

LOS PROMETEOS MODERNOS O EL ESFUERZO PARA CONTROLAR LA FUSIÓN NUCLEAR

Autor: JULIO MARTINELL BENITO

- [COMITÉ DE SELECCIÓN](#)
- [EDICIONES](#)
- [I. INTRODUCCIÓN](#)
- [II. QUÉ ES LA FUSIÓN NUCLEAR](#)
- [III. DIFERENTES ENFOQUES PARA CONSEGUIR LA FUSIÓN NUCLEAR](#)
- [IV. EL PLASMA Y SU PAPEL EN LA PRODUCCIÓN DE LA FUSIÓN TERMONUCLEAR](#)
- [V. EL USO DE CAMPOS MAGNÉTICOS PARA CONFINAR UN PLASMA](#)
- [VI. CÓMO OPERA OPERA UN TOKAMAK: CALENTAMIENTO Y PROBLEMAS](#)
- [VII. OTRAS CONFIGURACIONES MAGNÉTICAS EN ESTUDIO](#)
- [VIII. EL CONFINAMIENTO INERCIAL Y SUS PERSPECTIVAS](#)
- [IX. LA FUSIÓN CATALIZADA POR MUONES](#)
- [X. CÓMO SE GENERA LA ENERGÍA DEL SOL](#)
- [XI. LAS PERSPECTIVAS DE LA FUSIÓN NUCLEAR EN EL FUTURO CERCANO COMO ALTERNATIVA VIABLE PARA GENERAR ENERGÍA](#)
- [BIBLIOGRAFÍA](#)
- [COLOFÓN](#)
- [CONTRAPORTADA](#)



COMITÉ DE SELECCIÓN

Dr. Antonio Alonso

Dr. Juan Ramón de la Fuente

Dr. Jorge Flores

Dr. Leopoldo García-Colín

Dr. Tomás Garza

Dr. Gonzalo Halffter

Dr. Guillermo Haro †

Dr. Jaime Martuscelli

Dr. Héctor Nava Jaimes

Dr. Manuel Peimbert

Dr. Juan José Rivaud

Dr. Emilio Rosenblueth †

Dr. José Sarukhán

Dr. Guillermo Soberón

Coordinadora Fundadora:

Física Alejandra Jaidar †

Coordinadora:

María del Carmen Farías



Primera edición, 1993

Segunda edición, 1995

La Ciencia desde México es proyecto y propiedad del Fondo de Cultura Económica, al que pertenecen también sus derechos. Se publica con los auspicios de la Secretaría de Educación Pública y del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología.

D. R. © 1993, FONDO DE CULTURA ECONÓMICA, S. A. DE C. V.

D. R. © 1995, FONDO DE CULTURA ECONÓMICA

Carretera Picacho-Ajusco 227; 14200 México, D.F.

ISBN 968-16-4829-3 (2a. edición)

ISBN 968-16-4212-0 (1a. edición)

Impreso en México



I. INTRODUCCIÓN

LA HUMANIDAD ha tenido siempre la necesidad de contar con fuentes de energía para satisfacer una serie de demandas de carácter vital o prescindible. Las necesidades vitales básicas son cubiertas por la energía suministrada por el Sol, a través de luz y calor, los alimentos y el oxígeno contenido en el aire. A medida que las civilizaciones han ido evolucionando se han creado nuevas necesidades energéticas, cada vez más imprescindibles. La primera fuente de energía sobre la que tuvo dominio el hombre fue el fuego (gracias a Prometeo, según la mitología griega). Su uso le permitió cocinar los alimentos y proveerse de calor en climas fríos, lo que constituye el primer ejemplo de la utilización práctica de una fuente de energía. El combustible, que permitía disponer del fuego era, en este caso, la madera y el carbón. Las demandas de energía aumentaron considerablemente a medida que se avanzaba en la industrialización de la sociedad. El advenimiento de las máquinas de vapor produjo una explosión en el uso y explotación de carbón, y con el descubrimiento de la electricidad se encontró en la energía de los ríos un invaluable recurso natural que tiene, además, la virtud de ser inagotable. Por último, el hallazgo del petróleo permitió el desarrollo eficiente de los motores de combustión interna los cuales se han convertido en el mecanismo de locomoción más usado hoy en día.

Aunque la mayoría de las necesidades energéticas mencionadas no son esenciales para la sobrevivencia del ser humano, se han convertido en parte casi inseparable de nuestra cotidianidad y resulta difícil concebir un modo de vida diferente al que estamos acostumbrados, sin las comodidades que resultan de los múltiples aparatos hechos por el hombre. Por ello nos interesa asegurarnos de que la energía necesaria para mantener la estructura actual no desaparezca. Sin embargo, muchas de las fuentes energéticas utilizadas actualmente tienen una duración limitada, siendo el petróleo el caso más preocupante. Ninguna estimación prevé que las reservas petrolíferas mundiales podrán alcanzar para mucho más de un siglo.

