probabilidad de reacción también aumenta, y en consecuencia la rapidez de reacción (RR) = $n_1 n_2 \langle\sigma V\rangle$ (en donde n_1 y n_2 son las densidades de los iones participantes en la reacción); sin embargo, no es así, ya que la rapidez de reacción (RR) también depende de las densidades de iónicas, y estas densidades obedecen a la ley de los gases perfectos, es decir, disminuyen con el aumento de la temperatura, por lo que habrá un valor de temperatura (menor que el que corresponde al valor pico) que satisfaga ambas condiciones para la rapidez de reacción (RR). En la tabla 2.B, se puede también observar que los valores de $\langle\sigma V\rangle$ correspondientes a la reacción D-T son mayores que los de la reacción D-D, a la misma temperatura, esta es una ventaja más para la reacción D-T

Tomando en cuenta las ventajas que presentan las reacciones basadas en Deuterio es posible afirmar que de las reacciones que aparecen en la tabla 2.A, las de mayor interés son estas, y en particular la reacción D-T. Dichas reacciones y algunas otras de igual interés aparecen clasificadas en tres grupos en la tabla 2 C

TABLA 2.C REACCIONES TERMONUCLEARES		
REACCIÓN	TEMPERATURA DE IGNICIÓN	ENERGÍA LIBERADA (MeV)
REACCIONES BASADAS EN DEUTERIO		
$D^2 + T^3 \rightarrow He^4 + n^1$	4 KeV	17.6
$D^2 + D^2 \rightarrow He^3 + n^1$	50 KeV	3.2
$D^2 + D^2 \rightarrow T^3 + P$	50 KeV	4.0
$D^2 + He^3 \rightarrow He^4 + P$	50 KeV	18.3
REACCIONES BASADAS EN PROTONES		
$P + {}_5B^{11} \rightarrow 3He^4$	300 KeV	8.7
$P + {}_3Li^7 \rightarrow 2He^4$	900 KeV	17.5
REACCIONES BASADAS EN LITIO (cría de tritio)		
$n^1 + {}_3Li^7 \rightarrow {}_1T^3 + {}_2He^4 + n^1$	4000 KeV	-2.9
$n^1 + {}_3Li^6 \rightarrow {}_2He^4 + {}_1T^3$	0 KeV	4.8

Las reacciones del primer grupo, basadas en el Deuterio son de gran importancia, ya que además de que son las más sencillas de conseguir por su alta sección eficaz (σ) y por su alta sección eficaz promedio $\langle\sigma V\rangle$, son las que liberan mayor cantidad de energía. Además el deuterio se encuentra de manera natural en una proporción de una parte en 6500 partes de hidrógeno, de tal suerte que en el agua es muy abundante y como puede verse en la tabla 2.D, la energía equivalente contenida es tan grande que permitiría satisfacer las necesidades energéticas del mundo durante millones de años.

TABLA 2.D RESERVA MUNDIAL DE ENERGÍA POR FUSIÓN

CONTENIDO DE LITIO EN EL AGUA DE MAR	$21'000,000 \times 10^{21}$ JOULES
CONTENIDO DE DEUTERIO EN EL AGUA DE MAR	$7,500'000,000 \times 10^{21}$ JOULES

Las reacciones del segundo grupo de la tabla 2.C son importantes desde el punto de vista de sus productos, la importancia radica en que únicamente se generan partículas cargadas, no hay neutrones presentes y por lo tanto no se tiene el problema de activación radiactiva, lo que aumenta la seguridad del reactor.

Las reacciones del tercer grupo tienen especial importancia debido a que a partir de ellas se genera tritio, elemento que no existe en forma natural, (con una vida media relativamente corta 12 5 años) y que es necesario para la reacción deuterio-tritio, (D-T) que como se comentó con anterioridad es la más viable para la primera generación de reactores de fusión.

El tritio necesario para esta reacción se podrá obtener induciendo los neutrones que resulten de la misma reacción D-T (primera reacción en la tabla 2.C), los que se harían reaccionar con litio-6 y litio-7 como se indica en las reacciones de este tercer grupo, para lo cual se rodearía al reactor con una cubierta de litio. Cabe mencionar que el isótopo más abundante es el litio-7 (92.6%) por lo que habría que hacer uso de este isótopo, y así, el neutrón liberado estaría disponible para reaccionar con el litio-6. Se tiene además la evidencia de que las reservas de litio en nuestro planeta son bastante extensas como para no preocuparse por su abasto.

III.- FUSIÓN TERMONUCLEAR CONTROLADA

En este capítulo se describe lo que es un plasma, se establece su condición como cuarto estado de la materia, se indican los valores característicos de energía y temperatura correspondiente necesaria para conseguirlo, así como el papel que desempeña en las reacciones de fusión. Se hace un balance de la densidad de potencia desarrollada y la densidad de potencia perdida por radiación. Se establece el concepto de temperatura crítica de Ignición, tiempo de confinamiento y factor de amplificación, en función de la eficiencia de la energía útil, para que la producción de esta sea mayor que las pérdidas.

Desde el inicio de los trabajos realizados en esta área de la investigación se admitió que para que los núcleos participantes en los procesos de fusión alcancen la energía umbral necesaria para vencer la barrera Coulombiana, estos tendrán que estar presentes en forma de plasma.

El plasma es una condición identificada como el cuarto estado de la materia. La conversión de un estado de la materia a otro es dependiente de la energía cinética de las partículas. Un sólido llega a ser líquido cuando la energía cinética de las moléculas excede la energía de amarre de los cristales del sólido, cuando la energía cinética de las moléculas de un líquido se incrementan lo suficiente para vencer las fuerzas de Van der Waals el líquido cambia a gas y cuando la energía cinética excede el potencial de ionización de los átomos de un gas, estos llegan a ionizarse entonces se tiene una mezcla de electrones libres cargados negativamente y de iones positivos, a esta condición se le conoce como plasma. Irving Langmuir en 1929 dió este nombre por la similitud de los movimientos oscilatorios de los electrones en un mar de iones con el de los cuerpos transportados por el plasma sanguíneo.

Los valores de energía característicos para llevar a cabo los cambios de estado mencionados son los que se indican a continuación.

Gas	plasma
Sólido	completamente ionizado
Líquido	parcialmente ionizado
Vapor	Gas ideal
0 eV	algunos eV KeV 2 MeV

Los tres primeros estados de la materia tienen un rango de energías muy corto de 0 a unos cuantos eV, comparado con el rango de energías del plasma que es, de algunos eV a 2 MeV.

De acuerdo con el esquema de la pagina anterior para alcanzar la condición de plasma, se requieren varios KeV. Si tomamos en cuenta que la temperatura correspondiente a un 1 eV es de 1.16×10^4 °K, para alcanzar esta condición de plasma serán necesarios varios cientos de millones de °K. En la figura 3.1 se muestra un amplio rango de densidades y temperaturas, correspondientes a diferentes condiciones de plasmas presentes en la naturaleza. En esta figura se ve que la temperatura de aproximadamente 15 millones de °K existente en el interior del sol, es menor que los 120 millones de °K que se requieren en los reactores de fusión. Estas temperaturas son extremadamente altas comparadas con los estándares convencionales de temperatura, pero no con los estándares de altas energías en física, ya que si tomamos en cuenta las temperaturas equivalentes a las energías desarrolladas, por ejemplo, en el acelerador de 30 billones-Volt en Brookhaven, este equipo produce partículas con energías correspondientes a casi 10 trillones de grados.

La alta temperatura a la que se encuentra el plasma, hace que éste, como cualquier cuerpo caliente pierda esta temperatura por radiación. En el caso del plasma las pérdidas por radiación son debidas a dos procesos: El primero llamado Bremsstrahlung o radiación por frenamiento, esta radiación resulta de las interacciones de partículas energéticas cargadas (interacciones entre iones y electrones) En el segundo proceso la radiación es emitida por los electrones que están moviéndose en un campo magnético aplicado al plasma para su confinamiento. Este tipo de radiación es importante solamente a temperaturas extremadamente altas, y se conoce como radiación sincrotrónica.

Con este orden de ideas se plantea, primero las condiciones para obtener la temperatura del plasma requerida, y enseguida el tiempo durante el cual esta temperatura es retenida.

El plasma (con objeto de producir energía útil) en un reactor de fusión, debe tener una temperatura cuya sección transversal correspondiente sea máxima (~70Kev fig. 2 3), y consecuentemente la rapidez de reacción, para que a su vez la rapidez de energía generada sea igual o rebase las pérdidas por radiación. Con este criterio el reactor de fusión llega a ser autosustentado, y la temperatura requerida para alcanzar esta condición se obtiene considerando el siguiente balance.

$$\text{Densidad de potencia generada por fusión (P}_f\text{)} = \text{Densidad de potencia perdida por radiación(P}_b\text{)}$$

La densidad de potencia generada por fusión depende de la rapidez de reacción (RR) y de la sección eficaz, la que a su vez es función de la velocidad de los núcleos, los que como ya se indicó presentan un intervalo amplio de velocidades, por lo que para su determinación se utiliza el producto $\langle \sigma V \rangle$ como promedio efectivo

$$RR = n_1 n_2 \langle \sigma V \rangle \text{ (3 1)}$$

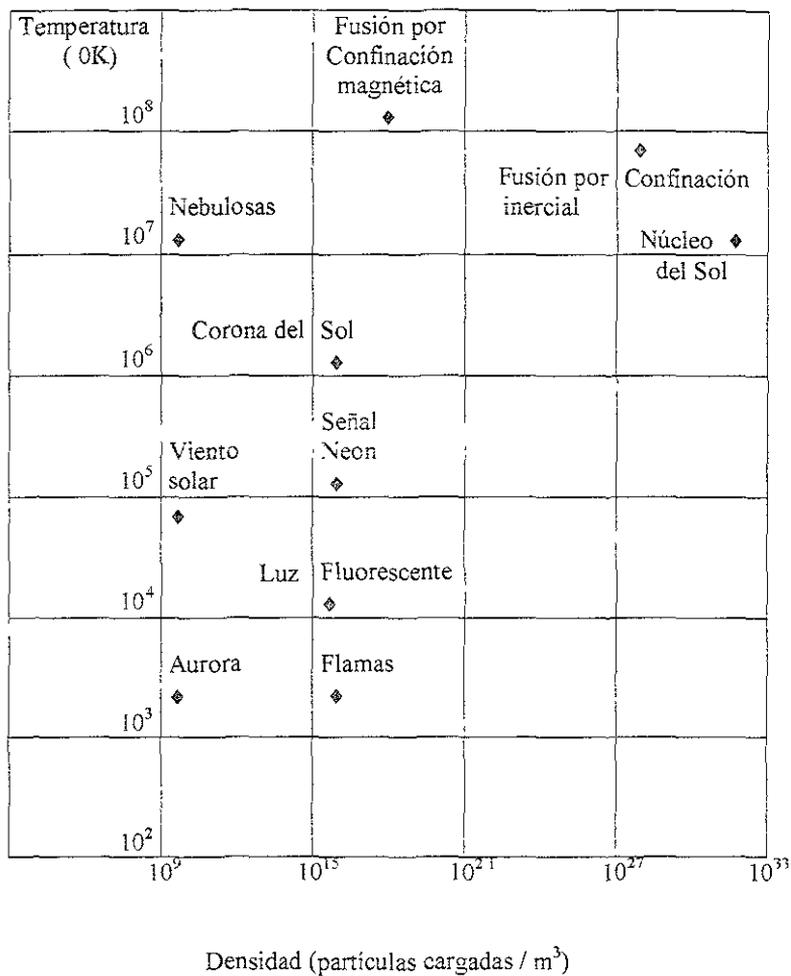


Fig 3 1 Densidad del plasma en función de la temperatura para, diferentes condiciones presentes en la naturaleza

En donde n_1 y n_2 son las densidades de los iones que intervienen en la reacción. En el caso de una reacción D-T con una proporción del 50 % $n_1 = n_D = n/2$ y $n_2 = n_T = n/2$

$$RR = n_D n_T \langle \sigma V \rangle; \quad RR = (n/2)(n/2) \langle \sigma V \rangle; \quad RR = (n^2/4) \langle \sigma V \rangle \text{ (reacciones/cm}^3\text{seg)}$$

La rapidez de reacción se puede obtener utilizando el valor de $\langle \sigma V \rangle$ propuesto por Kammash, presentado en la ecuación 2.2 del capítulo anterior para la reacción D-T.

$$\langle \sigma V \rangle = 3.7 \times 10^{-12} \frac{\exp[-20 / (KT)^{1/3}]}{(KT)^{2/3}} \text{ (cm}^3\text{/seg)} \quad (3.2)$$

Substituyendo este valor en la rapidez de reacción

$$RR = \frac{n^2}{4} 3.7 \times 10^{-12} \frac{\exp[-20 / (KT)^{1/3}]}{(KT)^{2/3}} \text{ (reacciones/cm}^3\text{-seg)} \quad (3.3)$$

La densidad de potencia es simplemente igual $(RR)\Delta E$, donde ΔE es la energía generada en cada reacción de fusión. Considerando la reacción D-T que como fue comentado es la más viable en el diseño de reactores de este tipo (tercera reacción de la tabla 2.A) en cada reacción se liberan 3.52 MeV, correspondientes al ion ${}^4_2\text{He}$ y tomando en cuenta que se tienen 1.6×10^{-13} Joule/MeV. La densidad de potencia generada por las partículas alfa (el neutrón fácilmente escapa del plasma), la obtenemos multiplicando la ecuación (3.3) por cada uno de estos valores

$$P_\alpha = 5.19 \times 10^{-23} (n^2) \frac{\exp[-20 / (KT)^{1/3}]}{(KT)^{2/3}} \text{ Watt/cm}^3 \quad (3.4)$$

Para la misma reacción D-T tomando en cuenta que toda la energía liberada en cada proceso de fusión (tercera reacción de la tabla 2.A), es de 17.6 MeV, la densidad de potencia generada en Watts/cm^3 es

$$P_f = 2.59 \times 10^{-24} (n^2) \frac{\exp[-20 / (KT)^{1/3}]}{(KT)^{2/3}} \quad (3.5)$$

La densidad de potencia perdida por radiación Bremsstrahlung propuesta por Kammash esta dada por:

$$P_b = 5.35 \times 10^{-31} (n_e) (KT_e)^{1/2} \sum n_i Z_i^2 \text{ (Watt/cm}^3\text{)} \quad (3.6)$$

Esta ecuación para una mezcla deuterio-tritio con $Z = 1$ suponiendo que la temperatura de los iones y electrones es la misma, la ecuación (3.6) se convierte en.

$$P_b = 5.35 \times 10^{-31} n^2 (KT)^{1/2} \quad (3.7)$$

Igualando las densidades de potencia generada por fusión, y la pérdida por radiación se tiene:

$$5.19 \times 10^{-25} n^2 \frac{\exp[-20/(KT)^{1/3}]}{(KT)^{2/3}} = 5.35 \times 10^{-31} n^2 (KT)^{1/2} \quad (3.8)$$

En este análisis fue considerada $Z=1$ pero es importante señalar que la densidad de potencia perdida por radiación es proporcional a Z^2 por lo que, si el plasma se contamina con partículas diferentes al hidrógeno las pérdidas por radiación aumentan drásticamente.

Con los valores de (KT) indicados en la tabla 3.A y substituidos en la ecuación (3.8), se determina la densidad de potencia generada por las partículas alfa, y la densidad de potencia perdida por radiación a diferentes temperaturas, así como el valor de la temperatura que satisface esta ecuación, y que se indica en la figura 3.2.

$$K = 8.62 \times 10^{-8} \text{ KeV/}^0\text{K} \quad T = \frac{1 \text{ KeV}}{8.62 \times 10^{-8} \text{ KeV/}^0\text{K}} = 11.6 \times 10^6 \text{ }^0\text{K}$$

TABLA 3.A DENSIDAD DE POTENCIA DEBIDA A LAS PARTICULAS ALFA Y PERDIDA POR RADIACIÓN				
KT (KeV)	T (10^6) ⁰ K	P _b (Watt/cm ³)	P _α (Watt/cm ³)	P _α (Watt/cm ³)
1	11.6	5.35×10^{-31}	1.05×10^{-33}	0.010×10^{-31}
2	23.2	7.56×10^{-31}	4.18×10^{-32}	0.40×10^{-31}
5	58.0	11.96×10^{-31}	1.47×10^{-30}	14.7×10^{-31}
10	116.0	16.92×10^{-31}	1.01×10^{-29}	101×10^{-31}

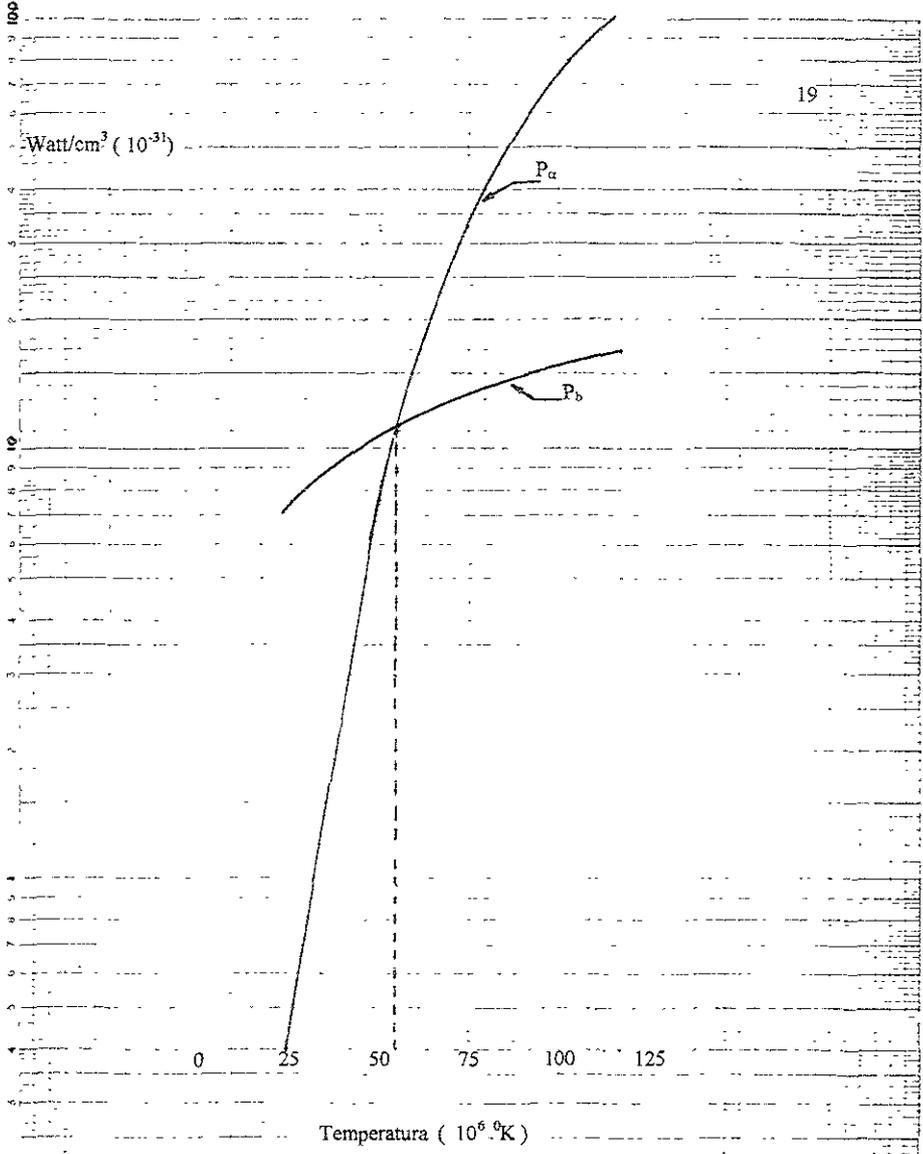


Figura 3 2 Densidad de potencia generada por las partículas alfa (P_α), producto de la reacción de fusión y de la pérdida por radiación (P_β), en función de la temperatura

En la gráfica 3 2 puede observarse que el valor de KT que iguala a la ecuación es de 4.60 KeV, correspondiente a una temperatura de 54 millones de grados kelvin. Este es un valor mucho menor al señalado como necesario para que se lleven a cabo las reacciones de fusión indicado en la figura 3.1, esto es debido a que únicamente se esta considerando en este balance la participación de las partículas alfa sin tomar en cuenta las fugas del sistema, lo que será considerado en la siguiente sección. La temperatura así obtenida se conoce como temperatura de ignición, la cual se detalla más adelante.

En las ecuaciones anteriores se puede ver que tanto P_f como P_b se incrementan con n^2 , sin embargo, P_f se incrementa más rápidamente que P_b debido al incremento de $\langle\sigma V\rangle$ con la temperatura, ya que P_b solo se incrementa con $T^{1/2}$. Estas consideraciones aparecen en las figuras 3 2 y 3.3. En la figura 3.3 la curva "A" corresponde a la de densidad de potencia generada con reacciones D-T, la curva B a la densidad de potencia generada con reacciones D-D y la curva "C" corresponde a la perdida por radiación Bremsstrahlung. En el punto donde se cruzan las curvas la densidad de potencia generada por fusión es igual a la densidad de potencia perdida por radiación, la temperatura correspondiente a esta condición se conoce como temperatura crítica de ignición. En la misma figura se aprecia una ventaja más de la reacción D-T pues tiene una temperatura crítica de ignición (T_{ci}) mucho menor que la reacción D-D

Para que la operación del reactor sea autosostenida, la temperatura de ignición debe ser mucho mayor que la temperatura crítica de ignición, para tomar en cuenta la presencia de partículas pesadas tal como el helio, e impurezas en el plasma, que como se mencionó antes incrementan la perdida por radiación.

Las altas temperaturas requeridas en el plasma, hacen que toda esta energía térmica no pueda ser contenida por mucho tiempo en la zona del plasma, a este tiempo se le conoce como tiempo de confinamiento, y su valor debe ser tal que permita en ese tiempo, que la producción de energía y la eficiencia asociada a esta, sea mayor o igual que la energía que se pierde por radiación Bremsstrahlung más fugas de iones y electrones.

El tiempo de confinamiento se determina a partir de la condición anterior, para lo cual se establece una relación entre la potencia producida en el plasma y la que se pierde por radiación y fuga, esta relación se conoce como factor de amplificación, y se identifica con la letra "R" Así que si se designa a la rapidez de producción de energía por fusión con P_f , a la rapidez de perdida de energía por unidad de volumen debida a radiación con P_b , y a la rapidez de perdida de energía por unidad de volumen debida a fugas por P_L , el factor de amplificación es

$$R = \frac{P_f}{P_b + P_L} \quad (3.9)$$

La perdida de energía por unidad de volumen debido a fugas (P_L) durante el tiempo de confinamiento, corresponde a la energía que tengan las partículas en el momento de la fuga, que a su vez corresponde a la temperatura a la cual se esta llevando a cabo la fusión

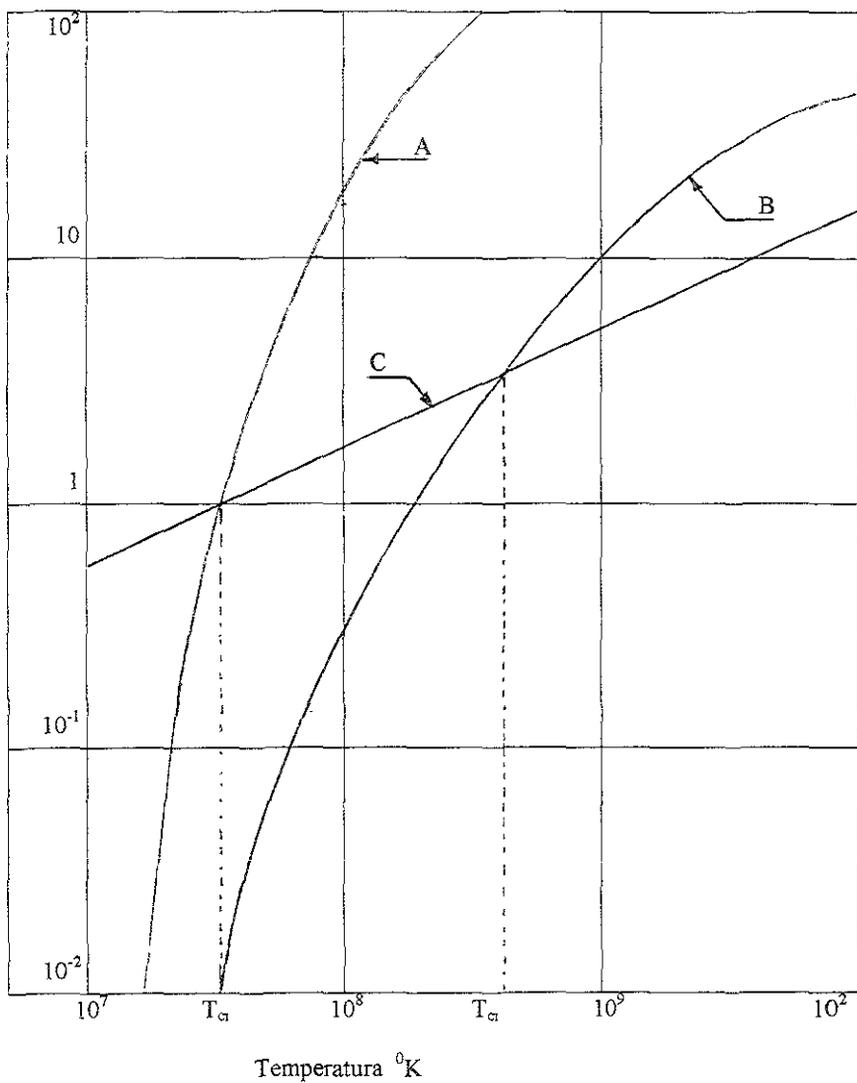
Watt/cm³

Figura 3.3 Densidad de potencia producida por fusión, y pérdida por radiación Bremsstrahlung en función de la temperatura

Haciendo la simplificación de que la temperatura de los iones y electrones es la misma ($T_i = T_e$), y tomando en cuenta que la densidad presente en el plasma también es la misma ($n_i = n_e$), la temperatura y la energía promedio para un ión o electrón es:

$$T = \frac{2 E}{3 K} \quad \text{o} \quad E = \frac{3 K T}{2} \quad (\text{Joules}) \quad (3.10)$$

Y la energía térmica del plasma por unidad de volumen es:

$$E = \frac{3 K T n_i}{2} + \frac{3 K T n_e}{2} = 3 n K T \quad (\text{Joules/cm}^3) \quad (3.11)$$

Si se designa al tiempo de confinamiento por (τ), la densidad de potencia o rapidez con que se pierde energía debido a fugas es

$$P_L = \frac{3 n K T}{\tau} \quad (\text{Joules / cm}^3 - \text{seg.}) \quad (3.12)$$

Substituyendo la ecuación 3.12 en la ecuación (3.9) tenemos:

$$R = \frac{P_f}{P_b + (3nKT / \tau)} \quad \text{o} \quad R = \frac{P_f / 3 n K T}{(P_b / 3 n K T) + 1 / \tau} \quad (3.13)$$

Suponiendo el factor de amplificación $R = 1$ y despejando τ en la ecuación anterior se obtiene el tiempo de confinamiento:

$$\tau = \frac{3 n K T}{P_f - P_b} \quad (3.14)$$

Esta ecuación se conoce como criterio Lawson, ya que fue el que primero estableció la condición de equilibrio entre pérdidas y ganancia de energía. Esta ecuación es muy común expresarla en términos de nt como sigue

$$n\tau = \frac{3 n^2 K T}{P_f - P_b} \quad (3.15)$$

Donde n es la densidad del plasma y τ el tiempo durante el cual debe estar confinado, valores característicos de $n\tau$ son de 10^{14} a 10^{15} seg/cm³.

Lawson propone dos expresiones para el factor de amplificación "R". La primera en función de la temperatura del plasma, y del tiempo durante el cual esta temperatura es retenida, ecuación (3.13). En donde la temperatura es la que corresponde a la máxima rapidez de reacción, y el tiempo es el indicado por las ecuaciones (3.14) y (3.15)

La segunda expresión de "R" es función de la eficiencia termonuclear global de la planta (η), de manera que $R = (1-\eta)/\eta$. Puesto que generalmente $\eta = 1/3$ en un sistema con una ganancia neta de potencia, se requiere que $R > 2$

Substituyendo este valor de "R" en la ecuación (3.13), se obtiene una ecuación en función de la temperatura del plasma y de la eficiencia global de planta.

$$R = \frac{P_f}{[P_b + (3 K T n)/\tau]} \quad \text{o} \quad (1-\eta)/\eta = \frac{P_f}{[P_b + (3 K T n)/\tau]} \quad (3.16)$$

Despejando el tiempo de confinamiento "τ" en la ecuación anterior se obtiene este, en función de la eficiencia de la planta.

$$n\tau = \frac{3 n^2 K T}{[P_f(\eta/1-\eta) - P_b]} \quad (3.17)$$

Por lo tanto "R" puede ser considerada ya sea en función de variables internas del reactor, como son la temperatura y el tiempo de confinamiento, o en función de una variable externa del mismo, como lo es la eficiencia de la planta la que será considerada nuevamente en los capítulos VI y VII.

Tomando en cuenta que P_f es la potencia generada por los productos de fusión P_n más P_α (potencia de los neutrones y de las partículas alfa respectivamente), y considerando que la potencia de los neutrones sea aprovechable para uso externo, permaneciendo únicamente las partículas alfa en el plasma, y su energía sea reabsorbida, calentándolo y manteniendo su temperatura constante, entonces el plasma habrá alcanzado una situación autosostenida, en que no se requiere energía del exterior para su calentamiento, a esta condición se le conoce como régimen de ignición. Así suponiendo que las partículas alfa son las únicas que quedan en el plasma y ceden su energía con una potencia P_α la ecuación (3.15) se convierten en

$$n\tau = \frac{3 n^2 K T}{[P_a - P_b]} \quad (3.18)$$

Las gráficas correspondientes al criterio Lawson, ecuación (3.17), y de ignición ecuación (3.18), en función de la temperatura expresada en KeV para la reacción deuterio-tritio aparecen en la figura 3.4, y son obtenidas substituyendo los valores de P_a , P_f y P_b indicados en las ecuaciones (3.4), (3.5) y (3.7) en las ecuaciones mencionadas.

$$n\tau = \frac{3 n^2 (KT)(1.6 \times 10^{-16})}{5.19 \times 10^{-25} n^2 \frac{\exp[-20 / (KT)^{1/3}]}{(KT)^{2/3}} - 5.35 \times 10^{-31} n^2 (KT)^{1/2}}$$

$$n\tau = \frac{4.8 \times 10^{-16} (KT)^{5/3}}{5.19 \times 10^{-25} \exp[-20 / (KT)^{1/3}] - 5.35 \times 10^{-31} (KT)^{7/6}} \text{ (seg/cm}^3\text{)} \quad (3.19)$$

Con los valores de KT indicados en la tabla 3.B y substituidos en la ecuación (3.19) se determinaron los valores de $n\tau$ que se consignan en la figura 3.4

TABLA 3.B, Ignición

KeV	A Joule /cm ³	B Watt/cm ³	C Watt/cm ³	B-C Watt/cm ³	A/B-C Seg /cm ³
KT	$4.8 \times 10^{-16} KT^{5/3}$	$5.19 \times 10^{-25} / \exp$	$5.35 \times 10^{-31} KT^{7/6}$		$n\tau$
5	7.01×10^{-15}	4.76×10^{-30}	3.49×10^{-30}	1.26×10^{-30}	5.56×10^{15}
10	2.22×10^{-14}	4.85×10^{-29}	7.85×10^{-30}	4.06×10^{-29}	5.46×10^{14}
12	3.02×10^{-14}	8.30×10^{-29}	9.71×10^{-30}	7.33×10^{-29}	4.12×10^{14}
20	7.07×10^{-14}	3.30×10^{-28}	1.76×10^{-29}	3.12×10^{-28}	2.26×10^{14}
50	3.25×10^{-13}	2.28×10^{-27}	5.13×10^{-29}	2.23×10^{-27}	1.45×10^{14}
100	1.03×10^{-12}	6.95×10^{-27}	1.15×10^{-28}	6.83×10^{-27}	1.50×10^{14}
200	3.28×10^{-12}	1.71×10^{-26}	2.58×10^{-28}	1.69×10^{-26}	1.95×10^{14}
500	1.51×10^{-11}	4.21×10^{-26}	7.53×10^{-28}	4.13×10^{-26}	3.65×10^{14}

Si toda la energía es captada con una eficiencia (η), se convierte en energía útil, esta energía debe ser mayor o igual a la que hay que suministrar al plasma, para que la pérdida de potencia por unidad de volumen no sea mayor a la generada, tal condición está expresada con la ecuación (3.17). El lado derecho de esta ecuación depende de la temperatura para una eficiencia dada, si se considera $\eta = 0.33$, substituyendo este dato y las ecuaciones(3.5) y (3.7) en la ecuación (3.17) se obtienen los valores de $n\tau$ correspondientes a esta condición.

$$n\tau = \frac{4.8 \times 10^{-16} (KT)^{5.3}}{(0.492) 2.59 \times 10^{-24} \exp[-20 / (KT)^{1/3}] - 5.35 \times 10^{-31} (KT)^{7.6}} \text{ (seg / cm}^3\text{)} \quad (3.20)$$

TABLA 3.C criterio Lawson

KT	A	($\eta/1-\eta$) B	C	($\eta/1-\eta$) B]-C	A/ ($\eta/1-\eta$)B -C
KeV	Joule/cm ³	Watt/cm ³	Watt/cm ³	Watt/cm ³	Seg. /cm ³
10	2.22×10^{-14}	1.19×10^{-28}	7.85×10^{-30}	1.11×10^{-28}	2.00×10^{14}
12	3.02×10^{-14}	2.03×10^{-28}	9.71×10^{-30}	1.94×10^{-28}	1.55×10^{14}
20	7.07×10^{-14}	8.08×10^{-28}	1.76×10^{-29}	7.91×10^{-28}	8.93×10^{13}
50	3.25×10^{-13}	5.61×10^{-27}	5.13×10^{-29}	5.56×10^{-27}	5.84×10^{13}
100	1.03×10^{-12}	1.70×10^{-26}	1.15×10^{-28}	1.69×10^{-26}	6.09×10^{13}
200	3.28×10^{-12}	4.19×10^{-26}	2.58×10^{-28}	4.16×10^{-26}	7.88×10^{13}
500	1.51×10^{-11}	1.03×10^{-25}	7.53×10^{-28}	1.02×10^{-25}	1.48×10^{14}

Los resultados obtenidos en la tabla anterior aparecen consignados en la figura 3.4 y son identificados como criterio Lawson

El rango de operación de un reactor termonuclear debe quedar arriba de esta curva es decir entre 10 y 20 KeV, y los valores de $n\tau$ son del orden de los indicados 10^{14} seg/cm³ o mayores.

La optimización de las condiciones anteriores han llevado a las investigaciones a incrementar la temperatura (T), la densidad (n) y el tiempo de confinamiento de energía (τ) del plasma, en la figura 3.5 se observan los cambios que han tenido estos parámetros durante el proceso de investigación

Futuras plantas de potencia basadas en reactores de fusión, se espera que produzcan alrededor de un GW de potencia, lo cual requiere parámetros del plasma $n\tau$ de aproximadamente de 2×10^{20} seg / m³, y temperaturas de 120 millones de grados Kelvin

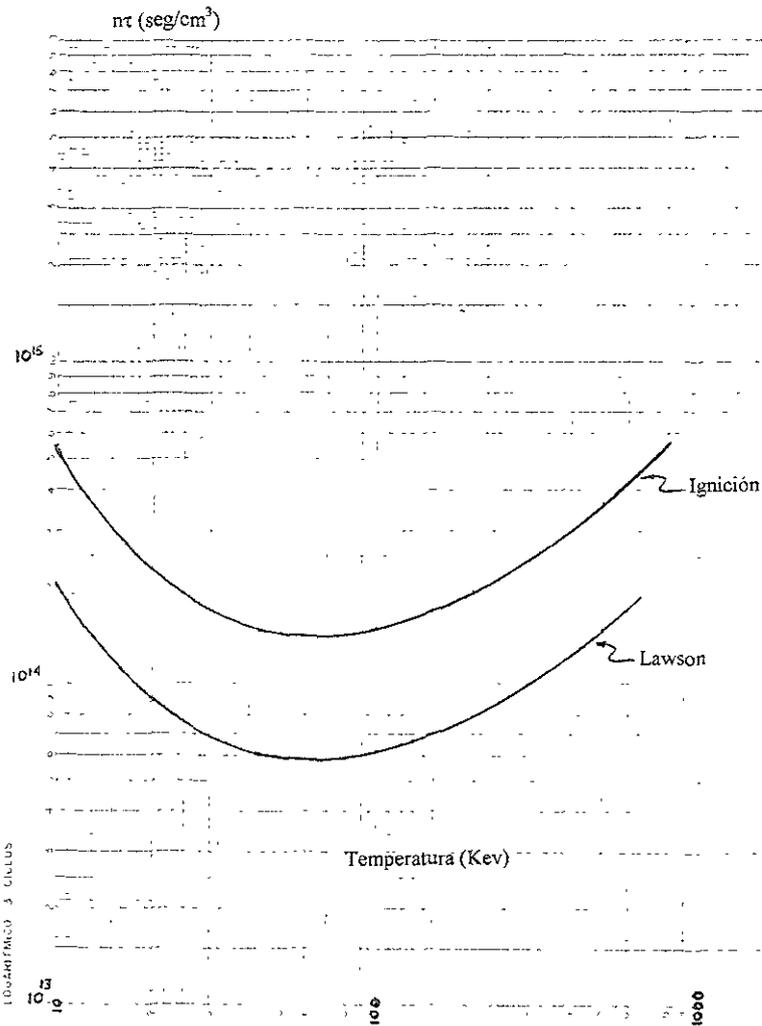


Fig 3 4 Valores de nt para compensar pérdidas y ganancia de energía; criterio Lawson y de Ignición

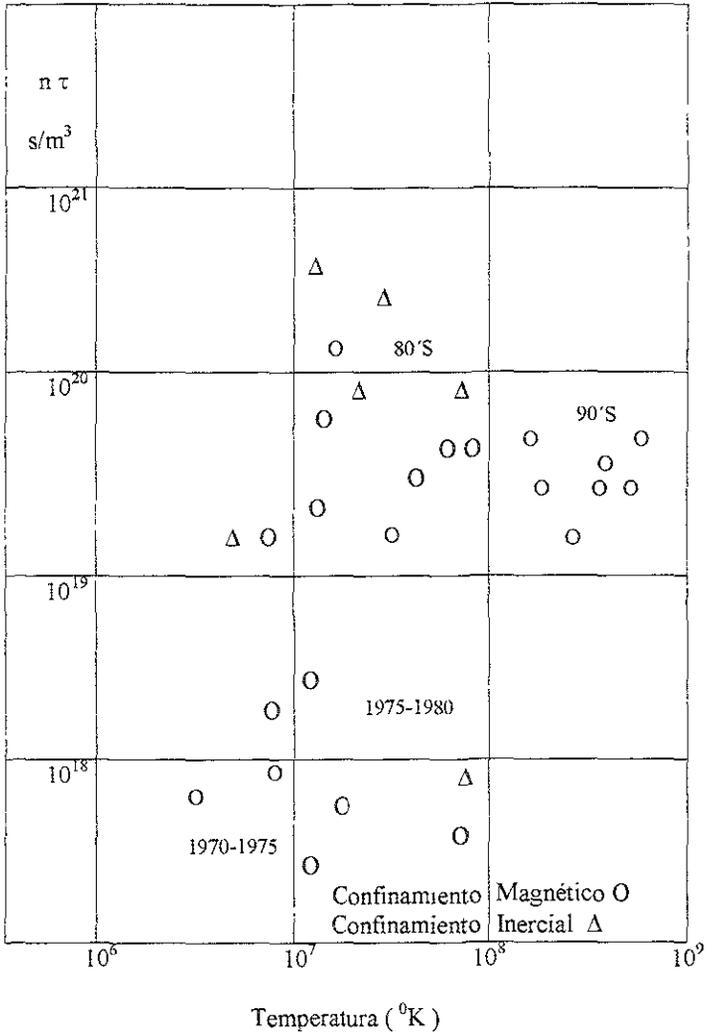


Fig 3.5 Valores progresivos del producto de la densidad del plasma por el tiempo que permanece confinada la energía ($n\tau$), en función de la temperatura del plasma, tanto para confinamiento magnético como inercial.

IV. - CONFINAMIENTO DEL PLASMA

En este capítulo se presenta, la necesidad de mantener el plasma caliente alejado de las paredes del contenedor, es decir confinado. Se indican los principios físicos en que se basan las técnicas empleadas para alcanzar este confinamiento, así como los problemas de inestabilidad que se presentan en el plasma y algunas soluciones para evitarlos.

El plasma con temperaturas de cientos de millones de grados Kelvin, necesarios para satisfacer las condiciones termonucleares, para la operación de un reactor de fusión, se encuentra contenido dentro de una cámara llamada de vacío. La energía correspondiente de las partículas cargadas que lo forman, iones positivos y electrones hace que estas viajen a velocidades promedio de decenas de miles de kilómetros por segundo, a tales velocidades las partículas del plasma seguramente estarán bombardeando la pared de la cámara de vacío en fracción de segundos. Este impacto de las partículas en la pared de la cámara significa pérdida de energía y en consecuencia de temperatura necesaria para las condiciones termonucleares de fusión. El problema por lo tanto no es que la pared de la cámara de vacío sea incapaz de soportar las altas temperaturas del plasma, sino más bien, que la pared pueda enfriar el plasma. Así aunque el plasma y la temperatura que éste requiere puedan producirse, no se tendrá el tiempo suficiente para generar una cantidad de energía mayor que la empleada para producirlo. Consecuentemente es necesario mantener el plasma alejado de la pared de la cámara de vacío, es decir confinado, lo que es posible si se toma en cuenta que el plasma esta formado por partículas cargadas, iones positivos y electrones lo que lo hace un excelente conductor de electricidad capaz de generar campos magnéticos.

La forma más sencilla de efectuar el confinamiento de un plasma es haciendo pasar una corriente eléctrica por éste, generando así un campo magnético alrededor de dicha corriente, que se conoce como campo magnético poloidal, el que interacciona con las partículas en movimiento del plasma, ejerciendo sobre estas una fuerza radial hacia el interior, confinando así al plasma en el centro de la cámara de vacío, como se ilustra en la figura 4.1

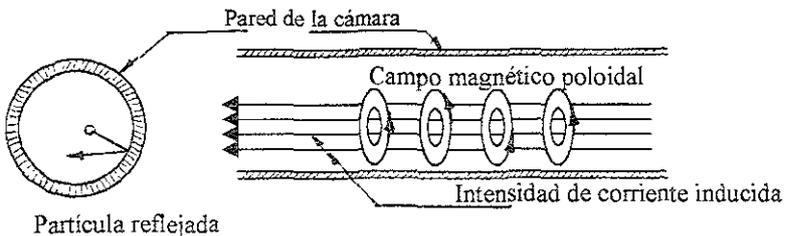


Fig. 4.1.-Confinamiento del plasma debido a un campo magnético generado por una corriente eléctrica

El confinamiento del plasma por medio de un campo magnético es al que se ha dedicado más esfuerzo, y es el que actualmente tiene más probabilidades como base para la operación de un reactor de fusión nuclear. La presión máxima ejercida para este confinamiento depende de la intensidad del campo magnético, y esta dada por la siguiente expresión

$$P_{\text{máx}} = \frac{(B_0)^2}{2\mu_0} \quad \text{o} \quad P_{\text{máx}} = \frac{(B_0)^2}{8\pi \times 10^{-7}} \quad (4.1)$$

En donde B_0 es la densidad de flujo magnético en el vacío y μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío. En esta expresión el campo magnético está dado en Teslas y la presión en Pascales, considerando que el campo magnético dentro del plasma es B , la presión magnética efectiva será

$$P_{\text{máx}} = \frac{(B_0)^2 - (B)^2}{8\pi \times 10^{-7}}$$

En donde B_0 es el campo magnético fuera del plasma y B es el campo dentro del toroide. Debido a la alta temperatura del plasma los constituyentes de éste poseen una gran energía la cual se asocia con la presión cinética, que puede ser calculada, suponiendo un comportamiento de un gas ideal con la siguiente expresión

$$P_{\text{cin}} = n K T \quad (4.2)$$

En donde "n" es la densidad del plasma, K la constante de Boltzman y T la temperatura, para asegurar el confinamiento es necesario que la presión magnética y la presión cinética sean al menos iguales, esto conduce a una relación entre estas presiones conocida como factor β .

$$\beta = \frac{P_{\text{cin}}}{P_{\text{mag}}} \quad (4.3)$$

El confinamiento será posible si β es menor o igual a 1, generalmente se recomienda que β sea pequeña (no mayor de 0.15). El valor mínimo necesario del campo magnético para el confinamiento, se obtendrá por lo tanto igualando las presiones, es decir ($\beta=1$).

$$B_{\text{min}} = (n K T \times 8\pi \times 10^{-7})^{1/2} \quad (4.4)$$

Otra forma de producir el confinamiento del plasma es haciendo pasar un campo magnético a través del plasma mismo, conocido este como campo magnético toroidal. Las líneas de fuerza representativas del campo magnético se indican en la figura 4.2, aquí puede verse que las partículas cargadas siguen trayectorias helicoidales a lo largo de las líneas de fuerza, aunque con diferente sentido las espirales generadas por los iones positivos y los electrones negativos. De esta forma, un fuerte campo magnético puede en principio restringir el movimiento de las partículas cargadas y confinar el plasma

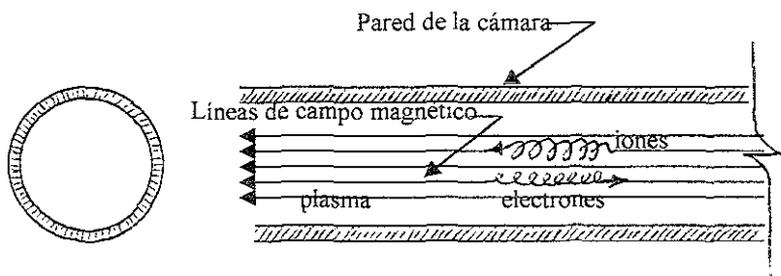


Fig 4 2 movimiento helicoidal de las partículas cargadas del plasma a lo largo de las líneas de fuerza de un campo magnético uniforme.