En el caso del carbón el panorama es más halagador. Su uso representa hoy casi una tercera parte de la producción mundial de energía y manteniendo este consumo se calcula que las reservas conocidas (un billón de toneladas de combustible convencional¹ ) durarían 450 años. Esta cifra se vería reducida si se toma en cuenta que el consumo de energía aumenta gradualmente. Sin embargo, el mayor problema con la quema de combustibles fósiles es que han propiciado la acumulación de compuestos de carbono en la atmósfera, los cuales producen el llamado *efecto de invernadero* y dan lugar a un incremento en la temperatura global de la biósfera. Este calentamiento alteraría el clima de manera perjudicial para la vida, incrementaría la extensión de las regiones áridas, y derretiría parte de los hielos en los casquetes polares aumentando el nivel de los mares e inundando ciudades costeras. Por lo tanto, es necesario que se trate de evitar la combustión desmesurada de combustibles fósiles para detener el efecto de invernadero.

Esta situación ha llevado a buscar nuevas fuentes de energía que representen alternativas viables a los métodos de producción actuales y, entre las que se presentan destaca la utilización de la energía nuclear.

La energía nuclear más conocida es la producida por fisión nuclear, la cual ha dado origen a la construcción de reactores comerciales. Aunque existen en el mundo más de 400 reactores nucleares en operación que, en algunos países producen más del 15% de la energía eléctrica total que consumen, es bien sabido que los riesgos de dispersión de la radiactividad que representan han impedido una mayor diseminación. Debido al peligro potencial que la fisión nuclear presenta, gran parte de la sociedad rechaza el uso de este recurso, tanto por la extrema seguridad que debe observarse a todo tiempo en una planta nuclear, como por el problema que representan los desechos radiactivos. Por esta razón, existe la tendencia, entre las personas inclinadas a conservar la ecología del planeta, a considerar que la energía nuclear no puede contemplarse como una fuente alternativa viable para el futuro.

Sin embargo, hay otra posibilidad que el lego generalmente desconoce debido fundamentalmente a que aún no se ha logrado controlar de manera satisfactoria. Ésta se deriva de la fusión nuclear, la cual tiene un potencial energético más amplio que la fisión. La principal ventaja de la fusión sobre la fisión es seguramente que no da lugar a productos radiactivos como resultado de la reacción. Esto hace que se le designe comúnmente como energía nuclear limpia. Como consecuencia, se desvanecen en gran medida las objeciones en contra de la energía nuclear. Otro hecho importante en favor de la fusión es que el elemento básico que sirve como combustible es el hidrógeno, el cual se obtiene del agua, por lo que no habría problema para asegurar su abasto. Para fines prácticos

podría decirse que la fuente de energía sería inagotable.

En contraste con las atractivas cualidades mencionadas hay que hacer notar que la utilización de la fusión como fuente de energía es todavía un sueño en la mente de los científicos y que, aunque pocos dudan que se llegue a producir, su uso práctico tendrá que esperar varios años hasta que se pueda hacer tecnológicamente aceptable. El problema radica en que, conforme las investigaciones han ido avanzando, se ha llegado a un grado de complejidad tal que la construcción de un reactor de fusión con las perspectivas actuales tendría un costo sumamente elevado. Esto haría que el uso de la fusión no fuera costeable, que es algo similar a lo que ocurre con la energía solar para generar electricidad. Sin embargo, es muy posible que a medida que nos acerquemos al punto de construcción de un reactor nuclear de fusión la tecnología se pueda ir mejorando de modo que éste se convierta en una realidad.

En el estado actual en que se encuentra la investigación sobre la fusión nuclear, las inversiones necesarias para poder seguir avanzando hacia la meta final son ya muy altas, pues se requiere de equipos de grandes dimensiones que consumen gran cantidad de energía eléctrica. Tal es la situación que los países europeos occidentales han optado por emprender proyectos conjuntos a fin de repartir los gastos, además de aprovechar eficientemente la experiencia de los expertos de cada país. Por esta razón cabe preguntarse qué oportunidades tiene México de contribuir de manera significativa al programa de la fusión nuclear. Si bien es cierto que el papel de los científicos mexicanos en la investigación de fusión es sumamente modesto, si se dan pequeñas contribuciones, principalmente en el marco teórico, que ayudan a enriquecer el acervo científico del campo. También es importante la participación mexicana para estar al día con los últimos avances, de modo que se pueda llegar a participar en las empresas conjuntas internacionales que tendrán que darse para construir los reactores comerciales del futuro, una vez que se cuente con los conocimientos necesarios para hacerlo.