El radio de la espiral llamado radio de Larmor se obtiene igualando la fuerza de Lorentz con la fuerza centrípeta que mantiene a la partícula girando alrededor de la línea de fuerza, siendo este: $r = mv / Bq$, como puede verse el radio es directamente proporcional a la masa de la partícula e inversamente proporcional a la intensidad del campo, esto conduce a que el radio de la espiral es mayor para los iones que para los electrones. Tomando en cuenta la velocidad más probable de una distribución Maxwelliana (llamada velocidad térmica, correspondiente a la temperatura del plasma) con valores característicos 120×10^6 °K, equivalente a energías de 10 34 KeV o 1.65×10^{-15} Joules, correspondientes a su vez a velocidades de los electrones de 6.018×10^7 m/seg, y con un campo magnético característico entre 2 y 5 teslas el valor del radio es.

$$\rho = \frac{9.11 \times 10^{-31} \text{ Kg} (6.018 \times 10^7 \text{ m/seg})}{(2 \text{ New/C} \times \text{m/seg}) 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}} = 0.017 \text{ cm}$$

Los radios de giro de los iones de hidrógeno para estas condiciones son aproximadamente de $\rho = 1 \text{ cm}$. Estas dimensiones son muy pequeñas comparadas con las dimensiones de los plasmas confinados para fusión.

El valor así obtenido, (un décimo de milímetro) indica que los electrones se mueven prácticamente a lo largo de las líneas del campo magnético sin acercarse a la pared de la cámara. Desgraciadamente esto no es completamente así, ya que en realidad, aún para la misma especie de partículas moviéndose en un campo magnético uniforme, no todas tienen la misma velocidad (en el cálculo anterior se consideró la velocidad promedio) y en consecuencia no tienen las mismas componentes de la velocidad colineal y perpendicular al campo magnético. La velocidad colineal con el campo magnético determina que tan rápido se mueve la partícula en la dirección axial, y la velocidad perpendicular al campo determina la magnitud del radio. El resultado neto es que estas partículas se mueven en un amplio rango de velocidades axiales y perpendiculares al campo, consecuentemente con diferentes tamaños de radio, lo que hace posible que las partículas choquen unas con otras, y puedan desplazarse de una línea de fuerza magnética a otra, difundiéndose en la dirección transversal chocando eventualmente con la pared de la cámara. Sin embargo con un campo magnético apropiado (intenso) es posible reducir la tendencia de las partículas a desplazarse en la dirección perpendicular al campo magnético.

Con el método descrito anteriormente se previene que las partículas del plasma se acerquen a las paredes de la cámara, y se evita su fuga en la dirección radial. Para evitar la fuga en la dirección axial existen diferentes técnicas desarrolladas durante el proceso de investigación del confinamiento magnético, pero la que mejores resultados ha ofrecido consiste en unir los extremos de la cámara de vacío, teniendo así una geometría cerrada en forma toroidal como se indica en la figura 4.3. Esta configuración no permite la fuga de partículas en la dirección axial, ya que las líneas de fuerza del campo magnético alrededor de las cuales las partículas describen un movimiento helicoidal, son líneas cerradas identificadas como campo magnético toroidal.

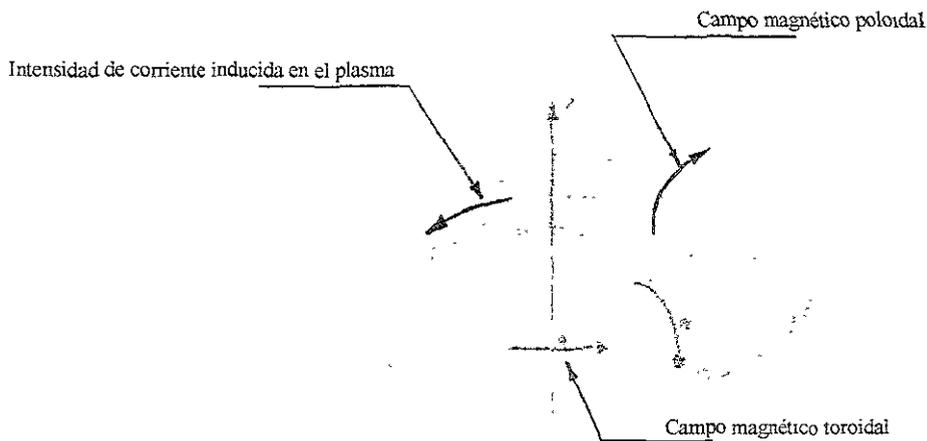


Fig 4.3 Cámara de vacío Toroidal conteniendo al plasma, con una intensidad de corriente y un campo magnético paralelos al eje axial

En el caso del confinamiento mediante el empleo de un campo magnético poloidal descrito con anterioridad, la corriente que lo genera es inducida en el plasma contenido en la cámara de vacío, que en el caso de una geometría cerrada se conoce como corriente toroidal, y se induce de una manera convencional mediante un gran transformador, utilizando el plasma como secundario, como se indica en la figura 4.4.

La corriente es regulada por descargas de capacitores del circuito primario, y además de generar el campo magnético poloidal, puede ser utilizada en combinación con la presión que ejerce éste último para calentar el plasma. En el caso de la corriente de una manera semejante al calentamiento ohmico (I^2r) utilizando la resistencia del plasma, con respecto a la presión que ejerce el campo magnético poloidal utilizando la súbita compresión del plasma, de una manera análoga al calentamiento de un gas que está siendo comprimido por un equipo mecánico tal como un compresor. Con este procedimiento combinado pueden alcanzarse muy altas temperaturas en dos o más etapas sucesivas de compresión magnética, es preciso mencionar que esta no es la única ni la más efectiva forma de calentamiento del plasma

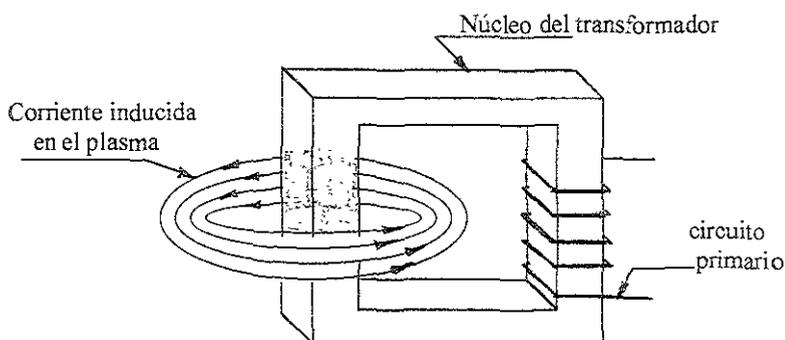


Fig. 4 4 Corriente Toroidal inducida en el plasma contenido en la cámara de vacío utilizando éste, como el secundario de un transformador

La corriente inducida en el plasma no debe, sin embargo, exceder de un cierto valor conocido como límite Kruskal-Shafranov (físicos de la Universidad de Princeton y Moscú respectivamente) ya que si esto sucede surgen inestabilidades, es decir el plasma no permanece en el centro del cilindro, y se presenta un desplazamiento lateral encorvando la columna, como se ve en la figura 4.5.a, lo que hace que las líneas de fuerza del campo magnético poloidal estén más próximas entre sí en el lado cóncavo, con el consecuente aumento de la presión magnética en esta región aumentando la deformación y empujando el plasma contra la pared de la cámara. Otro tipo de inestabilidad que se presenta en el plasma

es llamado forma salchicha, esto es debido a la forma que este adopta, como consecuencia de un estrangulamiento en una región de la columna como se indica en la figura 4.5.b.

Esta estrangulación se presenta con una restricción aleatoria, y debido a que la intensidad del campo magnético, es directamente proporcional a la intensidad de corriente, e inversamente proporcional al radio desde el eje axial de la columna, en la región del estrangulamiento como consecuencia de una disminución del radio, el campo magnético poloidal será más intenso en esta zona, aumentando la presión magnética y expulsando una cantidad de plasma hacia los lados, con el consecuente aumento de volumen en estos, adoptando la forma de salchicha antes mencionada. La manera de evitar estas inestabilidades es la presencia del campo magnético Toroidal ya que las líneas de fuerza se comportan de una manera análoga a cuerdas tensas que evitan esta deformación.

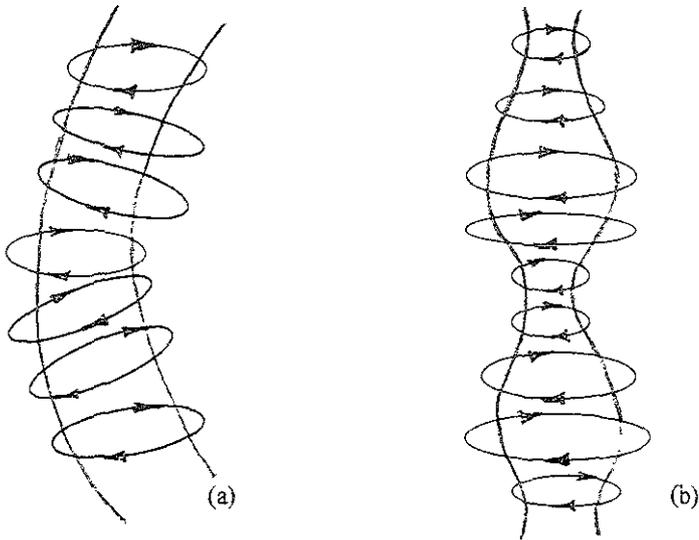


Fig. 4.5 Inestabilidades del plasma debido a una deformación en la columna y con una configuración tipo salchicha

En el segundo procedimiento de confinamiento magnético descrito antes, en el que, el campo magnético (líneas de campo magnético) se hace pasar a través del plasma contenido en la cámara de vacío, que en el caso de una geometría cerrada, como ya se mencionó, se conoce como campo magnético toroidal, se consigue mediante anillos conductores alrededor de la cámara (toroide). Estos anillos conducen una corriente llamada poloidal

La distribución de estos anillos alrededor del toroide presenta una desventaja, ya que en la pared interior del toro, estos anillos están más próximos entre sí, que en la pared

exterior, lo que da lugar a un campo magnético no uniforme en el plasma, siendo este más intenso en la vecindad de la pared interior que en la exterior.

Esta inhomogeneidad del campo magnético tiene una fuerte consecuencia, ya que si se tiene en cuenta que el radio de curvatura de la trayectoria helicoidal, descrita por los iones y electrones del plasma alrededor de las líneas de fuerza del campo toroidal es inversamente proporcional a la intensidad del campo, estas partículas no tendrán un radio de giro constante; será mayor en la región en donde el campo magnético es más débil y menor en donde el campo magnético es más intenso lo que da lugar a un corrimiento de las partículas en la dirección vertical como se indica en la figura 4.6.

Además como los iones y electrones se desplazan en sentido contrario estos se acumularán en la región superior e inferior, dando lugar a un campo eléctrico vertical, el resultado de todo esto es que las partículas independientemente del signo de su carga, se mueven en la misma dirección $E \times B$, que es hacia el exterior del toroide, así el plasma en conjunto escapa del campo magnético y el confinamiento se pierde.

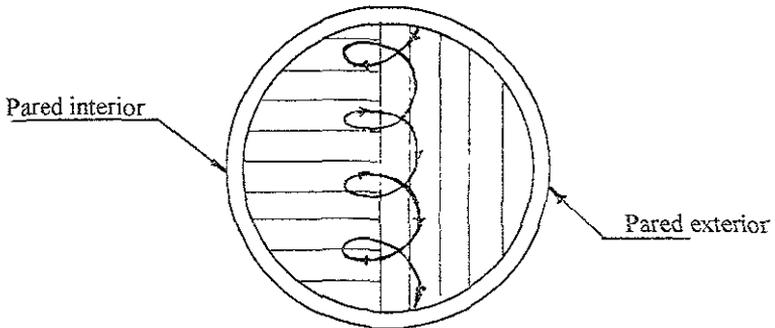


Fig. 4 6 Efecto sobre las partículas del plasma moviéndose en un campo magnético no uniforme perpendicular al plano del papel

El escape del plasma del confinamiento magnético, se evita, si no hay separación de cargas y formación de campo eléctrico, lo que se puede lograr haciendo que cada línea de fuerza del campo magnético recorra al toroide por la parte superior e inferior de este, de esta forma, puesto que las partículas siguen las líneas del campo magnético en su movimiento alrededor del toroide, parte del tiempo estarán arriba y parte del tiempo estarán abajo y no se acumularán, esto hace necesario que las líneas de fuerza del campo magnético en lugar de ser anillos cerrados en el interior del toroide se tuerzan alrededor de éste. Tales líneas de fuerza son llamadas helicoidales y se logran con la combinación del campo magnético poloidal y el campo magnético toroidal presentes en el plasma. La relación de estos campos se conoce como factor "q" y su valor es un indicador del grado de torcimiento de las líneas de fuerza del campo magnético.

Estas líneas de fuerza helicoidales al dar varias vueltas alrededor del eje toroidal generan superficies toroidales tubulares como las indicadas en la figura 4.8, tales superficies reciben el nombre de superficies magnéticas, y pueden ser identificadas por su distancia al eje axial, la que se conoce como radio menor "r". La inclinación de las líneas magnéticas medida por "q" varía de una superficie a otra, debido a que el campo poloidal varía de acuerdo a la distribución de corriente en el plasma, que es máxima en el eje del toro y disminuye hacia el borde de éste, haciendo que el campo poloidal generado también varíe desde el eje al extremo del toro, consecuentemente las líneas de campo magnético que resultan de la combinación del campo magnético toroidal y poloidal tendrán diferentes direcciones en los diferentes planos.

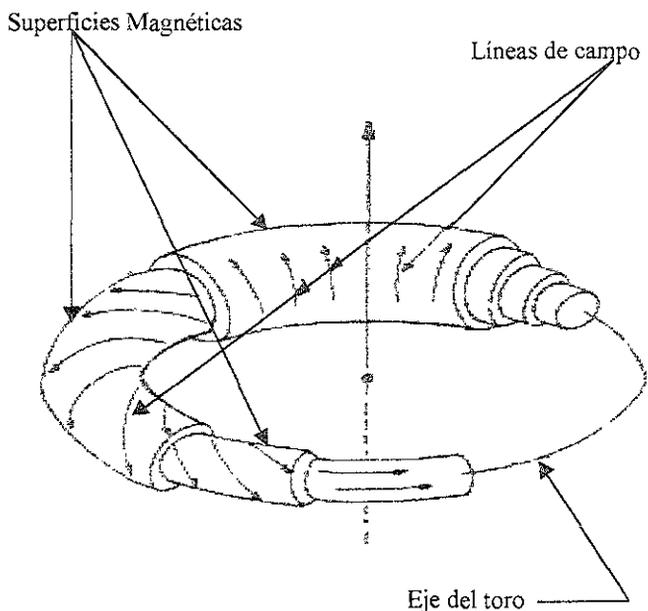


Figura 4.8 Superficies tubulares toroidales conocidas como superficies magnéticas

A esta variación de "q" con el radio menor se le conoce como cizallamiento, la intensidad del campo magnético a lo largo de estas líneas helicoidales también varía debido a que la componente toroidal del campo, varía inversamente con la distancia desde el eje del toro, conocida como radio mayor "R"

La variación desde el eje del toro se indica en la figura 4.9, de tal forma que si se siguen estas líneas de fuerza se encontrará un máximo y un mínimo en la intensidad del campo magnético toroidal, cada vez que se completa una vuelta de superficie magnética.

Esta variación en la intensidad del campo magnético causa que las partículas con baja velocidad paralela a la línea del campo, al acercarse a la región de mayor intensidad experimente un efecto de espejo magnético y sea reflejada quedando atrapada alrededor de la región de mínima intensidad; el centro de giro de una de estas partículas típicas atrapadas tiene una órbita, que es caracterizada por un movimiento oscilatorio entre dos puntos de reflexión, a lo largo de una línea de fuerza dada del campo magnético. Aquellas partículas con velocidad paralela suficiente no son atrapadas, y se mueven por la línea del campo magnético helicoidal en su total longitud. Estas partículas transportan la corriente que es inducida por el campo externo.

La distinción entre las partículas circulantes y las partículas atrapadas esta bien representada por la proyección de estas sobre la sección transversal del plasma. En el caso de las partículas atrapadas su proyección es una compleja curva parecida a una banana, por esta condición se denomina régimen banana, que es el que se ilustra en la figura 4.10 (a), los electrones y los iones trazan esta forma de banana en direcciones contrarias.

En el caso de las partículas circulantes es un círculo completo ligeramente desplazado desde la superficie magnética como se indica en la figura 4 10 (b).

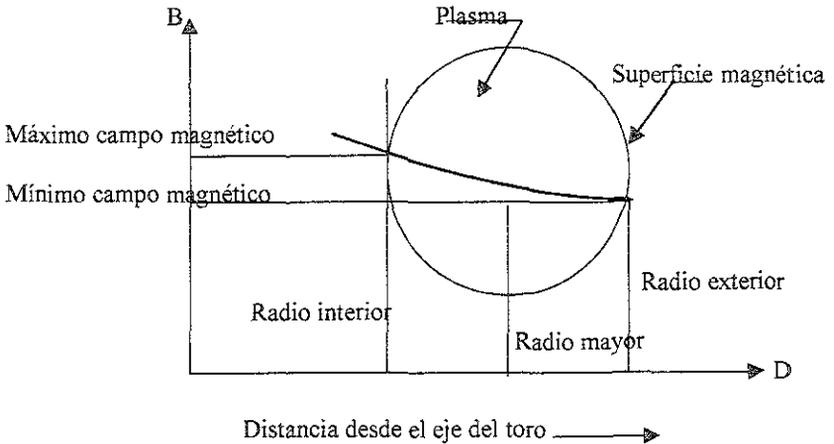


Figura 4 9 Variación del campo magnético con la distancia desde el eje del toroide

La fricción entre partículas atrapadas y circulantes permite la disipación de energía del sistema permitiendo el desarrollo de inestabilidades, las que afortunadamente no son muy perjudiciales, dando más bien lugar a un transporte de energía anómalo.

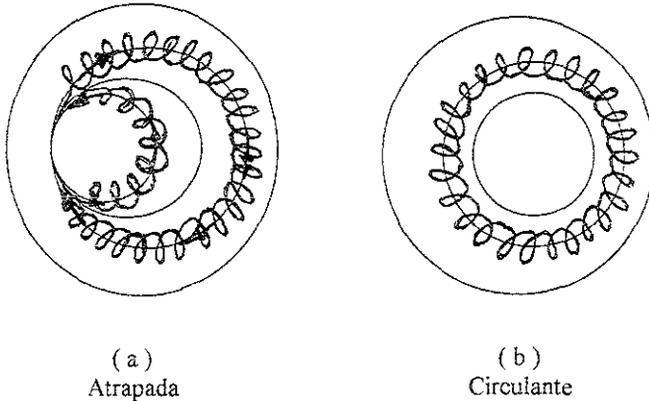


Figura 4.10 (a) y (b) Órbitas de las partículas atrapadas y circulantes proyectadas sobre el plano poloidal

Una alternativa a la combinación de los campos magnéticos poloidal y toroidal, fue propuesta por varios países en particular USA y las extintas Unión Soviética y Alemania oriental, y consiste en hacer pasar una intensidad de corriente a través de un enrollamiento helicoidal tipo tirabuzón alrededor del toroide, y una corriente poloidal a través de los anillos colocados alrededor del toroide. La intensidad de corriente poloidal genera las líneas de fuerza axiales del campo magnético en el plasma, y la intensidad de corriente en el enrollamiento helicoidal las tuerce dando lugar a líneas fuerza del campo magnético helicoidales, este tipo de arreglo se conoce como stellarator. En el caso de Estados Unidos el modelo fue propuesto por el centro de investigación Forrestal de la Universidad de Princeton, N J

V.- EL REACTOR TOKAMAK

En este capítulo se describen las características de operación del reactor Tokamak, relacionando éstas en cada caso, con los aspectos físicos revisados con anterioridad, así como las partes que lo integran, y los materiales propuestos y empleados en su fabricación que satisfacen sus condiciones de funcionamiento.

El reactor de fusión conocido como Tokamak es un reactor propuesto y ensayado originalmente en Rusia, su nombre se deriva del acrónimo Toroidalnya Kamera y Magnetnaya Katushka que significan cámara magnética toroidal, palabras con las que se describe la característica principal de este tipo de reactor. Existen otras versiones en otros países con otros nombres pero el sistema es el mismo, es decir, una cámara de vacío toroidal, aunque estrictamente esta cámara no está vacía, recibe este nombre debido a que los valores característicos de densidad contenidos en ella, son del orden de 10^{13} a 10^{14} partículas/cm³, que son valores muy bajos comparados con un gas a presión atmosférica y temperatura ambiente. En la tabla 5 se presentan algunos experimentos basados en el concepto Tokamak, señalando sus características geométricas y principales parámetros de operación.

TABLA 5.- VARIEDAD DE EXPERIMENTOS ALREDEDOR DEL MUNDO
BASADOS EN EL CONCEPTO TOKAMAK

País	Experimento	Radio mayor (cm)	Radio menor (cm)	Campo magnético Toroidal (Kilogauss)	Máxima corriente estimada en el plasma (Kiloamper)
FRANCIA	TFR	98	20	60	400
ALEMANIA	PULSATOR	70	13	28	135
ITALIA	FRASCATI	82	22-24	100	1150
JAPON	JFT-2	90	25	15	250
USA	DOUBLET II	59	30-90	10	350
	ALCATOR	54	11.5	120	600
	ORMAK	79.5	23.4	25	400
	ATC	30	7	60	270
	PLT	130	45	50	1600
	TTT (Texas)	60	10	35	100
RUSIA	TM-3	40	8	25	80
	T-4	100	17	40	300
	T-6	70	25	15	268
	T-10	150	40	40	850
	T-20	500	200	25	6000

Los reactores tipo Tokamak que aparecen en la tabla anterior son el resultado de varias décadas de investigación dirigidos principalmente hacia un mejor entendimiento del comportamiento del plasma, estos estudios han cumplido un valioso propósito, el de ir resolviendo dificultades científicas y tecnológicas que hagan posible una planta de potencia de este tipo, actualmente se tiene indicios de que esto es posible.

Las características más importantes para el funcionamiento de un reactor de fusión son la temperatura y el grado de pureza del plasma contenido en el núcleo de éste. En el caso de la temperatura, las condiciones de operación de este tipo de reactor hacen que tenga un calentamiento intrínseco, ya que como se mencionó antes, la intensidad de corriente toroidal permite un calentamiento ohmico, sin embargo éste no es suficiente para elevar la temperatura del plasma a los valores requeridos, ya que la eficiencia de éste tipo de calentamiento disminuye con el aumento de temperatura debido a que con grandes velocidades es menos probable tener una colisión de larga distancia. Así las temperaturas alcanzadas por este medio no son mayores de 3 KeV y será necesario un calentamiento auxiliar.

Un método de calentamiento auxiliar es la inyección de un haz de átomos neutros, esta condición se debe a que las partículas cargadas no pueden atravesar el campo magnético que rodea al plasma. La energía con que deben ser inyectadas estas partículas será la suficiente para que su recorrido medio libre sea tan grande que puedan alcanzar el centro donde se requiere la mayor temperatura antes de que sean ionizadas y atrapadas en el campo magnético. La figura 5.1 muestra un esquema de este sistema de calentamiento por medio de un inyector neutro.

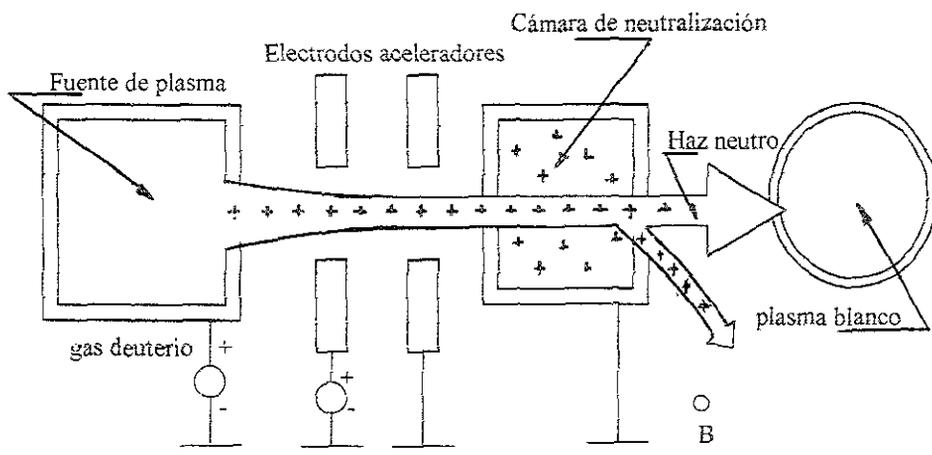


Figura 5.1 - Sistema de calentamiento del plasma mediante la inyección de un haz de partículas neutras

En este sistema de calentamiento, primero se acelera electrostáticamente un haz de iones que se extraen de una fuente de plasma, y se hacen pasar por una cámara de neutralización, en donde una parte del haz se neutraliza por intercambio de cargas, y la parte del haz no neutralizada se desvía por medio de un campo magnético, para posteriormente recuperar su energía por conversión directa; el resto de las partículas se inyectan al plasma donde se ionizan por medio de choques con las partículas de éste.

Con este método se calientan los iones (si la energía del haz no es muy grande, si lo es se calientan preferencialmente los electrones) suministrándoles potencias de más de una decena de megawatts. Para que la efectividad de este procedimiento sea la esperada la mayoría de las partículas debe ser ionizada y el tiempo que les lleve ceder su energía debe ser menor que el tiempo que permanezcan confinadas en el plasma.

Otro método de calentamiento está basado en el empleo de ondas de radio de muy alta potencia que es transferida al plasma. Debido a que las partículas del plasma están ionizadas responden al campo magnético asociado a las ondas, así todas las oscilaciones que comprenden el movimiento de las partículas del plasma tienen frecuencias que corresponden al rango de las radio ondas y el sistema puede entrar en resonancia.

Los parámetros del plasma varían con su posición respecto al eje del toro, consecuentemente las frecuencias de resonancia de las partículas varían, por lo que se debe emitir ondas de radio frecuencia, que correspondan a la resonancia de las partículas en el centro del plasma, donde se requiere el mayor calentamiento. En este procedimiento lo que interesa es que sean los iones los que resuenen capturando la energía de las radio ondas y convirtiéndola en energía térmica por medio de choques.

Por lo que respecta al grado de pureza del plasma como fue mencionado en el capítulo II las impurezas por pequeñas que sean aumentan las pérdidas de energía por radiación, enfriándose cada vez más hasta que se pierden las condiciones para las reacciones de fusión se lleven a cabo, estas impurezas por lo tanto afectan el tiempo durante el cual se mantiene la reacción de fusión y al factor $n\tau$, descrito en capítulo III. Debe por lo tanto evitarse que las partículas energéticas del plasma que se difunden hacia el exterior del confinamiento alcancen la pared, desprendiendo átomos de ésta, e introduciéndose al plasma como impurezas.

El reactor consecuentemente cuenta con medios para evitar las impurezas en el plasma, estas son extraídas por medio de los llamados divertores, que se encuentran localizados a través de aberturas en la capa fértil que rodea el núcleo, la que se describe más adelante.

En estos divertores se desvía el campo magnético localizado cerca de la superficie del plasma hacia el exterior, para ello el Tokamak cuenta con unos arrollamientos superconductores, dispuestos de manera apropiada en el exterior del núcleo del reactor.

Las partículas del plasma difundidas, así como las impurezas que se acumulan cerca de la superficie del plasma se desvían a lo largo de estas líneas fuerza hacia las cámaras de bombeo situadas en el exterior del núcleo del reactor donde son recogidas sobre placas colectoras para posteriormente ser expulsadas al exterior por medio de las bombas de vacío.

En la figura 5.2 se muestra de forma muy esquemática un divertor del tipo poloidal o de simetría axial, recibe este nombre ya que en él se desvía hacia el exterior el campo magnético poloidal por medio de superconductores externos que tienen simetría axial con el toro, es decir, son paralelos a la corriente que circula por el plasma.

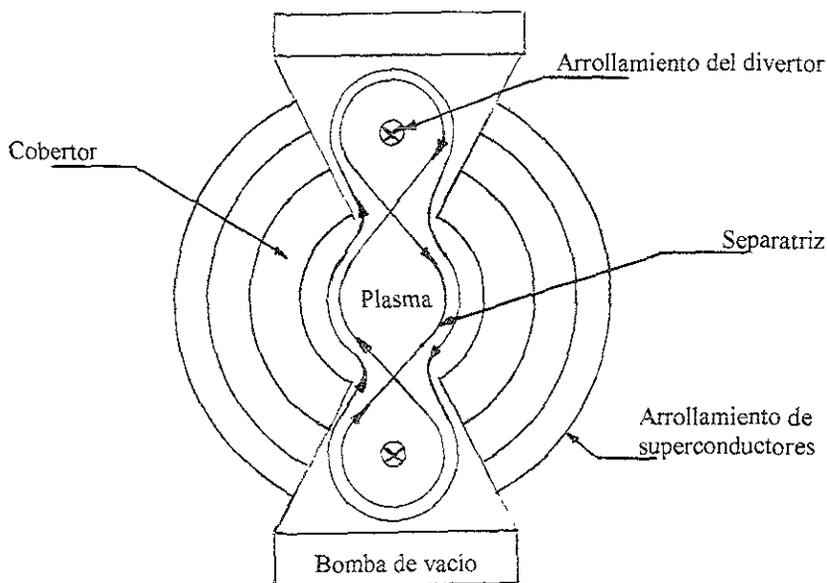


Figura 5.2 Corte esquemático de un divertor, utilizado para extraer las impurezas del plasma y las partículas difundidas en este

Otro aspecto muy importante considerado en el diseño de un reactor de este tipo, es la selección de los materiales que constituyen su estructura, ya que éstos están sometidos a intensas radiaciones que modifican sus propiedades físicas, estos problemas se agravan en la primera pared debido a su proximidad con el núcleo. En la figura 5.3 se muestra un corte esquemático de la ubicación de los componentes estructurales del reactor alrededor del núcleo, conocidos en su conjunto como cobertor

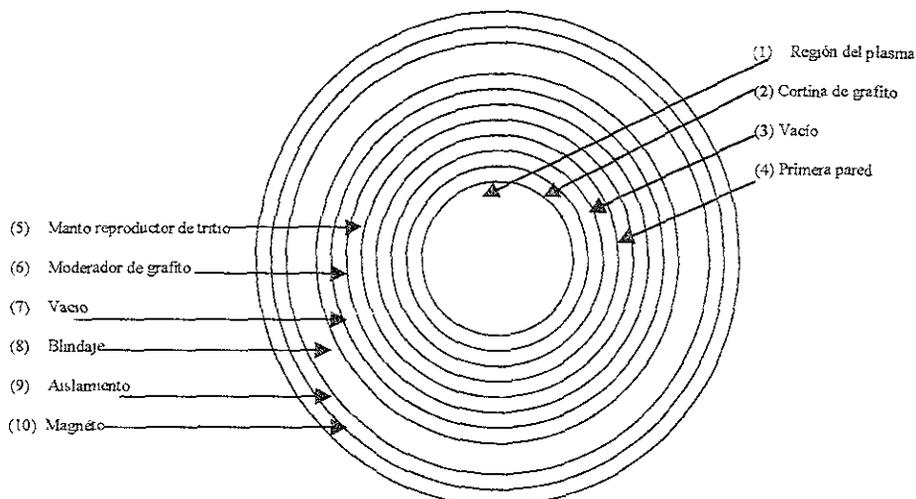


Fig. 5.3 Componentes estructurales de un reactor Tokamak alrededor del núcleo.

La primera pared sufre el bombardeo de los neutrones de 14 MeV, producidos en las reacciones de fusión (tercera reacción, tabla 2 A, cap.II) aproximadamente de 10^{14} a 10^{15} neutrones por cm^2 por segundo, además de iones, electrones, átomos neutros energéticos y de gran parte de la radiación electromagnética producida en el plasma. Los neutrones rápidos al chocar con la primera pared dan lugar a desplazamientos atómicos produciendo oquedades en la red cristalina y alterando sus propiedades físicas, tales como pérdida de ductibilidad que se manifiesta a través de fisuras, disminución de su resistencia a los esfuerzos mecánicos, radiactividad inducida y erosión, esta última limita el tiempo de vida y ocasiona impurezas en el plasma.

Una forma de proteger a la primera pared es, mediante el empleo de los divertores comentados con anterioridad, que desvían las partículas difundidas por el plasma hacia la cámara de bombeo, antes de que alcancen a esta primera pared. Otra forma de proteger a la primera pared consiste en recubrirla con una capa de material de número atómico bajo como el carbono, corresponde a esta cortina de protección evitar la corrosión excesiva de la primera pared, permitiéndole mayor tiempo de vida, por otro lado las impurezas impuestas al plasma por el carbono son menos graves que las de niobio, molibdeno, hierro, níquel o Vanadio, materiales empleados para la fabricación de la primera pared. Esta cortina puede ser una tela de carbón trenzado flexible, la cual no tiene importancia estructural.

Por lo que respecta al material empleado en la primera pared debe cumplir con condiciones tales como; No sufrir deterioro demasiado rápido, los niveles de radiación inducida deben mantenerse bajos, debe soportar grandes temperaturas y tensiones además de tener un bajo costo, ninguno de los materiales antes mencionados para su fabricación cumple totalmente con estas condiciones, por lo que se han utilizado aleaciones de niobio con circonio y de aluminio con vanadio, esta última presenta bajos valores de radiación inducida, de cualquier forma es necesario cambiar la primera pared varias veces durante la vida útil del reactor.

La siguiente capa de la cubierta es la capa fértil que tiene los siguientes objetivos: Moderar los neutrones de 14 MeV producidos en reacciones de fusión, absorber la energía cedida por estos a través de un refrigerante, y reproducir el tritio consumido en las reacciones de fusión, esto último es posible a través de las reacciones de los neutrones de 14 MeV con los átomos de litio o compuestos de litio (séptima y octava reacción, tabla 2.C del capítulo II) que para este fin tiene la capa fértil

El número de átomos de tritio producidos por cada neutrón absorbido en el litio, al número de átomos de tritio (uno) consumido en cada reacción de fusión, se le conoce como razón de reproducción. Es necesario que esta razón de reproducción sea igual o mayor que la unidad, con lo que se asegura que no haya consumo neto de átomos de tritio o que el excedente se utilice en otros reactores de este tipo, para asegurar que la razón de reproducción cumpla con esta condición algunos reactores utilizan materiales multiplicadores como berilio u óxido de berilio. La reacción de un neutrón con Be-9 da lugar a dos núcleos de He-4 y dos neutrones de menor energía que posteriormente reaccionarán con los átomos de litio-6 (reacción 8 tabla 2 C capítulo II). La eficiencia de este tipo de reactor como reproductor de tritio se mide, más que por la razón de reproducción, por el tiempo de doblaje, entendiéndose este como el tiempo en el que el reactor produce una cantidad de tritio igual al doble de la contenida al inicio de su operación. La importancia de esto es que pueda ponerse en operación otro reactor de fusión con una potencia igual al reproductor.

Hay también motivos para que la razón de reproducción no sea muy elevada, ya que el tritio es una sustancia radiactiva y volátil que encierra un riesgo de peligrosidad desde el punto de vista de contaminación por fugas y escape en caso de accidente

En este tipo de reactores la capa fértil puede ser diferente de acuerdo al material empleado en ella, Puede utilizarse Be-Li, LiAl_2O_3 , o litio metálico entre otros. Por sus características se ha sugerido al litio metálico ya que usado en forma líquida se extrae el calor generado, y se tienen además las siguientes ventajas. No tiene absorciones parásitas, es un buen conductor del calor, la corrosión en el niobio es aceptable, es estable frente a la radiación, tiene una presión de vapor aceptable y es el reproductor ideal del tritio.

Un problema con este material, es que cuando se emplea como reproductor y refrigerante, el tritio contenido en él puede pasar directamente al medio ambiente a través de los intercambiadores de calor.

Después del manto fértil la cubierta tiene un moderador de grafito, cuya función es atenuar a las radiaciones electromagnéticas emitidas por el plasma y a los neutrones que aún tienen alta energía, esta capa es enfriada con helio, nitrógeno o litio líquido.

Entre este moderador y el blindaje biológico que es la siguiente capa hay un espacio en el que se ha hecho un vacío, cuya función es aislar térmicamente los arrollamientos superconductores que crean el campo magnético toroidal. El blindaje biológico es de plomo pues resulta ser el material más apropiado para la absorción de la radiación, protegiendo así a los arrollamientos superconductores y al personal ocupacionalmente expuesto.

Para asegurar el aislamiento térmico de los arrollamientos superconductores se requiere un blindaje térmico, para cumplir con este objetivo se utiliza mylar y materiales orgánicos. Los arrollamientos son superconductores ya que por ellos han de circular corrientes de alrededor de 10 kiloampers necesarios para crear campos magnéticos de 10^4 gauss en el núcleo del reactor. Si se emplearan arrollamientos de cobre enfriados por agua, consumirían esta gran parte de la potencia eléctrica generada por el reactor, debido a las pérdidas por efecto joule que en ellos se producirían.

Los arrollamientos superconductores están contruidos con materiales que tienen la propiedad de que, cuando se enfrían, su resistividad decrece a valores tan pequeños que puede circular por ellos una corriente continua casi indefinidamente, sin disminución de intensidad y sin alimentación exterior. Además no se pierde energía por efecto joule, y consecuentemente no hay que suministrar energía para mantener la corriente en el superconductor.

La selección y empleo de materiales para los reactores de fusión precisa múltiples requerimientos, como son: seguridad, economía y factores ambientales principalmente, esta selección es particularmente importante para aquellas partes del equipo sujetas a altos valores de exposición tales como el cobertor.

CAPITULO.- VI RELACIÓN DE PARAMETROS

En este capítulo se presentan las ecuaciones que relacionan los parámetros que intervienen en un reactor de fusión. Dividiéndolos en dos grupos, los que ocurren en el plasma, y los relativos al funcionamiento y la geometría del reactor. Estas relaciones son la base para una secuencia de cálculo del diseño de un reactor de potencia.

Con el desarrollo de los capítulos anteriores se tiene un conocimiento general del funcionamiento, y de los principales componentes de un reactor de fusión del tipo Tokamak. En este capítulo se presentan los parámetros que rigen este funcionamiento, así como la relación que existe entre ellos, lo que nos permitirá plantear una secuencia de cálculo como base para el diseño de un reactor de este tipo.

Estos parámetros pueden dividirse en dos grupos: el primero comprende a aquellos asociados al plasma, y que determinan el comportamiento de éste, como son la relación entre la presión cinética del plasma y la presión magnética impuesta a éste, el confinamiento debido a las intensidades de los campos magnéticos toroidal y poloidal; la relación que hay entre estos, el factor de seguridad, la corriente toroidal y el tiempo de confinamiento. El segundo grupo comprende los parámetros inherentes al funcionamiento del reactor fuera del plasma, y a la geometría de éste.

Los parámetros del primer grupo son aquellos que están relacionados con el confinamiento magnético, y una de sus principales características, es la relación que existe entre la presión cinética ejercida por el plasma (P_{cnet}) y la presión magnética (P_{mag}) ejercida por el campo magnético. Esta relación como se mencionó en el capítulo IV está dada por el factor β .

La presión cinética es considerada algunas veces con un valor local, pero generalmente se considera un valor promedio que para una simetría circular puede expresarse como:

$$P_{\text{cnet}} = \frac{2}{r^2} K i (n_e T_e + K_i T_i) r dr \quad (6.1)$$

Considerando un valor promedio de la presión cinética, se puede establecer una relación entre esta presión cinética ejercida por el plasma y la presión magnética aplicada al mismo, a tal relación, como se mencionó antes se le conoce como factor β , en consecuencia se tienen dos factores beta, asociados al campo magnético toroidal y al campo magnético

poloidal designados por (β_T) y (β_P) e indicados en las ecuaciones (6.2) y (6.3) respectivamente.

$$\beta_T = \frac{P_{\text{cinét}}}{B^2_T / 2 \mu_0} \quad \text{_____} \quad (6.2)$$

$$\beta_P = \frac{P_{\text{cinét}}}{B^2_P / 2 \mu_0} \quad \text{_____} \quad (6.3)$$

Otra importante característica del confinamiento magnético es la intensidad relativa de los campos magnéticos toroidal y poloidal ya que ésta determina el grado de inclinación de las líneas de fuerza helicoidales resultantes de la combinación de estos campos y que confieren estabilidad macroscópica al plasma

Expresado de una manera algo diferente, la inestabilidad se alcanza cuando la relación entre la intensidad del campo magnético toroidal y el campo magnético poloidal iguala a la relación de aspecto (A), entendida ésta como la relación entre el radio mayor (R) y el radio menor (r) del toroide.

$$\frac{B_T}{B_P} = q \frac{R}{r} \quad \text{_____} \quad (6.4)$$

$$\frac{B_T}{B_P} = q A \quad \text{_____} \quad (6.5)$$

Un valor recomendable del factor de seguridad "q" para alcanzar una condición macroscópicamente estable del plasma es $q = 2.5$

$$\frac{B_T}{B_P} = 2.5 \frac{R}{r} \quad \text{_____} \quad (6.6)$$

Esta condición implica que la intensidad del campo magnético poloidal es considerablemente menor que la intensidad del campo magnético toroidal

Otras relaciones útiles que intervienen en el diseño de un reactor de este tipo, son las intensidades de los campos magnéticos toroidal y poloidal, en términos de β_T y β_P y se obtienen despejándolos de la ecuaciones (6.2) y (6.3):

$$B_T^2 = \frac{n K T (2 \mu_0)}{\beta_T} \quad (6.7)$$

$$B_P^2 = \frac{n K T (2 \mu_0)}{\beta_P} \quad (6.8)$$

Dividiendo la expresión (6.7) entre la (6.8) se obtiene la relación entre las intensidades de los campos magnético y poloidal en función de β_T y β_P .

$$\frac{B_T^2}{B_P^2} = \frac{\beta_P}{\beta_T} \quad (6.9)$$

Elevando al cuadrado la ecuación (6.5) y substituyéndola en la ecuación (6.9) tenemos el valor de β_T en función β_P , de la relación de aspecto y el factor de seguridad.

$$\beta_T = \beta_P \frac{1}{q^2 A^2} \quad (6.10)$$

Tomando como referencia estas relaciones (ecuación 6.9) se puede obtener un valor límite para la β total de un Tokamak.

$$\frac{B_{tot}^2}{B_P^2} = \frac{\beta_P}{\beta_{tot}} \quad \text{o} \quad \beta_{tot} = \beta_P \frac{B_P^2}{B_{tot}^2} \quad (6.11)$$

$$\beta_{tot} = \beta_P \frac{B_P^2}{(B_P^2 + B_T^2)}$$

$$\beta_{\text{tot}} = \frac{\beta_P}{1 + (B_T^2 / B_P^2)} \quad (6.12)$$

Substituyendo la ecuación (6.9) en la ecuación (6.12) y reagrupando se obtiene el valor de β total en función de la relación de presiones toroidal β_T y poloidal β_P

$$\beta_{\text{tot}} = \frac{\beta_P \beta_T}{\beta_T + \beta_P} \quad (6.13)$$

El valor de β total también puede ser expresado en términos del factor de seguridad substituyendo la ecuación (6.6) en la ecuación (6.12)

$$\beta_{\text{tot}} = \frac{R/r}{1 + (2.5 R/r)^2} \quad (6.14)$$

Por otro lado el campo poloidal de ruptura, es decir, cuando se pierde la estabilidad del plasma puede ser calculado despejando B_P de la ecuación (6.5), y substituyendo q por q_r en donde q_r es el factor de seguridad a la ruptura.

$$B_{Pr} = \frac{B_T}{A q_r} \quad (6.15)$$

Otro parámetro del primer grupo es la intensidad de corriente toroidal, puede decirse que el plasma, sin esta corriente no esta en equilibrio en un campo magnético toroidal, y será parecido a un balón toroidal ausente de una tensión superficial, que tiende a expandirse en todas direcciones. En presencia de la corriente toroidal el equilibrio llega a ser posible, y la expansión en la dirección del radio menor es prevenida por la presión ejercida por el campo magnético poloidal que esta corriente induce. Así su valor esta relacionado con el campo poloidal y con la presión cinética, y se obtiene a partir de la ley de Amper como sigue

$$B = \frac{\mu_0 I}{2 \pi r} \quad \text{o} \quad B^2 = \frac{\mu_0^2 I^2}{4 \pi^2 r^2} \quad (6.16)$$

Substituyendo esta ecuación (6.16) en la ecuación (6.8) y despejando la intensidad de corriente I se tiene:

$$r^2 = \frac{8 \pi^2 r^2 n K T}{\mu_0 \beta_P}$$

$$I = \left[\frac{3.2 \times 10^{-9} \pi r^2 n K T}{\beta_P} \right]^{1/2} \quad (6.17)$$

Otra expresión de la intensidad de corriente toroidal generada en el plasma durante la operación del reactor, es aquella que nos proporciona la corriente máxima necesaria para alcanzar la estabilidad en el plasma. Esta expresión se encuentra considerando la ecuación (6.4) y la primera de las ecuaciones (6.16), con las que se obtiene la siguiente relación

$$q = \frac{r}{R} \frac{B_T 2 \pi r}{\mu_0 I}$$

$$I = \frac{2 \pi r^2 B_T}{q \mu_0 R} \quad (6.18)$$

En esta ecuación, como quedó establecido con anterioridad, $q > 2.5$ para que la corriente sea la máxima alcanzable que confiere estabilidad al plasma, ya que para valores menores se presenta la llamada inestabilidad destructiva. Para esta condición la intensidad de corriente es:

$$I = \frac{r^2 B_T}{5 \times 10^{-7} R} \quad (6.19)$$

Por otro lado la intensidad de corriente de ruptura, es aquella que toma en cuenta el valor de "q" de ruptura

Por lo que respecta a la densidad del plasma, y el tiempo de confinamiento se determinan a partir de la densidad de potencia, que como se señaló en el capítulo III, es el producto de la rapidez de reacción (RR) por la energía liberada en cada reacción (ΔE), que en el caso de una reacción deuterio-tritio si se toma en cuenta únicamente las partículas alfa producto de la reacción esta energía es de 3.5 MeV/reacción, valor que se multiplica por 1.6×10^{-13} joules/MeV para convertir esta energía a Joules/reacción, de esta manera la densidad de potencia queda como sigue

$$D_p = (n^2/4) \langle \sigma v \rangle 5.6 \times 10^{-13} \quad D_p = 1.4 \times 10^{-13} n^2 \langle \sigma v \rangle$$

$$n = 2.67 \times 10^6 \left[\frac{D_p}{\langle \sigma v \rangle} \right]^{1/2} \quad (6.20)$$

El tiempo de confinamiento debe tener un valor mínimo para satisfacer el criterio Lawson. Algunos de estos valores son reportados en la tabla 3.B en función de la temperatura, considerando el que corresponde a 10 KeV (valor característico) y, dividiendo éste entre la densidad iónica expresada con la ecuación (6.20) se obtiene el tiempo de confinamiento.

$$\tau = \frac{5.46 \times 10^{14}}{2.67 \times 10^6 [D_p / \langle \sigma v \rangle]^{1/2}} \quad (6.21)$$

El tiempo de confinamiento tiene especial importancia dependiendo del tipo reactor de que se trate, es decir si es de estado estacionario o no estacionario, ya que en el primer caso se requiere de un suministro continuo de combustible nuevo. En el segundo caso no requiere suministro de combustible nuevo, durante el pulso de potencia, y la condición del plasma solo existe durante el tiempo de confinamiento

El segundo grupo de parámetros de un reactor de fusión que utiliza la reacción deuterio-tritio para operar como reactor de potencia, está basado en el hecho de que gran cantidad de energía derivada de las reacciones de fusión, se deposita fuera de la región del plasma, y es convertida en energía térmica posteriormente utilizada

Tal energía es transportada por las partículas cargadas que se fugan, la radiación electromagnética y los protones producto de la reacción. La contribución de las dos primeras formas de energía es menor, ya que en la reacción de fusión D-T los neutrones poseen el 80 % de la energía liberada (14 MeV tercera reacción tabla 2.A)

Puesto que esta energía debe ser recuperada, el plasma está rodeado por una zona donde los neutrones depositan su energía, la cual está provista de un sistema de transferencia de calor adecuado. En esta zona se encuentra la cubierta descrita en el capítulo anterior y la primera pared, ésta última es capaz de transferir una cantidad de potencia por metro cuadrado limitada únicamente por el calentamiento, que a su vez depende de las características del material empleado para su fabricación; así la superficie expuesta tendrá un valor tal que tome en cuenta esta condición y la potencia útil que se desea obtener. En el caso de una configuración toroidal la superficie expuesta es: $S = 4\pi^2 rR$. Por otro lado si se toma en cuenta que el toroide debe mantener una proporción de radios adecuada, esta superficie también es función de la relación de aspecto "A"

$$A = \frac{R}{r_w} \quad (6.22)$$

En donde R es el radio mayor del toro y r_w el radio de la primera pared. Así la superficie expuesta de la primera pared en términos de la relación de aspecto será como sigue:

$$S = 4\pi^2 (r_w)^2 A \quad (6.23)$$

Así la carga en la primera pared entendiendo ésta como la potencia térmica (P_t) del reactor por unidad de área es

$$P_w = \frac{P_t}{4\pi^2 (r_w)^2 A} \quad (6.24)$$

La potencia máxima (valor limitado por el máxima potencia capaz de soportar la primera pared) en función del radio menor del toro y de la relación de aspecto es:

$$P_t = P_w [4\pi^2 (r_w)^2 A] \quad (6.25)$$

Despejando r_w en la ecuación (6.25)

$$r_w = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{P_t}{P_w A} \right]^{1/2} \quad (6.26)$$

Con un valor característico de carga en la primera pared de $P_w = 4\text{MW/m}^2$ puede observarse en la figura 6.1, la variación de la potencia térmica máxima en función del radio menor, para diferentes valores de la relación de aspecto.

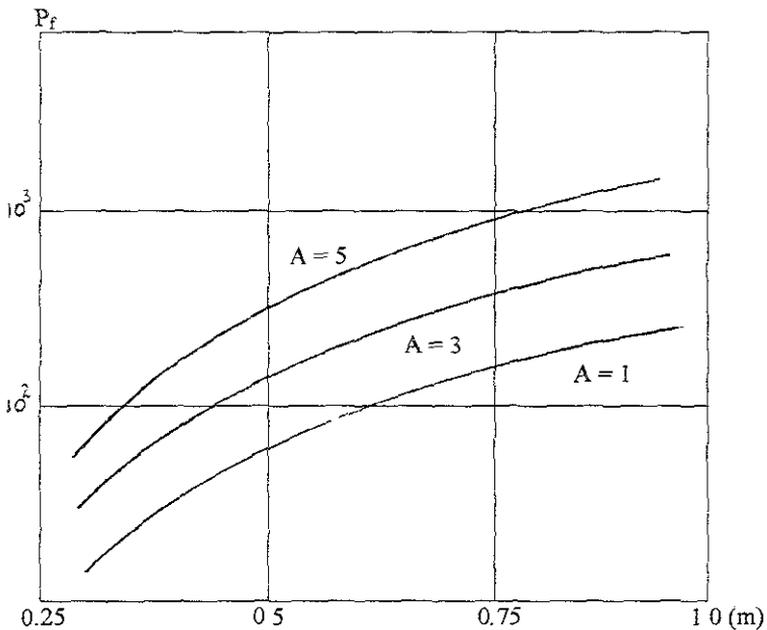


Fig. 6.1 Potencia térmica máxima en función del radio menor para diferentes valores de la relación de aspecto

Otra relación útil para determinar densidad de potencia, es la que se obtiene al considerar el volumen del toroide en función de la relación de aspecto.

$$\begin{aligned} V_T &= \pi (r_w)^2 (2\pi R) \\ V_T &= 2\pi^2 (r_w)^3 A \quad (6.27) \end{aligned}$$

La densidad de potencia en el reactor es $P_f = P_t / V_T$

$$P_f = \frac{P_w [(4\pi^2 (r_w)^2 A)]}{2\pi^2 (r_w)^3 A} = \frac{2 P_w}{r_w} \text{ (MW/ m}^3\text{)} \quad (6.28)$$

Substituyendo esta última expresión, en la ecuación (6.20) es posible obtener la densidad del plasma en función de la carga en la primera pared y del radio menor.

$$n = 2.672 \times 10^6 \left[\frac{2 P_w}{r_w < \sigma v >} \right]^{1/2} \quad (6.29)$$

A partir de la ecuaciones (6.24) y (6.28), se determina otro parámetro conocido como fluencia térmica, que se designa por ψ , y proporciona la potencia-año por metro cuadrado que es capaz de soportar la primera pared. Si se designa por t_w el tiempo efectivo de vida de la primera pared expresado en años se tiene.

$$\psi = P_w t_w \quad \text{Mw - año/ m}^2 \quad (6.30)$$

$$\Psi = \frac{(P_t) t_w}{4 \pi^2 (r_w)^2 A} \quad (6.31)$$

La fluencia térmica en función de la densidad de potencia es

$$\Psi = \frac{D_p (r_w) t_w}{2} \quad (6.32)$$

Otra relación importante es aquella que toma en cuenta, tanto la disminución de los constituyentes que forman el plasma al reaccionar, como los que escapan y que deben ser suministrados. Tal relación se conoce como fracción de quemado (f_b), y se entiende esta, como la relación entre la rapidez de reacción y la rapidez de suministro de combustible (F),

necesario para substituir el que se consume. La rapidez de suministro debe ser igual a la rapidez de reacción (RR) más la rapidez de fuga.

$$F = 2(RR) + n/\tau \quad (6.33)$$

La rapidez de reacción se multiplica por 2, ya que se pierden dos iones en cada reacción, con este valor la fracción de quemado antes definida es.

$$f_b = \frac{2(RR)}{F} \quad \text{o} \quad f_b = \frac{2(RR)}{2(RR) + n/\tau} \quad (6.34)$$

Esta ecuación nos proporciona la fracción de iones que se suministran al plasma, y que reaccionan antes de escapar. En un reactor que emplea combustible deuterio-tritio con 50 % de cada uno, la rapidez de reacción es: $(RR) = (n^2 / 4) \langle \sigma v \rangle$, substituyendo este valor en la ecuación (6.34), se tiene una expresión que relaciona la fracción de quemado con $n\tau$.

$$\frac{1}{f_b} = 1 + \frac{n/\tau}{2(RR)} \quad \text{o} \quad \frac{1}{f_b} = 1 + \frac{2}{n\tau \langle \sigma v \rangle} \quad (6.35)$$

En las tablas 2 B y 3 B aparecen los valores de $\langle \sigma v \rangle$ y $n\tau$ para diferentes temperaturas, con estos valores se determina las fracciones de quemado correspondientes, que son las que se indican en la siguiente tabla 6 A.

KT (KeV)	$n\tau$ (s/cm ³)	$\langle \sigma v \rangle$ (cm ³ /s)	f_b
10	5.46×10^{14}	7.4×10^{-17}	0.020
20	2.26×10^{14}	3.2×10^{-16}	0.035
50	1.45×10^{14}	1.2×10^{-15}	0.081

El quemado fraccional es una característica de operación muy importante. Si por ejemplo su valor es 0.02, quiere decir que, en promedio, un átomo o ión de deuterio o tritio realiza 50 viajes por el reactor. Después de cada recorrido el material debe ser recuperado, purificado, procesado e inyectado.

Más que la razón de reproducción descrita en capítulo anterior, lo que describe la eficacia de un reactor reproductor de tritio es el tiempo de duplicación, entendiendo este como el tiempo que tarda en reproducirse una cantidad de tritio igual al doble de la que se tenía inicialmente. El tiempo de duplicación es función de la potencia del reactor ya que cuanto mayor sea ésta aunque se consumen más átomos de tritio, también se producen más neutrones los que generarán más átomos de tritio por medio de las reacciones basadas en litio, que aparecen en la tabla 2.C, el tiempo de duplicación en función de los parámetros del combustible esta dado por:

$$t_2 = \frac{IT}{(BR-1)Y} \quad (6.36)$$

Expresión propuesta por R G Mills en la que "IT" es el inventario de tritio, BR es la rapidez de cría del tritio y "Y" es el consumo diario de tritio, el que a su vez esta dado por.

$$Y = \frac{RR V_P X_T}{N_0} \quad (\text{Kg / seg}) \quad (6.37)$$

En donde RR es la rapidez de reacción V_P el volumen del plasma, X_T la masa atómica del tritio y N_0 el número de Avogadro.

También es factible conocer el tiempo de duplicación en función de la energía específica (E_s) y de la potencia específica (P_s)

$$t_2 = \frac{E_s}{(BR-1)P_s} \quad (6.38)$$

Siendo $(BR-1)$ la ganancia por cría y λ la constante de decaimiento del tritio El tiempo de duplicación se expresa como sigue:

$$(BR-1) = IT \frac{E}{P_f} \lambda \left[1 + \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_2}} \right] \quad (6.39)$$

En donde "f" es el factor de carga Es preciso mencionar que $(BR-1)$ es proporcional al inventario de tritio IT, que es la cantidad que se debe alimentar al reactor

hasta la que la retroalimentación del manto se pueda llevar a cabo, lo cual resulta difícil de estimar.

La masa crítica en el reactor de fusión no tiene el mismo significado de una masa mínima necesaria, para mantener el nivel de criticidad (equilibrio entre los neutrones que son producidos en reacciones de fisión y aquellos que se escapan o son absorbidos) a un determinado nivel de potencia como en el caso de un reactor de fisión. En este caso el concepto es una extensión aplicada a un reactor de fusión, entendiéndose como la masa crítica instantánea a aquella que corresponda a una densidad iónica durante el evento de fusión, su valor se determina con la siguiente expresión.

$$M = \frac{n V_T X_T}{N_0} \quad (6.40)$$

En donde M es la masa crítica instantánea, V_T el volumen del toroide, X_T el peso de un mol de tritio, n la densidad iónica y N_0 el número de Avogadro.

El concepto de criticidad también puede ser aplicado a un reactor de fusión entendiéndolo como un equilibrio de energía en lugar de un equilibrio de partículas. Así el nivel de ignición es crítico, puesto que las partículas alfa tienen suficiente energía para mantener la temperatura del plasma y compensar las pérdidas por radiación. Con este criterio el parámetro propuesto para medir la ignición o nivel de criticidad, es el factor de amplificación alfa (FA_α), semejante al factor de amplificación Lawson (FA_w) que toma en cuenta a las partículas alfa más los neutrones como generadores de la densidad de potencia en el plasma. Mientras que FA_α considera exclusivamente la densidad de potencia generada por las partículas alfa,

La ignición es un régimen de operación avanzado sin energía de recirculación como fue comentado en el capítulo III, es decir un estado de criticidad intrínseco, difícil de obtener. Actualmente se intenta obtener cuando menos un estado de equilibrio llamado "break-even", en este estado la potencia total liberada (vía neutrones y partículas alfa) generada por la reacción de fusión debe ser igual a la potencia necesaria para calentar el plasma. Este es un estado crítico virtual factible de obtener debido a la recirculación de la energía producida, es decir, el estado de equilibrio break-even puede ser alcanzado si el factor de amplificación del reactor (FA) es igual al requerido por la planta para que sea autosuficiente.

En la figura 6.2 se muestran tres regiones y dos curvas, tomando en cuenta que para un reactor de fusión que utiliza como combustible deuterio-tritio, la densidad de potencia perdida por radiación es aproximadamente cinco veces la densidad de potencia generada por las partículas alfa.

Esta figura 6.2 mostrada en rango de temperaturas entre dos y cincuenta KeV es una ampliación de la gráfica 3.4 mostrada en un rango de temperatura entre diez y quinientos KeV.

Primera región llamada de super ignición en donde:

$$P_{\alpha} > P_b + \frac{3 n K T}{\tau}$$

Curva de ignición Lawson, en donde

$$P_{\alpha} = P_b + \frac{3 n K T}{\tau}$$

Segunda región llamada de sub-ignición, en donde:

$$\frac{1 - \eta}{\eta} \left(\frac{3 n K T}{\tau} + P_b \right) < P_f < 5 \left(\frac{3 n K T}{\tau} + P_b \right)$$

Curva Lawson o estado break-even, en donde:

$$P_b = \frac{1 - \eta}{\eta} \left(\frac{3 n K T}{\tau} + P_b \right)$$

Tercera región de suministro externo, en donde

$$P_f < \frac{1 - \eta}{\eta} \left(\frac{3 n K T}{\tau} + P_b \right)$$

$$P_x = \frac{1 - \eta}{\eta} \left(\frac{3 n K T}{\tau} + P_b \right)$$

Siendo P_x la densidad de potencia externa requerida.

La región de super ignición esta siendo considerada para futuros reactores, sin embargo a la fecha la curva "break-even" no ha sido alcanzada y la mayoría de los reactores trabajan en la región de suministro externo. Esto conduce a que actualmente $FA < 1$ y que el valor más cercano probablemente permanecerá menor a 2

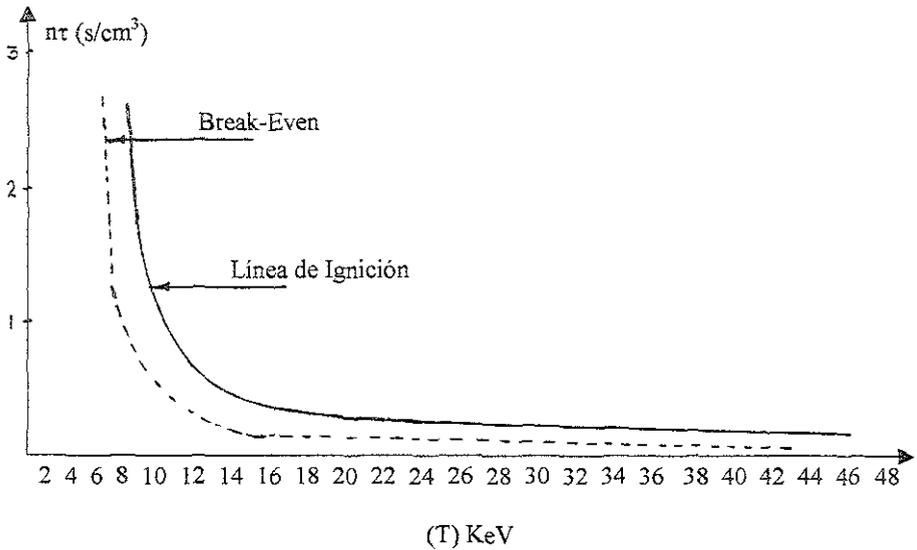


Fig. 6 2. Regiones de trabajo para un reactor de fusión D-T con $\eta = 1/3$, en función de la temperatura y el tiempo de confinamiento

Por lo que respecta a la energía necesaria para la inyección de las partículas encargadas del calentamiento del plasma se debe tomar en cuenta un balance de energía en el plasma a partir de los 3 KeV alcanzados por efecto óhmico. En este balance participa por un lado la aportación debida a las partículas alfa producto de la reacción de fusión, la pérdida de energía por radiación Bremsstrahlung y sincrotrónica, así como la energía requerida para calentar el plasma a la temperatura de operación.

$$\begin{aligned}
 \text{Partículas } \alpha & P_{\alpha} = 1/4 (n_i)^2 \langle \sigma v \rangle Q_{\alpha} \\
 & P_b = 1.5 \times 10^{-38} Z^2 n_i n_e T_e^{1/2} \\
 & P_{\text{sic}} = 10^{19} n_e B^2 T_e \\
 & T = 3 n K T
 \end{aligned}$$

VII.- SECUENCIA DE CALCULO

Este capítulo se presenta un ejemplo numérico para el diseño de un reactor de fusión tipo Tokamak, para lo cual se agrupan las variables dependientes e independientes que intervienen. En el caso de las variables independientes, se utilizan valores característicos derivados de la experiencia a partir de los cuales se desarrolla una secuencia de cálculo para determinar las características del reactor dadas por las variables dependientes.

En el capítulo anterior se presentaron algunas expresiones matemáticas que relacionan los diferentes parámetros que intervienen en la operación de un reactor de fusión (indicados en el apéndice B), pero dichas expresiones no son las únicas, ya que es posible desarrollar otras combinaciones, lo que hace necesario establecer las variables dependientes e independientes que intervienen en el proceso.

En los cuadros 7.A y 7.B aparecen agrupadas las variables dependientes e independientes respectivamente. En el caso de las variables independientes estas se agrupan además, considerando un criterio de diseño, las características del equipo y las características del material de construcción empleado en su fabricación. Estas variables pueden ser definidas como aquellas cuyos valores, resultado de varios años de investigación son predeterminados, y se utilizan como una fuente de información segura,

Las variables dependientes nos proporcionan las características principales de un reactor de este tipo, y están dadas por las ecuaciones del capítulo anterior, cuyos valores son aceptables si caen en un rango determinado. Así la optimización de un reactor Tokamak puede ser definida como un conjunto de valores aceptables, que producen la potencia requerida con el mínimo volumen

TABLA 7.A CLASIFICACIÓN DE VARIABLES INDEPENDIENTES	
VARIABLES INDEPENDIENTES	
Criterios de diseño	
A	Relación de aspecto
X	Composición del manto
P_e	Potencia eléctrica entregada
P_c	Potencia eléctrica para consumo
q	Factor de seguridad
P_w	Carga en la primera pared
Características del material	
ϕ	Fluencia térmica en la primera pared
Características de equipo	
I_p	Intensidad de corriente en la bobina

TABLA 7.B CLASIFICACIÓN DE VARIABLES	
VARIABLES DEPENDIENTES	
B_T	Campo magnético toroidal
B_P	Campo magnético poloidal
f_b	Fracción de quemado
S	Rapidez de alimentación
I_R	Intensidad de corriente a la ruptura
P_g	Potencia eléctrica generada
P_S	Potencia específica
β	Factor β total
q_R	Factor de seguridad a la ruptura
r_T	Radio del toroide
r_c	Separación de la superficie externa del cobertor al eje medio del toroide
t_2	Tiempo de duplicación
t	Espesor del manto
Y	Consumo diario de tritio
R	Radio mayor del toroide
$n\tau$	Criterio Lawson
IT	Inventario de tritio
T_w	Tiempo de duración de la primera pared

A continuación se presenta un ejemplo de cálculo para el diseño de un reactor de fusión confinado magnéticamente, utilizando deuterio-tritio como combustible

Un criterio de diseño es el valor de la potencia eléctrica que se desea entregar a la red, y en consecuencia de la potencia térmica generada por el reactor. En este ejemplo se considera una potencia eléctrica de $600 \text{ MW}_{(e)}$, que con una eficiencia de conversión de $\eta=0.4$ corresponde a una potencia térmica de $1500 \text{ MW}_{(t)}$, la que a su vez es la potencia térmica reportada del reactor ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), de los cuales $1200 \text{ MW}_{(t)}$ son liberados por los neutrones de 14 MeV , y $300 \text{ MW}_{(t)}$, por las partículas α de 3.5 MeV . Esta potencia es considerada como punto de partida para la secuencia de cálculo, y esto obedece únicamente a que se cuenta con la información de las dimensiones, así como de algunos de los parámetros de operación de este reactor, (publicados por la sociedad European Physical Society), los que se toman como referencia para comparar los resultados obtenidos con esta secuencia de cálculo.

Otro criterio de diseño de un reactor de este tipo es la parte económica la cual es muy compleja e involucra muchos aspectos, no obstante es posible hacer una consideración separando el costo del capital en dos partes.

La primera parte es el costo de una planta convencional, tal como el costo de los generadores común a todas las plantas de potencia. La segunda parte considera la contribución del costo del reactor al costo de la energía eléctrica producida, la cual puede ser entendida considerando una área unitaria de la pared que rodea al plasma y tomando en cuenta que la potencia que cruza esta área es P_w , como antes fue mencionado una fracción η de esta potencia será convertida en electricidad, y el costo de ésta se asocia a los componentes de Ingeniería que se encuentran antes de la pared unitaria, incluyendo el costo de la cubierta de litio, el enrollamiento magnético y el blindaje a la radiación. De modo que para tener un reactor económico la carga de la primera pared deberá ser lo suficientemente alta, es decir, será capaz de transmitir un elevado número de MW por metro cuadrado lo que dependerá del material empleado para su construcción, el dato con el que se cuenta actualmente, es que esta primera pared es capaz de transferir 4MW-año/m^2 .

Empleando los dos criterios anteriores se puede empezar esta secuencia de cálculo determinando el valor de la densidad de potencia requerida, la que ésta relacionada con la potencia térmica y la carga en la primera pared mediante la siguiente ecuación de balance y las ecuaciones 6.25, 6.26 y 6.28.

$$\pi (r_w)^2 P_f = 2 \pi r_w P_w$$

Potencia térmica y radio del plasma ecuaciones (6.25) y (6.26)

$$P_t = 4 \pi^2 (r_w)^2 A P_w \Rightarrow r_w = \left[\frac{P_t}{4 \pi^2 A P_w} \right]^{1/2}$$

Densidad de potencia generada en el plasma, ecuación (6.28)

$$P_f = \frac{2 P_w}{r_w}$$

Combinando estas ecuaciones el valor de la densidad de potencia P_f en función de P_w y P_t es:

$$P_f = \frac{4 \pi (A)^{1/2} (P_w)^{3/2}}{(P_t)^{1/2}} \quad \text{--- (7.1)}$$

En donde A es la relación de aspecto, que para efectos de este cálculo será A=3. En esta ecuación el máximo valor de densidad de potencia generado se obtiene empleando el máximo valor de la carga en la primera pared, sin embargo esto hará que sea necesario más frecuentemente su remplazo, por lo que se empleará, para este cálculo el 37.5 % de su valor $\psi = 4 \text{ MW-año} / \text{m}^2$; substituyendo estos valores en la última ecuación se tiene:

$$P_f = \frac{4 \pi (3)^{1/2} (1.5)^{3/2}}{(1500)^{1/2}} = 1.02 \frac{\text{MW}}{\text{m}^3}$$

Este valor de la densidad de potencia así obtenido depende de la rapidez de reacción y de la energía (ϵ) liberada en cada reacción expresada por la siguiente ecuación.

$$P_f = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle \epsilon \quad (7.2)$$

Una de las características más importante de un reactor de este tipo es la temperatura del plasma, entre otras cosas por que de ésta depende el valor de $\langle \sigma v \rangle$, del que a su vez depende la rapidez de reacción y la densidad de potencia generada en el plasma. En la figura 2.4 puede verse que el máximo valor de $\langle \sigma v \rangle$ que da lugar a la máxima rapidez con la que se produce la reacción D-T corresponde a 120 KeV, sin embargo en la misma figura puede verse que hay valores de $\langle \sigma v \rangle$ comparables con este máximo, que corresponden a temperaturas mucho menores entre 10 y 20 KeV. En éste cálculo para determinar la densidad iónica se considera una temperatura de 12 KeV. El valor de $\langle \sigma v \rangle$ correspondiente como puede verse en la tabla 2.B es de $1.70 \times 10^{-22} \text{ m}^3/\text{seg}$, y la energía liberada en la reacción D-T indicada en la tabla 1.A es de 17.6 MeV, tomando en cuenta estos valores y despejando la densidad iónica de la ecuación (7.2) se tiene.

$$n = \left[\frac{4 \times 1.02 \times 10^6 \text{ Watt/m}^3}{1.70 \times 10^{-22} \text{ m}^3/\text{seg} \times 17.6 \text{ Mev} \times 1.6 \times 10^{-13} \text{ Joule/ Mev}} \right]^{1/2} = 0.923 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$$

Otra característica importante de un reactor de este tipo es la intensidad del campo magnético que confina al plasma. Los esquemas de confinamiento actuales para reactores con potencias como la considerada en este ejemplo requieren campos magnéticos entre 2 y 5 Teslas y factores de β entre 0.10 y 0.20, considerando un valor de $\beta = 0.20$, de acuerdo con la ecuación 6.8 se tiene:

$$B_p = \left[\frac{2 \times 12 \ 6 \times 10^{-7} \ 0 \ 923 \times 10^{20} \times 12 \times 1 \ 6 \times 10^{-16}}{0.20} \right]^{1/2} = 1 \ 492 \text{ T}$$

Volumen de plasma

$$V_p = \frac{1500 \text{ MW}_{(t)}}{1 \ 02 \text{ MW}_{(t)} / \text{m}^3} = 1470 \ 58 \text{ m}^3$$

Radio del plasma, utilizando una relación de aspecto $A = 3$

$$V_p = \pi (r_p)^2 \ 2\pi r_p \ A$$

$$r_p = \left[\frac{1470 \ 58 \ \text{m}^3}{2 \ \pi^2 \ A} \right]^{1/3} = 2.91 \ \text{m}$$

Radio del plasma: $R_p = 2.9 \times 3 = 8 \ 73 \ \text{m}$

Volumen del toro:

$$V_T = 2 \ \pi^2 (r_T)^3 \ A \quad V_T = 2 \ \pi^2 (3 \ 1)^3 (3) = 1764.15 \ \text{m}^3$$

Como fue mencionado algunos de los parámetros del reactor están definidos por las propiedades de los materiales empleados para su construcción, uno de estos parámetros es el tiempo de duración de la primera pared, el que esta limitado por la fluencia térmica, entendiendo ésta como la potencia por unidad de superficie que es capaz de soportar el ma-

terial. La información con la que se cuenta actualmente es: $\psi = 4 \text{ MW} - \text{año} / \text{m}^2$. Con un radio de 2.91m la carga en la primera pared es:

$$P_w = \frac{P_{(t)}}{4\pi^2 (r_w)^2 \text{ A}} \quad P_w = \frac{1500 \text{ MW}}{4 \pi^2 (2.91)^2 (3)} = 1.495 \text{ MW} / \text{m}^2$$

Tiempo de duración de la primera pared

$$t_w = \frac{4 \text{ MW}_{(t)} - \text{año} / \text{m}^2}{1.5 \text{ MW}_{(t)} / \text{m}^2} = 2.26 \text{ años}$$

Con el valor de $n\tau$ reportado en la tabla 3.C correspondiente a una temperatura de 12 KeV se determina el tiempo de confinamiento.

$$\tau = \frac{n\tau}{n} \quad \tau = \frac{1.55 \times 10^{14} (\text{seg}/\text{cm}^3)}{0.923 \times 10^{20} \times 10^{-6} \text{ cm}^{-3}} = 1.68 \text{ seg}$$

Para la condición de ignición, el valor de $n\tau$ reportado en la tabla 3 B es $n\tau = 4.12 \times 10^{14} \text{ seg}/\text{cm}^3$, utilizando éste y la densidad iónica se tiene:

$$\tau = \frac{4.12 \times 10^{14} (\text{seg}/\text{cm}^3)}{0.923 \times 10^{20} \times 10^{-6} \text{ cm}^{-3}} = 4.46 \text{ seg}$$

Tiempo de reacción

$$\tau_r = \frac{1}{n < \sigma v >} \quad \tau_r = \frac{1}{0.923 \times 10^{20} < 1.70 \times 10^{-22} >} = 63.73 \text{ seg}$$

Rapidez de alimentación

$$F = 2 RR + \frac{n}{\tau}$$

Rapidez de reacción:

$$RR = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle \Rightarrow RR = \frac{(0.923 \times 10^{20})^2}{4} \langle 1.70 \times 10^{-22} \rangle = 3.62 \times 10^{17}$$

$$F = 2 \langle 3.62 \times 10^{17} \rangle + \frac{0.923 \times 10^{20}}{1.68} = 5.56 \times 10^{19}$$

Fracción de quemado Esta es la fracción de iones que se inyectan al plasma reaccionante y que se inyectan antes de escapar

$$f_b = \frac{2RR}{F} \Rightarrow f_b = \frac{2RR}{2RR + n/\tau}$$

Quemado fraccional

$$\frac{1}{f_b} = 1 + \frac{2}{n \tau \langle \sigma v \rangle} \quad \frac{1}{f_b} = 1 + \frac{2}{0.923 \times 10^{20} \times 1.68 \langle 1.70 \times 10^{-22} \rangle} = 76.87$$

Masa del combustible contenido en el plasma

$$M_I = \frac{n V_p A_I}{N_0} \quad M_D = \frac{n V_p A_D}{N_0}$$

Masa del tritio

$$M_T = \frac{0.923 \times 10^{20} (1470.58) 3.016 \times 10^{-3}}{6.023 \times 10^{23}} = 6.79 \times 10^{-4} \text{ kg}$$

Masa del deuterio.

$$M_D = \frac{0.923 \times 10^{20} (1470.58) 2.014 \times 10^{-3}}{6.023 \times 10^{23}} = 4.54 \times 10^{-4} \text{ kg}$$

$$M_{D-T} = 6.79 \times 10^{-4} + 4.54 \times 10^{-4} = 1.133 \times 10^{-3} \text{ kg}$$

Potencia específica: Relación de la potencia eléctrica y la masa del plasma.

$$P_S = \frac{P_{(e)}}{M_{D-T}} \quad P_S = \frac{600 \text{ MW}_{(e)}}{1.133 \times 10^{-3} \text{ kg}} = 5.29 \times 10^5 \text{ MW}_{(e)} / \text{kg}$$

Energía específica. Relación entre la energía producida y la masa del tritio

$$E_S = \frac{E}{M_T}$$

E = Energía generada por fisión más energía generada por reacción neutrónica en el manto

$$E = 17.5 \text{ Mev} + 4.8 \text{ Mev} = 22.4 \text{ Mev}$$

$$E = 22.4 \text{ Mev} \times 1.6 \times 10^{-13} \text{ Joule/ Mev} = 3.584 \times 10^{-12} \text{ Joules}$$

$$E = \frac{3.584 \times 10^{-12} \text{ Joules}}{86400 \text{ seg/ día}} = 4.148 \times 10^{-17} \text{ Watts-día}$$

$$E_s = \frac{4.148 \times 10^{-23} \text{ MW-día}}{6.79 \times 10^{-4} \text{ kg}} = 6.10 \times 10^{-20} \text{ MW-día / kg}$$

Consumo de Tritio

$$Y = \frac{RR V_P A_T}{N_0}$$

$$Y = \frac{3.62 \times 10^{17} \times 1470.58 \times 3.016 \times 10^{-3}}{6.023 \times 10^{23}} = 2.66 \times 10^{-6} \text{ kg / seg}$$

Inventario del Tritio

$$IT = 2Y \quad IT = 5.32 \times 10^{-6} \text{ kg / seg}$$

Intensidad de corriente

$$I = \left[\frac{2 \pi \times 10^7 \times r^2 n K T}{\beta_p} \right]^{1/2}$$

La intensidad de corriente para las condiciones de diseño consideradas en el eje del toro es.

$$I = \left[\frac{2 \pi \times 10^7 \times (2.91)^2 \times 0.923 \times 10^{20} (12 \times 1.6 \times 10^{-16})}{0.20} \right]^{1/2} = 21.73 \text{ MA}$$

Intensidad del campo magnético Toroidal.

$$B_T = 2.0 \frac{R}{r} B_p \quad B_T = 2.0 \frac{8.73}{2.91} 1.49 = 8.94 \text{ T}$$

Siguiendo la anterior secuencia de cálculo se llevó a cabo el dimensionamiento de otros dos reactores modelo, uno de 1700 MW_(e) y otro de 320 MW_(e). Los valores de los parámetros encontrados para estos modelos y para el de mediana potencia 600 MW_(e) aparecen concentrados en los cuadros que se presentan a continuación.

El reactor modelo de 1700 MW_(e) es propuesto para ser dimensionado con este procedimiento, por tener una potencia igual al del reactor UWMAK- II de la Universidad de Wisconsin, (reactor conceptual), del que se cuenta con la información de la geometría y características de operación, que son una referencia para efectos de comparación con de los valores obtenidos con la secuencia de cálculo presentada en este trabajo.

En el caso del cálculo del reactor de 320 MW_e de potencia los valores obtenidos, resultan semejantes en geometría y condiciones de operación al reactor de potencia T-20 (Rusia). Este es un reactor del grupo de reactores experimentales más recientes. Tal potencia y dimensiones podrían ser la opción en el caso de México si se optara por el suministro de una fuente de energía como ésta

En las páginas siguientes se presentan los cuadros comparativos de los resultados obtenidos con este procedimiento, y los reportados en la literatura.

También se presentan tres gráficas de la relación existente entre algunos parámetros importantes en el diseño del reactor; éstas resultan ser muy útiles ya que proporcionan una información aproximada pero inmediata del impacto que produce el cambio de una variable independiente en el diseño del reactor

RESUMEN DE LOS RESULTADOS DEL EJEMPLO NUMÉRICO

Variables independientes

$$\begin{aligned}
 P &= 1500 \text{ MW}_t \\
 P &= 600 \text{ MW}_{(e)} \\
 \psi &= 40 \text{ MW} - \text{año} / \text{m}^2 \\
 \beta &= 0.20 \\
 A &= 30 \\
 q &= 2.0 \\
 T &= 12 \text{ KeV} \\
 A_t &= 3.016 \times 10^{-3} \text{ Kg} / \text{mol} \\
 E &= 4.148 \times 10^{-17} \text{ MW} - \text{día} \\
 N_o &= 6.023 \times 10^{23} \text{ átomos} / \text{mol}
 \end{aligned}$$

Variables dependientes

$$\begin{aligned}
 P_f &= 1.02 \text{ MW}_{(t)} / \text{m}^3 \\
 \langle \sigma v \rangle &= 1.70 \times 10^{-22} \text{ cm}^3 / \text{seg} \\
 RR &= 3.62 \times 10^{17} \text{ m}^{-3} - \text{seg}^{-1} \\
 n &= 0.923 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \\
 P_w &= 1.5 \text{ MW} / \text{m}^2 \\
 \tau &= 1.68 \text{ seg} \\
 E_s &= 6.10 \times 10^{-20} \text{ MW} - \text{día} / \text{kg} \text{ (torio)} \\
 B_p &= 1.49 \text{ Teslas} \\
 P_{\text{cnet}} &= 1.772 \times 10^5 \text{ Pa} \\
 P_m &= 8.83 \times 10^5 \text{ Pa} \\
 B_T / B_p &= 6 \\
 \tau_r &= 63.73 \text{ seg} \\
 n\tau &= 1.55 \times 10^{14} \text{ seg} / \text{cm}^3 \\
 F &= 5.56 \times 10^{19} \text{ iones} / \text{m}^3 \text{ seg} \\
 f_b &= 0.013 \\
 l / f_b &= 76.87 \text{ viajes} / \text{pulso} \\
 P_s &= 5.29 \times 10^5 \text{ MW}_{(e)} / \text{Kg} \\
 B_T &= 8.94 \text{ T} \\
 V_p &= 1470.58 \text{ m}^3 \\
 t_w &= 2.26 \text{ años}
 \end{aligned}$$

RESUMEN DE LOS RESULTADOS DEL EJEMPLO NUMÉRICO

Variables independientes

$$\begin{aligned}
 P &= 800 \text{ MW}_t \\
 P &= 320 \text{ MW}_{(e)} \\
 \psi &= 4.0 \text{ MW} \cdot \text{año} / \text{m}^2 \\
 \beta &= 0.20 \\
 A &= 2.5 \\
 q &= 2.0 \\
 T &= 10 \text{ KeV} \\
 A_t &= 3.016 \times 10^{-3} \text{ Kg} / \text{mol} \\
 E &= 4.148 \times 10^{-17} \text{ MW} \cdot \text{día} \\
 N_o &= 6.023 \times 10^{23} \text{ átomos} / \text{mol}
 \end{aligned}$$

Variables dependientes

$$\begin{aligned}
 P_f &= 2.00 \text{ MW}_{(e)} / \text{m}^3 \\
 \langle \sigma v \rangle &= 7.4 \times 10^{-23} \text{ cm}^3 / \text{seg} \\
 RR &= 7.1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3} \cdot \text{seg}^{-1} \\
 n &= 1.96 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \\
 P_w &= 2.0 \text{ MW} / \text{m}^2 \\
 \tau &= 1.02 \text{ seg} \\
 E_s &= 1.07 \times 10^{-13} \text{ MW} \cdot \text{día} / \text{kg. (torio)} \\
 B_p &= 1.98 \text{ Teslas} \\
 P_{\text{cnet}} &= 3.13 \times 10^5 \text{ Pa} \\
 P_m &= 1.56 \times 10^6 \text{ Pa} \\
 B_T / B_p &= 5 \\
 \tau_r &= 68.94 \text{ seg} \\
 n\tau &= 2.00 \times 10^{14} \text{ seg} / \text{cm}^3 \\
 F &= 1.93 \times 10^{20} \text{ iones} / \text{m}^3 \text{ seg} \\
 f_b &= 0.007 \\
 1 / f_b &= 136 \text{ viajes} / \text{pulso} \\
 P_s &= 4.96 \times 10^3 \text{ MW}_{(e)} / \text{Kg} \\
 B_T &= 9.9 \text{ T} \\
 V_p &= 394.78 \text{ m}^3 \\
 t_w &= 2.0 \text{ años}
 \end{aligned}$$

RESUMEN DE LOS RESULTADOS DEL EJEMPLO NUMÉRICO

Variables independientes

$$\begin{aligned}
 P &= 4290 \text{ MW}_t \\
 P &= 1716 \text{ MW}_{(e)} \\
 \psi &= 40 \text{ MW} - \text{año} / \text{m}^2 \\
 \beta &= 0.08 \\
 A &= 30 \\
 q &= 2.5 \\
 T &= 10 \text{ KeV} \\
 A_t &= 3.016 \times 10^{-3} \text{ Kg} / \text{mol} \\
 E &= 4.148 \times 10^{-17} \text{ MW} \cdot \text{día} \\
 N_o &= 6.023 \times 10^{23} \text{ átomos} / \text{mol}
 \end{aligned}$$

Variables dependientes

$$\begin{aligned}
 P_i &= 2.26 \text{ MW}_{(t)} / \text{m}^3 \\
 \langle \sigma v \rangle &= 7.4 \times 10^{-23} \text{ cm}^3 / \text{seg} \\
 RR &= 8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3} \cdot \text{seg}^{-1} \\
 n &= 2.08 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \\
 P_w &= 3.60 \text{ MW} / \text{m}^2 \\
 \tau &= 0.961 \text{ seg} \\
 E_S &= 4.189 \times 10^{-14} \text{ MW} \cdot \text{día} / \text{kg} \text{ (torio)} \\
 B_p &= 3.24 \text{ Teslas} \\
 P_{\text{meta}} &= 3.32 \times 10^5 \text{ Pa} \\
 P_m &= 4.16 \times 10^6 \text{ Pa} \\
 B_T / B_p &= 7.5 \\
 \tau_r &= 64.96 \text{ seg} \\
 n\tau &= 2.00 \times 10^{14} \text{ seg} / \text{cm}^3 \\
 F &= 2.18 \times 10^{20} \text{ iones} / \text{m}^3 \text{ seg} \\
 f_b &= 0.0073 \\
 1 / f_b &= 136 \text{ viajes} / \text{pulso} \\
 P_S &= 1.04 \times 10^6 \text{ MW}_{(e)} / \text{Kg} \\
 B_T &= 24.30 \text{ T} \\
 V_p &= 1898.23 \text{ m}^3 \\
 t_w &= 1.10 \text{ años}
 \end{aligned}$$

CUADRO COMPARATIVO DE LAS CARACTERÍSTICAS DEL DISEÑO
CONCEPTUAL DE UN REACTOR DE FUSIÓN DE 600 MW_(e) DE
POTENCIA, Y DEL REACTOR DE FUSIÓN ITER

	ITER	MODELO
Potencia eléctrica	600MW _(e)	320 MW _(e)
Potencia térmica	1500 MW _(t)	1500 MW _(t)
Radio mayor	8.14m	8.73 m
Radio menor	2.80 m	2.91m
Volumen del plasma	1256.61m ³	1470.58m ³
Corriente en el plasma	21.00 MA	21.73 MA
Temperatura iónica	12 KeV	12 KeV
Densidad de deuterio más tritio		0.92 x 10 ²⁰ cm ⁻³
Factor β	0.22	0.20
Tiempo de confinamiento	-	1.68seg
Campo en el eje del toroide	5.68 T	8.94 T
Quemado fraccional		0.013

CUADRO COMPARATIVO DE LAS CARACTERÍSTICAS DEL DISEÑO
CONCEPTUAL DE UN REACTOR DE FUSIÓN DE 320 MW_(e) DE
POTENCIA, Y DE LOS VALORES PUBLICADOS DEL REACTOR
EXPERIMENTAL DE FUSIÓN T-20

	T-20	MODELO
Potencia eléctrica		320 MW _(e)
Potencia térmica		800 MW _(t)
Radio mayor	5.00m	5.00 m
Radio menor	2.00 m	2 00m
Volumen del plasma	394.78 m ³	394.78 m ³
Corriente en el plasma	6000 KA	8800 KA
Temperatura iónica		10 KeV
Densidad de deuterio más tritio		1.96 x 10 ²⁰ cm ⁻³
Factor β		0.20
Tiempo de confinamiento	-	1.02seg
Campo en el eje del toroide	2 5 T	2 0 T
Quemado fraccional		0.007

CUADRO COMPARATIVO DE LAS CARACTERÍSTICAS DEL DISEÑO CONCEPTUAL DE UN REACTOR DE FUSIÓN DE 1716 MW_(e) DE POTENCIA, Y DE LOS VALORES PUBLICADOS DEL REACTOR DE FUSIÓN UWMAK (THE WISCONSIN TOKAMAK REACTOR DESIGN).

	UWMAK-II	MODELO
Potencia eléctrica	1716 MW _(e)	1716 MW _(e)
Potencia térmica	4712 MW _(t)	4290 MW _(t)
Radio mayor	13.00 m	9.52 m
Radio menor	5.00 m	3.17 m
Volumen del plasma	6415 m ³	1898 m ³
Corriente en el plasma	14.90 MA	14.49 MA
Temperatura iónica	13.2 Kev	10 Kev
Densidad de deuterio más tritio	$7.33 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$1.96 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Factor β		0.20
Tiempo de confinamiento	-	0.96 seg
Campo en el eje del toroide	3.67 T	3.24 T
Quemado fraccional	0.0485	0.007

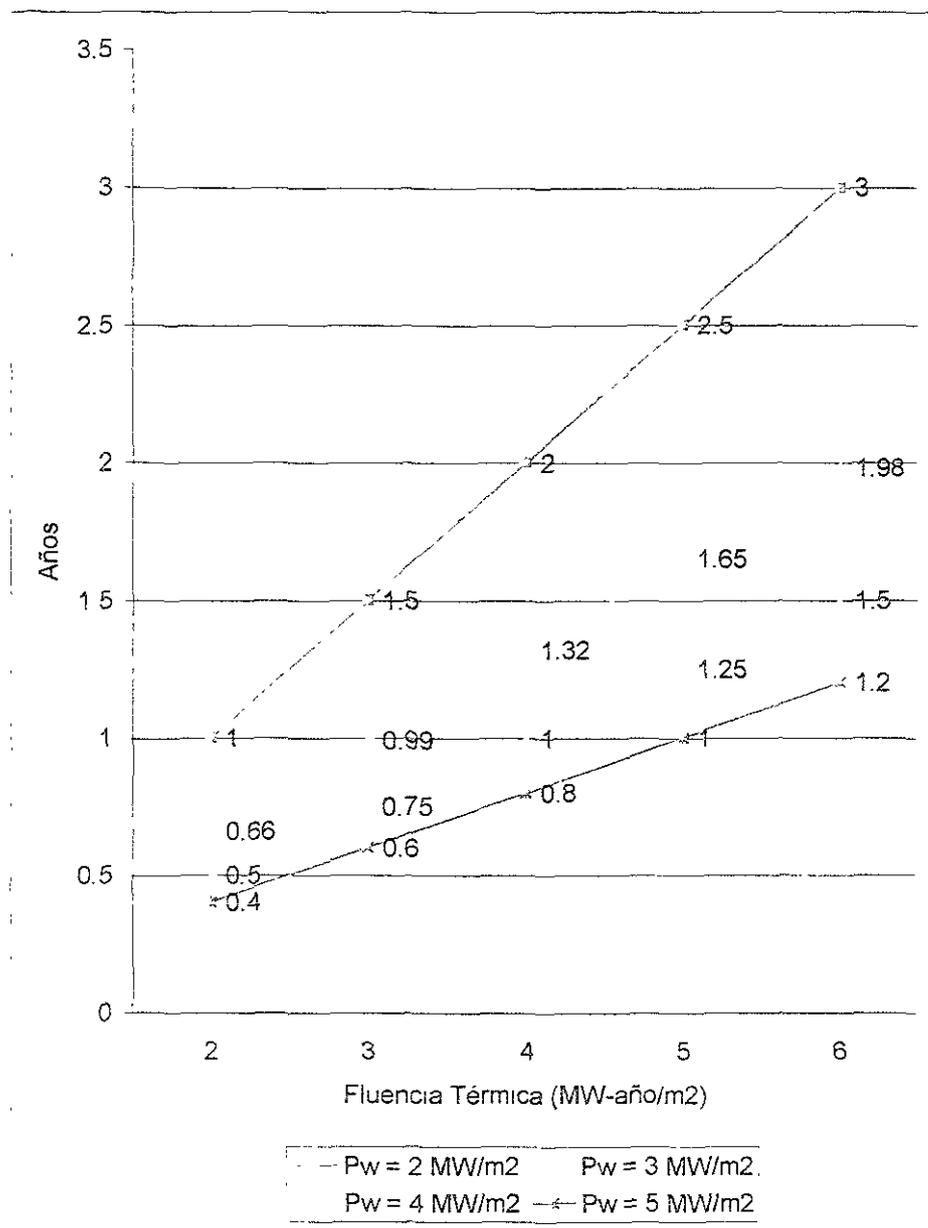


Fig 7.1 Tiempo de duración de la primera pared en función de la fluencia térmica para diferentes valores de la carga en la primera pared

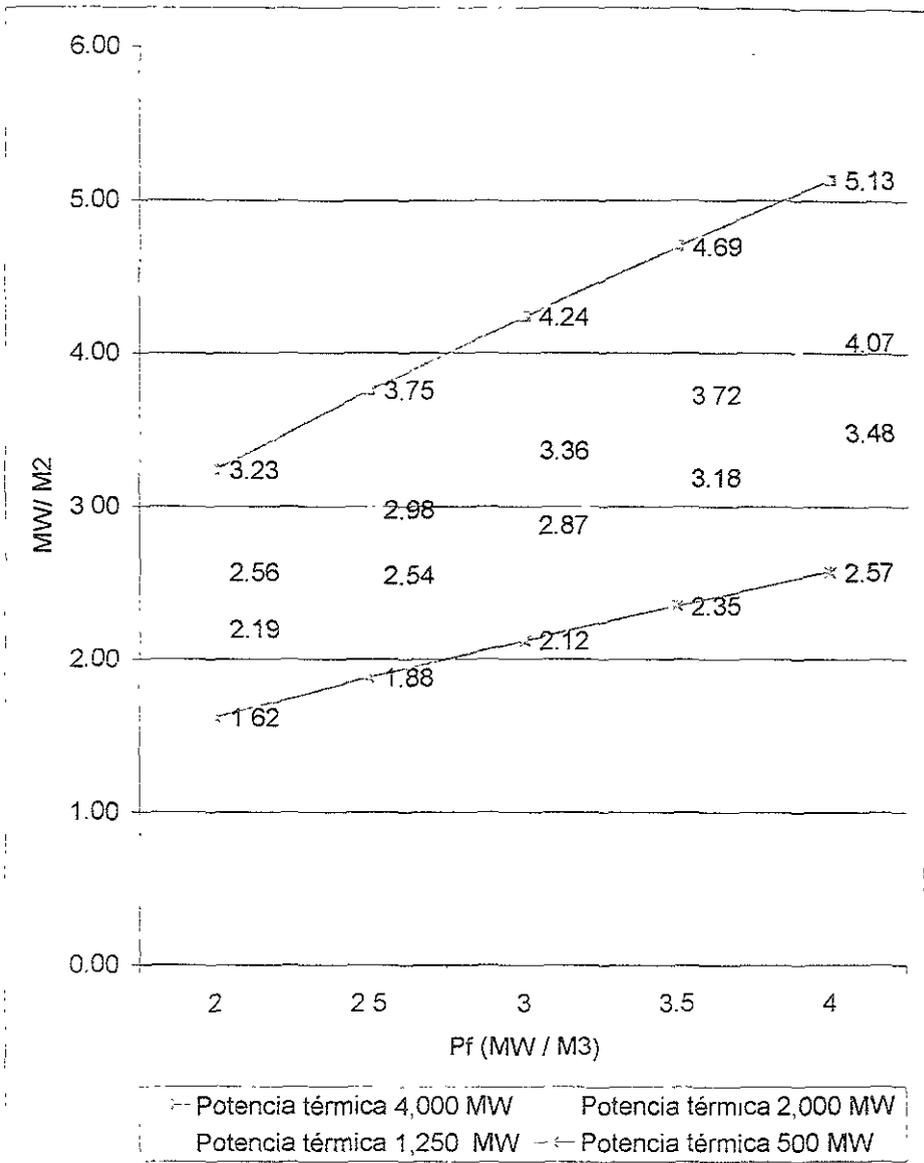


Fig. 7.2 Carga transferida a la primera pared en función de la densidad de potencia, para una relación de aspecto A=3

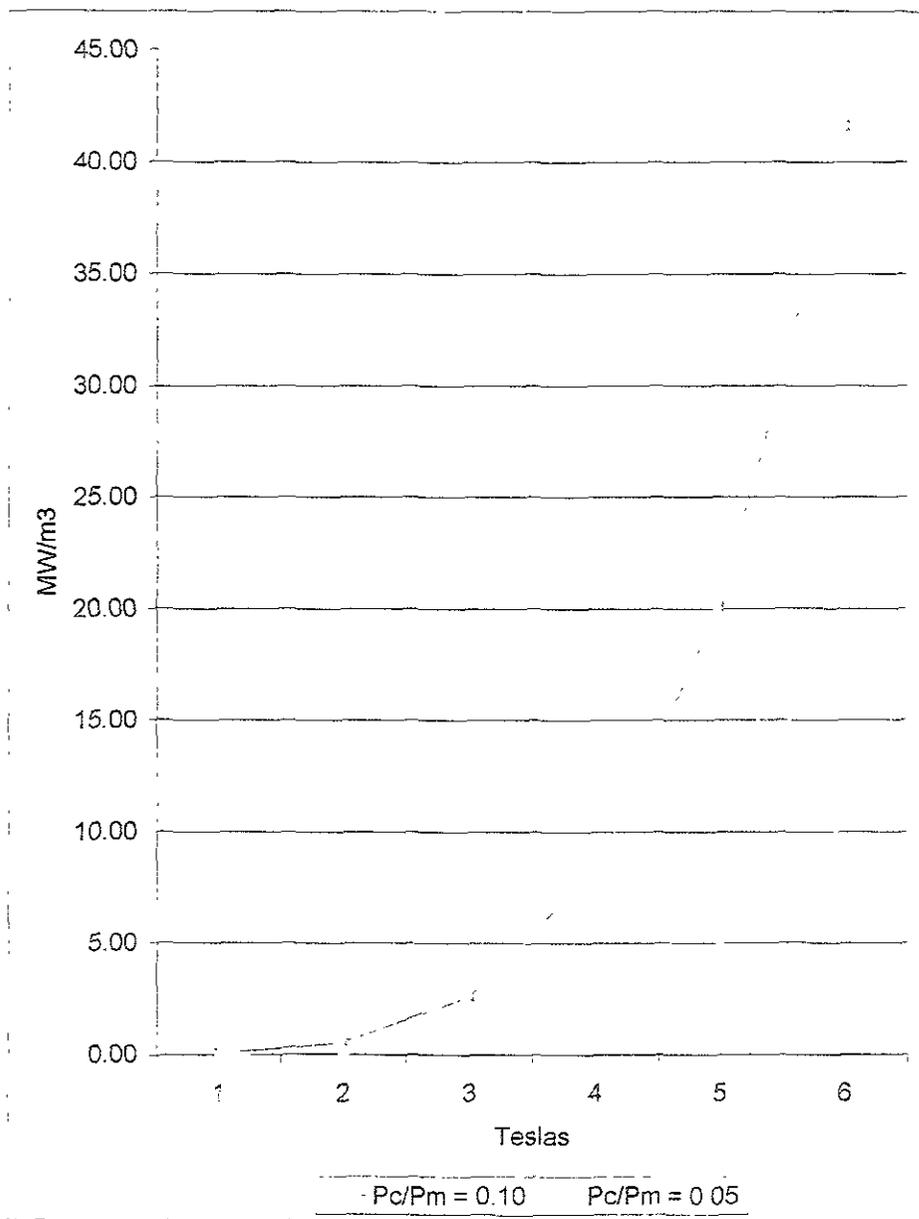


Fig. 7.3 Densidad de potencia en función de la intensidad del campo magnético para una temperatura de 10 KeV

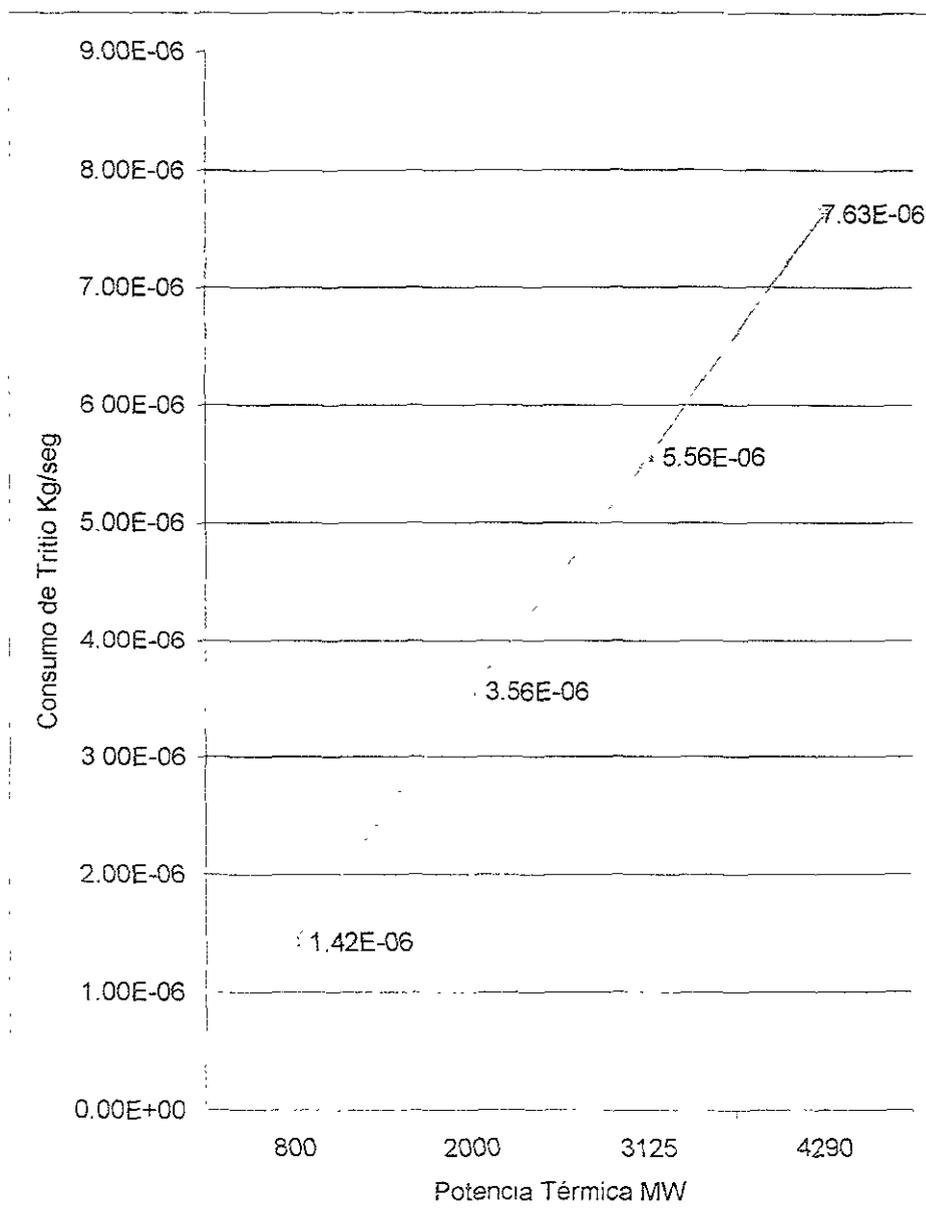


Fig. 7 4 Consumo de triteo en función de la potencia térmica

CONCLUSIONES

Desde hace cuatro décadas han existido en diferentes países programas de investigación enfocados a un mejor entendimiento del comportamiento del plasma, y a pesar de estos años de esfuerzo científico, aún no se cuenta con las condiciones necesarias para lograr un tiempo de confinamiento del plasma, que permita un balance de energía apropiado, para un proceso favorable de conversión de energía liberada por fusión en energía eléctrica aprovechable. No obstante, se han hecho progresos substanciales hacia ese objetivo y durante el desarrollo de estas investigaciones se han resuelto problemas tecnológicos independientes de la física de plasmas.

Los avances que en los próximos años se tengan, relativos a una mejoría de los materiales empleados para la construcción de los componentes del reactor, tales como los superconductores, (para conseguir campos eléctricos de la intensidad de los propuestos) materiales para el enfriamiento de estos superconductores, materiales para el aislamiento de los mismos que hagan posible el empleo de espesores mínimos que permitan su proximidad a la región del plasma; así como materiales de mayor fluencia térmica en la primera pared conducirán a diseños más económicos, seguros y viables a una realidad comercial

En los Estados Unidos se tienen proyectos de investigación permanentes, dirigidos hacia un estudio detallado, aunque conceptual de estos reactores de potencia, tal es el caso del UWMAK- II. Lo que eventualmente podrá conducir al hallazgo y fabricación de estos materiales, que permitirá la construcción y la operación comercial de un reactor de estas características. En el caso de México llegado el momento, parece más factible un reactor de mediana potencia.

Este tipo reactores además de presentar las ventajas de la no-acumulación de desechos radiactivos, tratamiento y depósito de estos, no-contaminación ambiental y abundancia de combustible, presentan otra ventaja, que es la necesidad de mantener el plasma a altísimas temperaturas, lo que los hace más seguros, ya que en todo momento la cantidad de combustible presente (plasma) en el reactor es muy pequeña. Por tanto, pese a su alta temperatura la cantidad de calor contenida en el plasma también es baja, de tal forma que si se presentara un problema técnico que hiciera perder el control del plasma, éste tocaría la pared del reactor y se enfriaría rápidamente, con lo que cesarían las reacciones de fusión y la producción de energía.

Respecto a los resultados encontrados en este trabajo, observando las tablas anteriores, se puede apreciar una buena aproximación entre los valores obtenidos empleando esta secuencia de cálculo y los publicados en la literatura para una determinada potencia eléctrica, lo que da validez al procedimiento. Las limitaciones del modelo justifican en cierto modo las diferencias encontradas; no obstante, la secuencia propuesta puede ser útil como un medio para comprender el funcionamiento de un reactor de fusión de este tipo

ESTA TESIS NO SALIÓ
DE LA BIBLIOTECA

Por otra parte, cabe mencionarse que con esta secuencia de cálculo es posible comparar los valores obtenidos con las dimensiones y condiciones de operación de diferentes diseños, además de conocer con buena aproximación valores de parámetros no publicados, lo que resulta interesante cuando menos desde el punto de vista académico.

Con este procedimiento se podrá implementar un programa de computo, que permita determinar un rango de valores, con los que sea posible tecnológicamente diseñar un reactor de este tipo, reiterando, cuando menos desde el punto de vista académico

Por último puede decirse que en este trabajo en el tratamiento de la teoría de fusión se procura ser lo más práctico posible, sin profundizar demasiado en la física de plasmas, para no perder el punto de vista de Ingeniería del reactor Tokamak.

NOMENCLATURA

SÍMBOLO	PARAMETRO	UNIDAD	RANGO
A	Relación de aspecto		1-5
A _t	Peso atómico del tritio	KG	
B	Campo magnético	Telsa	> 7
B _p	Campo magnético poloidal	Telsa	
B _{pr}	Campo magnético poloidal de ruptura	Telsa	
B _T	Campo magnético Toroidal	Telsa	> 7.5 B _p
BR	Rapidez de cría del tritio		
D _P	Densidad de potencia total	MW/ m ³	
ΔE	Energía de la reacción de fusión	MW /reac.	
E _P	Pérdidas de energía por radiación		
E _S	Energía específica (poder calorífico)		
f	Factor de carga del reactor		
f _b	Fracción de quemado		0.01 - 0.05
F	Rapidez de alimentación		
I	Intensidad de corriente en el plasma	A	
I _P	Intensidad de corriente en la bobina	A	
I _R	Intensidad de corriente a la ruptura	A	
IT	Inventario de triteo		
K	Constante de Boltzman	J / °K	1 3806
M	Masa crítica instantánea	Kg	
N _o	Numero de Avogadro	mol ⁻¹	6 023x10 ⁻²³
n	Densidad iónica	m ⁻³	10 ¹⁴ - 10 ²¹
n _d	Densidad de deuterio	m ⁻³	
n _e	Densidad electrónica	m ⁻³	
n _t	Densidad de tritio	m ⁻³	
nt	Criterio Lawson	Seg / cm ⁻³	2-14 x 10 ²⁰
L	Longitud del toroide	m	
P _{cinet}	Presión cinética	Pascal	
P _m	Presión magnética	Pascal	
P _α	Energía cedida por partículas alfa	Joules	
P _c	Potencia eléctrica para autoconsumo	MW _(e)	0.10 P _e

NOMENCLATURA

SIMBOLO	PARAMETRO	UNIDAD	RANGO
P_f	Potencia térmica producida en el plasma	MW	
P_i	Energía de las partículas aceleradas	Joules	
P_L	Potencia lineal	MW / m	
P_b	Energía perdida por Bremsstrahlung	MW / m ³	
P_s	Potencia específica	MW / Kg T	
P_{smc}	Energía perdida por radiación sincrotrónica	MW / m ³	
P_t	Potencia térmica total	MW _(t)	
P_w	Carga térmica en la primera pared	MW _(t) / m ²	0.5 - 4
q	Factor de seguridad		2 - 3
q_r	Factor de seguridad a la ruptura		
Q_α	Energía de las partículas alfa	Joules	
r	Radio menor del toro	m	0.5 - 14
r_c	Separación de la superficie externa del cobertor al eje medio del toro	m	
r_p	Radio del plasma	m	
r_w	Radio de la pared	m	1 - 5
R	Radio mayor del toro	m	3.5 - 14
RR	Rapidez de reacción	cm ³ -seg ⁻¹	
S	Superficie interior del reactor	m ²	100-3582
s	Espesor del enbobinado del magneto	m	1 - 2
t	Espesor del manto	m	
t_w	Tiempo de vida de la primera pared	años	
t_2	Tiempo de duplicación		
T	Temperatura en el plasma	KeV	10 - 20
V_T	Volumen del toro	m ³	60 - 9856
V_p	Volumen del plasma	m ³	
X	Composición del manto		
X_T	Masa atómica del tritio	kg / mol	3.016×10^{-3}
Y	Consumo diario de tritio	Kg / día	

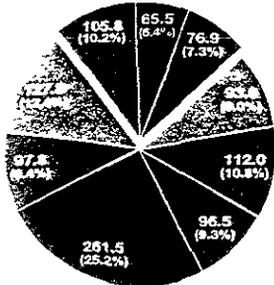
NOMENCLATURA

SÍMBOLO	PARAMETRO	UNIDAD	RANGO
β	Relación de presiones		0.04 - 0.3
β_p	Factor beta poloidal		0.1 - 0.2
β_T	Factor beta toroidal		0.007 - 0.15
ψ	Fluencia térmica en la primera pared	MW/m ²	2 - 4
λ	Constante de decaimiento del tritio		
η	Eficiencia de conversión de energía térmica a eléctrica	%	30 - 40
η_i	Eficiencia de inyección de partículas	%	10
μ_0	Permeabilidad del vacío	H/m	12.56×10^{-7}
$\langle \sigma_V \rangle$	Coefficiente de reacción	m ³ /s	
τ	Tiempo de confinamiento magnético	s	0.1 - 1
τ_g	Tiempo de confinamiento geométrico	s	
τ_r	Tiempo de reacción	s	
τ_t	Tiempo de confinamiento térmico	s	

Oil

Distribution of oil reserves 1996

Thousand million tonnes



Non-OPEC

OECD

Former Soviet Union

Other non-OPEC

OPEC

Iran

Iraq

Kuwait

Saudi Arabia

UAE

Other OPEC

Notes

Proved reserves of oil

Generally taken to include all oil in geological and engineering conditions of reasonable certainty can be recovered in the future from known reservoirs under existing economic and operating conditions.

Reserves/Production (R/P) ratio

The reserves remaining at the end of any year are divided by the production of that year to give the length of time, in years, that reserves could last if production were to remain constant.

Source of data

With the exception of Azerbaijan and Kazakhstan, the estimates contained in this table are those published by the *Oil and Gas Journal*, plus an estimate of natural gas liquids for North America. Reserves of shale oil and tar sands are not included.

Proved reserves

TABLA I

	At end 1976	At end 1986	At end 1995	At end 1996			
	Thousand million barrels	Thousand million tonnes	Thousand million barrels	Thousand million tonnes	Share of total	R/P ratio	
USA	97.3	35.1	29.9	29.8	3.7	2.9%	9.7
Canada	7.7	9.0	8.9	6.9	0.8	0.7%	9.4
Mexico	7.0	5.7	49.8	48.8	7.0	4.7%	42.7
Total North America	52.0	98.7	86.5	85.5	11.5	8.3%	18.1
Argentina	2.3	2.3	2.2	2.4	0.3	0.2%	8.2
Brazil	0.5	2.3	4.2	4.8	0.7	0.4%	15.5
Colombia	2.8	1.3	3.5	2.8	0.4	0.3%	12.7
Ecuador	1.7	1.7	2.1	2.1	0.3	0.2%	4.8
Peru	0.7	2.5	0.6	0.8	0.1	0.1%	18.3
Trinidad & Tobago	0.5	0.6	0.5	0.8	0.1	0.1%	11.3
Venezuela	15.3	25.0	64.5	64.9	9.3	6.2%	57.5
Other S. & Cent. America	0.4	0.5	1.1	0.8	0.1	0.1%	22.6
Total S. & Cent. America	22.6	34.1	78.9	79.2	11.3	7.6%	36.1
Denmark	0.3	0.4	1.0	1.0	0.1	0.1%	12.3
Italy	0.3	0.7	0.6	0.7	0.1	0.1%	18.0
Norway	3.7	10.5	8.4	11.2	1.5	1.1%	9.3
Romania	n/a	n/a	1.6	1.6	0.2	0.2%	32.2
United Kingdom	16.8	9.0	4.3	4.5	0.8	0.3%	4.5
Other Europe	4.9	3.1	1.8	1.5	0.2	0.1%	10.1
Total Europe	27.9	23.8	17.8	20.5	2.7	2.0%	82
Azerbaijan	n/a	n/a	1.2	7.0	1.0	0.7%	47.7
Kazakhstan	n/a	n/a	5.3	8.0	1.1	0.6%	47.7
Russian Federation	n/a	n/a	49.0	48.7	6.7	4.7%	22.1
Uzbekistan	n/a	n/a	3.3	0.8	0.1	0.1%	10.9
Other Former Soviet Union	n/a	n/a	1.2	1.2	0.2	0.1%	14.2
Total Former Soviet Union	78.1	59.0	57.0	65.5	9.7	6.4%	25.5
Iran	63.0	48.8	98.2	93.0	12.7	9.0%	89.1
Iraq	34.0	47.1	100.0	112.0	15.1	10.8%	7.7
Kuwait	70.8	34.5	36.5	36.5	13.3	9.3%	15.8
Oman	3.3	4.0	5.1	5.1	0.7	0.5%	15.8
Qatar	1.1	2.3	3.7	3.7	0.5	0.4%	23.5
Saudi Arabia	11.2	26.1	261.2	261.5	35.8	25.2%	33.4
UAE	2.4	1.4	2.5	2.5	0.4	0.2%	11.0
Yemen	3.2	3.3	38.1	38.1	12.6	9.2%	10.0
Other Middle East	0.3	0.1	0.2	0.2	0.1	0.1%	12.7
Total Middle East	325.9	401.9	659.6	678.3	91.6	65.2%	33.1
Algeria	3.8	3.8	9.2	9.2	1.2	0.9%	14.4
Angola	2.1	1.1	5.4	5.4	0.7	0.5%	17.9
Cameroon	—	0.5	0.4	0.4	0.1	0.1%	7.2
Chad	—	0.7	1.5	1.5	0.2	0.1%	7.1
Egypt	2.0	2.6	3.3	3.7	0.5	0.3%	11.1
Gabon	—	0.1	1.3	1.3	0.2	0.1%	11.0
Libya	3.1	2.9	25.9	25.9	3.9	2.8%	11.0
Nigeria	3.3	1.0	20.8	15.5	2.1	1.5%	11.0
Tunisia	—	0.3	0.4	0.3	0.1	0.1%	7.1
Other Africa	0.5	0.8	0.7	0.7	0.1	0.1%	7.1
Total Africa	60.6	55.2	73.2	67.5	9.0	6.4%	29.0
Australia	1.1	1.7	1.6	1.8	0.2	0.2%	8.5
Burma	1.5	1.4	1.4	1.4	0.2	0.1%	20.2
China	10.0	8.4	74.0	24.0	3.3	2.3%	10.7
India	0.3	2.2	3.8	4.3	0.6	0.4%	16.5
Indonesia	10.9	5.3	5.2	5.0	0.7	0.5%	8.5
Malaysia	2.4	2.3	4.5	4.0	0.5	0.4%	11.1
Papua New Guinea	—	0.1	0.4	0.3	0.1	0.1%	7.1
Vietnam	—	—	0.5	0.6	0.1	0.1%	9.7
Other Asia Pacific	0.5	0.5	0.9	1.0	0.1	0.1%	13.1
Total Asia Pacific	38.4	37.4	44.0	42.4	5.7	4.1%	15.7
TOTAL WORLD	606.5	710.1	1016.9	1036.9	140.9	100.0%	42.2
Of which OECD	78.2	22.6	103.8	105.8	14.2	10.2%	7.5
OPEC	495.2	475.2	776.3	788.6	107.2	76.1%	33.6
Non-OPEC	123.3	112.9	133.0	182.7	24.7	7.6%	15.2

* Over 100 years

† Less than 100

‡ Excludes Former Soviet Union

Oil

Production*

TABLE II

* thousand barrels daily

	1986	1987	1988	1989	1990	1991	1992	1993	1994	1995	1996	Change 1996 over 1985	1996 share of total†
USA	10230	9945	9765	9160	8915	9075	8877	8585	8050	8320	8300	+ 0.3%	11.4%
Canada	806	795	2000	1960	1365	1380	2060	2145	2275	2400	2460	+ 2.4%	3.4%
Mexico	2760	2830	2875	2895	2975	3125	3120	3130	3140	3665	3280	+ 9.3%	4.9%
Total North America	14795	14730	14640	14015	13655	14180	14050	13900	13805	13785	14040	+ 2.1%	19.7%
Argentina	485	360	480	490	515	525	555	530	555	750	805	+ 7.4%	1.2%
Brazil	590	530	975	815	950	645	645	335	680	705	800	+13.5%	1.2%
Colombia	325	330	380	405	445	430	440	460	460	590	635	+ 7.4%	1.0%
Ecuador	300	175	210	255	290	325	300	355	390	395	395	+ 0.2%	0.6%
Peru	30	65	130	130	120	3	15	125	130	125	120	- 1.4%	0.2%
Venezuela & Trinidad	170	55	50	50	130	130	145	135	140	140	140	- 3%	0.2%
Venezuela	185	910	2000	2010	2245	2500	2800	2920	2750	2560	3145	+ 8.6%	4.8%
Other S. & Cent. America	30	55	75	75	90	80	75	80	90	95	100	+ 5.9%	0.1%
Total S. & Cent. America	3985	3930	4110	4160	4505	4750	4835	5230	5335	5760	6140	+ 8.8%	9.3%
Denmark	75	95	100	115	125	145	150	170	190	190	215	+ 2.0%	0.3%
Iceland	50	75	95	90	90	85	85	90	95	100	105	+ 3.6%	0.2%
Norway	325	1055	1195	1535	1740	1985	2285	2420	2785	2985	3315	+12.2%	4.6%
Romania	220	325	300	195	165	145	140	140	140	140	140	- 2.0%	0.2%
United Kingdom	2675	2355	2390	1925	1915	1915	1915	2115	2680	2755	2735	- 0.3%	3.9%
Other Europe	370	335	340	320	315	305	350	390	420	440	415	- 5.8%	0.6%
Total Europe	4385	4570	4520	4430	4580	4780	5115	5405	6360	6590	6925	+ 5.3%	9.8%
Azerbaijan	270	335	380	270	335	240	325	310	195	155	185	- 0.7%	0.3%
Kazakhstan	65	55	325	535	330	370	330	390	435	440	480	+11.3%	0.7%
Russian Federation	1295	1430	1440	1190	1040	920	900	715	540	620	605	- 1.3%	3.0%
Uzbekistan	60	55	60	65	70	70	70	75	85	85	105	+ 2.5%	0.2%
Other Former Soviet Union	325	320	290	295	285	270	255	330	225	220	255	+15.1%	0.3%
Total Former Soviet Union	12435	12665	12595	12355	11568	10470	9145	8180	7400	7215	7160	- 0.5%	10.6%
Iran	2060	2000	2305	2305	2870	2255	2500	3200	3710	3715	3715	+ 0.3%	5.5%
Iraq	895	2030	2175	2840	2155	280	325	385	515	540	590	+ 6.8%	3.8%
Kuwait	1365	170	170	1530	1255	200	95	930	2095	2105	2155	+ 7.3%	3.2%
China	185	340	525	550	635	715	81	38	315	365	895	+ 3.8%	1.3%
Qatar	355	315	380	405	415	40	105	460	460	460	475	+ 2.4%	0.6%
Saudi Arabia	210	170	370	565	710	820	560	565	575	890	890	+ 0.6%	12.3%
Syria	25	30	270	340	35	170	20	70	70	600	605	+ 1.0%	0.3%
United Arab Emirates	5	5	50	200	275	30	30	30	30	200	260	+ 3.0%	0.6%
Yemen	10	25	70	180	10	10	10	10	10	10	370	+ 2.3%	0.5%
Other Middle East	30	30	35	55	20	35	35	35	30	30	30	- 0.3%	0.1%
Total Middle East	3305	3205	15420	18590	17820	17095	8180	15680	19905	20080	20375	+ 2.5%	23.2%
Algeria	145	200	1250	1275	1345	1245	1240	1225	1310	1235	1395	+ 5.6%	1.2%
Angola	290	295	480	380	490	500	415	305	500	615	710	+ 5.3%	1.2%
Cameroon	175	165	155	160	18	35	35	32	115	105	100	- 1.3%	0.2%
Congo	20	25	140	160	80	30	15	90	95	185	230	+23.2%	0.2%
Egypt	310	315	375	385	908	300	110	45	300	330	900	+ 3.0%	0.6%
Guinea	65	55	75	205	210	210	205	205	225	255	360	+ 3.7%	0.1%
Libia	295	295	1060	155	130	540	10	10	400	410	1440	+ 3.0%	1.2%
Nigeria	145	105	145	175	970	630	75	145	130	100	2150	+ 2.1%	1.1%
Sudan	110	35	75	105	970	10	10	10	10	10	90	+ 0.1%	0.1%
Tanzania	10	45	45	15	35	10	10	10	10	10	110	+ 0.1%	0.1%
Total Africa	5445	5435	5710	6165	6665	6520	210	4925	6375	7105	7485	+ 7.4%	10.3%
Algeria	330	315	595	555	540	410	310	245	510	595	615	+ 1.1%	0.3%
Burkina Faso	165	155	190	150	150	125	110	115	30	115	165	+ 3.3%	0.2%
Chad	2820	2890	2740	2760	2775	2490	2840	2990	2920	2960	3170	+ 6.4%	1.4%
India	860	845	680	730	750	730	840	820	795	780	745	- 3.9%	0.2%
Indonesia	1430	1420	1375	1480	1540	1670	1690	1590	1590	1590	1640	+ 1.3%	1.3%
Malaysia	510	505	560	600	595	660	670	660	675	725	725	+ 3.9%	0.5%
Papua New Guinea	—	—	—	—	—	—	55	105	100	100	105	+ 6.3%	0.1%
Vietnam	—	5	15	30	55	90	110	125	140	160	170	+ 2.7%	0.1%
Other Asia Pacific	170	165	180	185	205	220	240	240	220	220	225	+ 2.5%	0.2%
Total Asia Pacific	6135	6200	6275	6490	6720	6930	6915	6990	7180	7315	7580	+ 3.8%	10.8%
TOTAL WORLD	60585	60725	63270	64205	65720	65325	65750	68010	66950	67850	69685	+ 2.9%	100.0%
Of which OECD	19505	19555	19425	18895	18730	19350	19555	19660	20550	20745	21375	+ 1.3%	35.7%
OPEC	39515	39190	21430	23010	24865	24300	23070	26850	27190	27315	28225	+ 2.1%	46.5%
Non-OPEC†	28535	28875	29245	28840	29290	30645	30520	29985	32345	32735	34285	+ 0.9%	57.8%

* Includes crude oil, shale oil, oil sands and NGLs (natural gas liquids - the liquid content of natural gas (measured at standard conditions)).

† Excludes liquid fuels from other sources such as coal derivatives.

† Excludes Former Soviet Union.

Notes: All changes and shares of total are on a weight basis.

Oil

Consumption*

TABLA III

*Thousand barrels daily

	1986	1987	1988	1989	1990	1991	1992	1993	1994	1995	1996	1997	Change over 1996	1996 share of total
USA	15865	16028	16630	16665	16305	16000	16260	16470	16550	16550	16650	17400	+ 3.1%	25.2%
Canada	1540	1580	1565	1740	1690	1630	1625	1680	1720	1665	1735	1735	+ 1.7%	2.4%
Mexico	1290	1290	1295	1390	1455	1520	15-3	1550	1685	1560	1605	1605	+ 3.0%	2.2%
Total North America	18695	18595	19590	19795	19450	19150	19430	19700	20355	20175	20740	20740	+ 3.2%	29.8%
Argentina	430	455	455	415	390	410	420	415	425	425	445	445	+ 4.9%	0.6%
Brazil	1210	1240	1270	1220	1275	1290	1330	1355	1420	1500	1600	1600	+ 7.1%	2.2%
Chile	100	105	120	105	140	150	160	175	190	210	225	225	+ 8.6%	0.3%
Colombia	175	190	195	200	210	215	205	245	255	265	275	275	+ 3.7%	0.4%
Venezuela	390	390	405	390	395	405	430	430	435	445	425	425	+ 5.3%	0.6%
Other S. & Cent. America	1010	1040	1075	1140	1140	1145	1165	1205	1270	1320	1385	1385	+ 4.0%	2.0%
Total S. & Cent. America	3315	3420	3520	3570	3590	3615	3740	3825	3995	4185	4335	4335	+ 4.4%	6.1%
Austria	215	220	215	215	225	240	235	235	235	235	240	240	+ 1.8%	0.3%
Belgium & Luxembourg	185	190	500	500	510	545	560	545	565	545	595	595	+ 8.5%	0.9%
Belgium	220	210	225	220	180	200	210	210	215	225	235	235	+ 7.7%	0.2%
Czech Republic	210	210	195	190	175	145	140	130	140	155	155	155	+ 1.6%	0.2%
Denmark	215	200	195	190	185	185	185	195	210	215	235	235	+ 8.7%	0.3%
Finland	230	230	230	230	230	220	210	215	265	215	210	215	+ 3.4%	0.3%
France	830	845	830	860	860	860	860	860	860	860	860	860	+ 2.1%	2.3%
Germany	2910	2745	2745	2595	2710	2825	2850	2905	2980	2980	2920	2920	+ 1.6%	4.2%
Greece	250	270	280	305	320	325	330	340	345	360	375	375	+ 4.8%	0.6%
Hungary	200	210	195	190	200	170	170	180	170	180	145	145	- 8.0%	0.2%
Iceland	10	10	10	15	15	15	15	15	15	15	15	15	+ 2.5%	0.0%
Republic of Ireland	120	90	80	85	90	100	105	115	115	120	120	120	+ 3.4%	0.2%
Italy	1710	1850	1880	1930	1930	1920	1925	1910	1915	1975	1955	1955	+ 0.5%	2.8%
Netherlands	700	705	740	735	765	765	765	790	790	830	810	810	+ 1.3%	1.1%
Norway	290	215	305	200	205	195	195	210	210	210	230	230	+ 8.3%	0.3%
Poland	350	355	365	380	330	315	290	295	315	320	360	360	+ 10.2%	0.5%
Portugal	195	190	195	230	230	240	240	245	255	270	255	255	+ 6.3%	0.4%
Romania	320	355	335	345	375	310	280	240	225	275	280	280	+ 2.7%	0.4%
Slovakia	120	120	115	110	100	85	85	85	85	85	80	80	+ 3.7%	0.1%
Spain	925	960	960	1040	1040	1055	115	1090	1120	1175	1220	1220	+ 4.2%	1.3%
Sweden	385	355	340	345	340	325	345	345	355	340	360	360	+ 8.3%	0.5%
Switzerland	280	265	265	265	275	275	280	265	270	265	260	260	+ 3.5%	0.4%
Turkey	375	435	465	465	470	470	470	470	475	565	610	610	+ 1.1%	1.4%
United Kingdom	1645	1610	1705	1705	1705	1705	1705	1705	1705	1705	1790	1790	+ 5.1%	2.7%
Other Europe	360	375	410	395	+ 0.9%	0.2%								
Total Europe	14400	14320	14705	14745	14965	14990	15005	15000	15015	15000	15580	15580	+ 2.2%	22.3%
Azerbaijan	75	65	65	60	60	60	60	60	65	65	70	70	+ 3.3%	0.0%
Bahrain	500	590	575	540	500	480	485	490	555	545	545	545	+ 0.1%	0.5%
Cazakhstan	315	265	395	375	430	435	435	435	435	430	420	425	+ 6.1%	0.5%
Russian Federation	4970	5015	4965	5075	5015	4930	4930	4930	4930	4930	4930	4930	+ 2.4%	2.7%
Turkmenistan	70	70	70	70	70	70	70	70	70	70	80	80	+ 3.0%	0.1%
Ukraine	1270	1225	1215	1165	1165	1155	1155	1155	1155	1155	1155	1155	+ 3.3%	0.5%
Uzbekistan	295	225	275	265	265	265	265	265	265	265	265	265	+ 2.1%	0.3%
Other Former Soviet Union	705	655	675	655	620	+ 1.2%	0.2%							
Total Former Soviet Union	8400	8440	8305	8310	8405	7985	7985	7985	7985	7985	8335	8335	+ 9.1%	10.0%
Saudi Arabia	465	430	475	430	430	495	510	510	510	510	510	510	+ 0.2%	0.7%
United Arab Emirates	315	315	315	315	315	315	315	315	315	315	315	315	+ 0.3%	0.4%
Other Middle East	1005	1010	1055	1080	1100	990	990	990	990	990	1290	1290	+ 3.3%	1.3%
Total Middle East	3020	3100	3085	3215	3385	3480	3540	3540	3540	3540	3940	3940	+ 3.0%	5.7%
Algeria	180	185	185	195	190	205	210	210	215	225	220	215	+ 2.2%	0.2%
Egypt	420	435	440	460	475	470	455	440	435	475	500	500	+ 6.6%	0.7%
South Africa	290	310	340	350	355	360	370	365	400	425	435	435	+ 2.9%	0.6%
Other Africa	805	835	875	915	955	975	1020	1055	1130	1130	1170	1170	+ 3.9%	1.7%
Total Africa	1600	1765	1840	1920	1975	2010	2045	2110	2160	2290	2320	2320	+ 3.7%	3.3%
Australia	610	625	660	690	695	675	680	720	755	790	785	785	+ 1.1%	1.1%
Bangladesh	35	35	40	40	45	35	40	45	45	45	50	50	+ 3.9%	0.1%
China	2010	2110	2210	2260	2255	2410	2460	2460	2460	2460	2460	2460	+ 3.3%	3.2%
India	935	965	1060	1155	1200	1220	1255	1300	1400	1515	1630	1630	+ 7.9%	2.4%
Indonesia	465	500	525	560	545	575	570	555	575	625	600	600	+ 3.4%	1.3%
Japan	4495	4500	4805	5005	5305	5410	5540	5455	5760	5805	5830	5830	+ 0.5%	3.1%
Malaysia	195	200	210	230	230	230	230	230	230	230	230	230	+ 3.4%	0.6%
New Zealand	85	95	95	95	105	110	110	110	115	120	125	125	+ 2.5%	0.2%
Pakistan	165	180	195	210	220	230	250	270	290	300	340	340	+ 13.6%	0.5%
Philippines	160	185	200	225	235	225	220	220	295	305	360	360	+ 4.1%	0.5%
Singapore	265	270	315	360	370	380	400	425	465	515	510	510	+ 1.1%	0.3%
South Korea	590	620	740	855	1040	1255	1520	1675	1840	2010	2145	2145	+ 6.9%	1.5%
Taiwan	395	415	465	535	550	570	565	625	665	725	725	725	+ 0.3%	0.2%
Thailand	240	270	305	360	410	445	490	555	615	715	785	785	+ 9.4%	0.5%
Other Asia Pacific	325	325	325	330	355	345	390	410	430	460	480	480	+ 7.1%	0.2%
Total Asia Pacific	10970	11295	12160	12900	13700	14275	15255	15910	17005	17910	18875	18875	+ 4.4%	28.8%
TOTAL WORLD	60236	61436	63260	64485	65430	65815	66675	67660	67065	68095	69645	69645	+ 2.4%	100.0%
Of which: OECD	36455	37010	38200	38700	38940	38985	39605	39820	40330	40925	41775	41775	+ 2.4%	68.5%
European Union 15	11795	11760	11915	12025	12245	12540	12715	12830	12950	12800	13020	13020	+ 2.0%	2.1%
Other EMES	12480	12430	12565	12525	12695	12715	12720	12720	12720	12720	12720	12720	+ 4.3%	2.0%

*World consumption figures and world production figures are based on the International Energy Agency (IEA) and BP's own data.

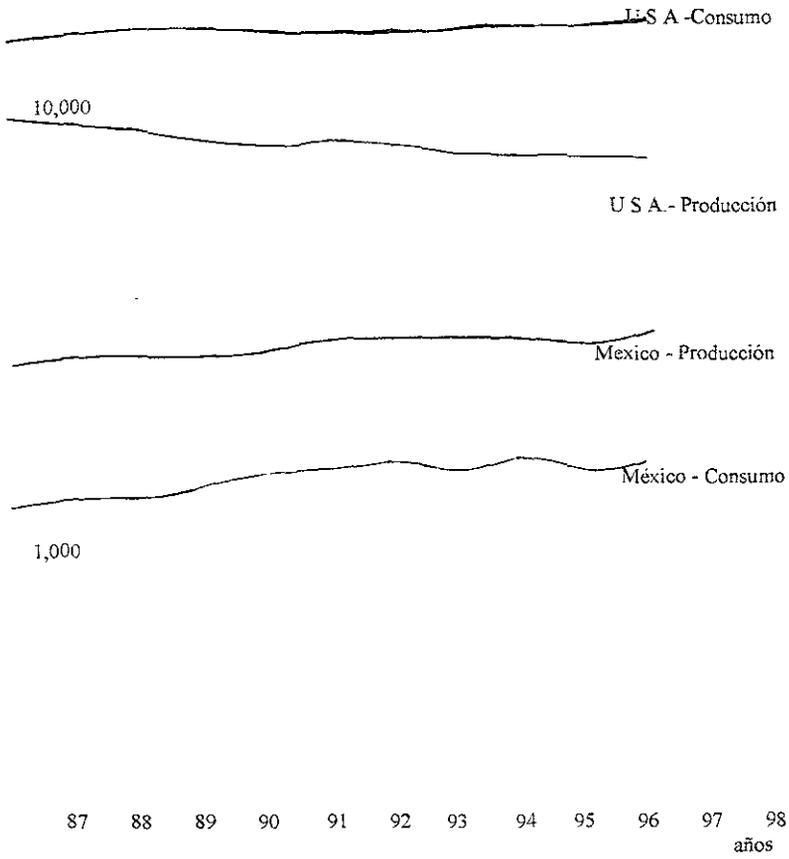
*US consumption data - 834,000 b/d in 1996 - has been deducted (see page 41).

*Loss: n/a 2005.

Note: Figures are in million tonnes.

*US consumption data - 834,000 b/d in 1996 - has been deducted (see page 41).

PRODUCCIÓN Y CONSUMO DE PETRÓLEO MILES DE BARRILES POR DÍA

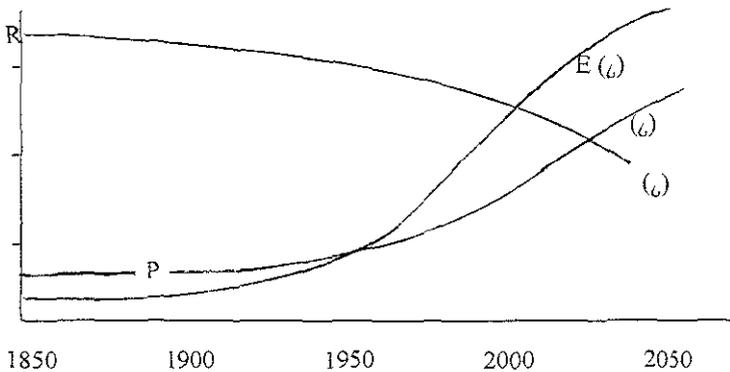


CRECIMIENTO ESTIMADO DE LA DEMANDA ENERGÉTICA
MUNDIAL, BASADA EN DOS ESCENARIOS DISTINTOS: DEMANDA
ESTÁNDAR Y BAJA

GRUPO DE PAISES	Por habitante (TEP/ año)			Demanda global (10 ⁹ TEP/ año)		
	1988	2050		1988	2050	
		Estándar	Baja		estándar	Baja
OCDE	5.2	5.2	2.6	4.0	4.6	2.3
Países del Este	4.4	4.4	2.2	1.9	2.1	1.1
Países en vías de desarrollo	0.5	1.5	1.0	2.0	13.8	9.2
Total	1.5	2.0	1.2	7.9	20.5	12.6

TEP (Tonelada equivalente de petróleo): 4.4×10^{10} Joules = 12,000 KWh

Cuadro publicado por FUSION EXPO Commission of the European Communities, DG XII Fusion Programme.



- (R) Fuentes renovables
- (E) Consumo de energía
- (P) Población

BIBLIOGRAFIA

An Antroduction to Controlled Thermonuclear Fusion
M.O.Hagler y M. Kristiansen Texas University
D C. Heath and Company Lexington Books
Lexington Massachusetts
Toronto 1985

Introduction to Plasma Physics
Francis e Chan

Foundations of Nuclear Engineering
Thomas J Conolly
John Wiley & Sons Inc. 1983

Nuclear Energy Conversion
M.M. El - Wakil
Intext Educational Publisher

[http //www.hooKup net/~ intercon/](http://www.hooKup.net/~intercon/)

<http://www.wiley.com>

<http://www.elsevier.com/locate/0022-3778>

Lawson Concepts and Criticality in DT Reactors Fusion
Juan Lartigue Gordillo
Journal of fusion Energy ,Vol 6, No 4, 1987

Brियish Petroleum Statistical Review of World Energy Londres British Petroleum 1997

The international Thermonuclear Experimental Reactor
Robert W. Conn, Valery A Chuyanov, NobuyukiInoue and Donald R Sweetman
Scientific American April 1992

La fusion Nuclé aire Contrôlée
Paul-Henri Rebut et Didier Jean Gambie
La recherche- 242 Avril 92 volume 23

ITER A Major Step Towards a Fusion Reactor

Ron Parker

ITER Joint Work Site, Max Planck Institut Für Plasmaphysik Garching, Germany

Europhysics News Volume 29 Number 6 Nov/Dec 1998

<http://xrlan.gov.uk/physics/plasm-ph/recent>

<http://www.INRS-ENERG.QUEBEC.CA>

<http://www-fusion.Ciemat.es/Default.html>