Aunque las perspectivas de la fusión termonuclear como alternativa viable para la producción de energía son todavía poco claras, su posición como una de las pocas posibilidades de mantener la civilización como se la concibe hoy en día durante los próximos siglos, sostiene la actividad de investigación en el área a nivel mundial. Los problemas de radiación no podrán ser eliminados con la primera generación de reactores experimentales de fusión y se tendrá que seguir trabajando mucho más para llegar algún día a tener una fuente de energía segura, durable, económica y accesible. Tenemos fe en que los esfuerzos por dominar este nuevo tipo de *fuego* para utilizarlo con fines prácticos, culminen exitosamente, como los del mitológico Prometeo en los albores de la civilización.



[Nota 1] 

1. El equivalente energético de una tonelada de combustible convencional es de 7×10^9 calorías = 3×10^{10} Joules.

Inicio |

II. QUÉ ES LA FUSIÓN NUCLEAR

COMO su nombre lo indica, la fusión nuclear es un proceso de unión (fusión) de dos núcleos atómicos para formar uno solo. ¿Qué tiene de interesante juntar dos cuerpos y dejarlos unidos? Eso lo hacemos, por ejemplo, al modelar con barro o plastilina sin que a nadie le cause asombro. Lo que hace peculiar la fusión de dos núcleos es la naturaleza de las fuerzas que mantienen unidos sus componentes, los protones y los neutrones, a los que genéricamente se les llama nucleones. Resulta que la fuerza nuclear tiene la particularidad de ser muy intensa pero de muy corto alcance, es decir, solamente cuando dos nucleones se encuentran muy próximos sienten la atracción mutua, en cuyo caso esta fuerza domina completamente cualquier otra fuerza presente (como la repulsión eléctrica entre protones).

Cuando un nucleón está rodeado de otros nucleones siente una fuerza neta que es la suma de las fuerzas ejercidas por cada nucleón por separado y si quisiéramos arrancar este componente del núcleo necesitaríamos darle una energía suficiente para vencer esta fuerza neta. A la energía mínima necesaria para hacerlo se le llama energía de enlace. Al aumentar el tamaño del núcleo (o sea, el número de nucleones) la energía de enlace va creciendo debido a que hay más nucleones ejerciendo atracción, pero debido al corto alcance de la fuerza sólo los nucleones más cercanos contribuirán de manera significativa. Por esta razón, el aumento en la energía de enlace es muy pronunciado cuando se empieza a aumentar de tamaño un núcleo pequeño y, a medida que se siguen agregando partículas, su efecto es cada vez menor porque están más distantes, lo cual hace que la energía de enlace casi no aumente. Así se tiene que para todos los núcleos más pesados la energía de enlace de un nucleón es prácticamente la misma y son más difíciles de romper que los ligeros.

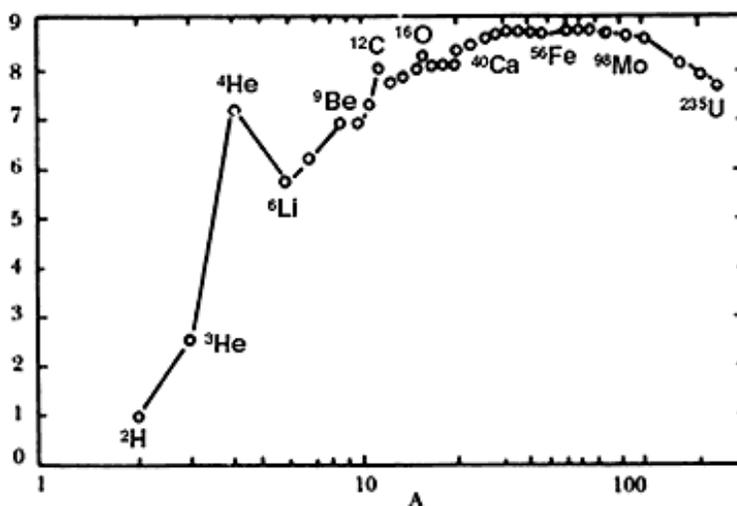


FIGURA 1. Energía de enlace por nucleón en función del número de nucleones A (protones y neutrones) que forman un núcleo, para todos los elementos naturales. Nótese la máxima energía de enlace alrededor del hierro Fe.

La situación que se acaba de describir se ilustra en la figura 1, donde se muestra la variación de la energía de enlace promedio que tiene cada nucleón (eje vertical) en función del número de masa A, es decir el número de nucleones (eje horizontal). Se puede apreciar que para elementos más ligeros que el hierro (Fe) el enlace aumenta en la forma descrita, alcanzando un valor aproximadamente constante del orden de 8 MeV². Sin embargo, cuando el número de nucleones es ya muy grande, la energía de enlace disminuye lentamente otra vez. El hierro es el elemento en el cual la energía por nucleón es la máxima y, por tanto, es el más estable de todos. Aunque para entender la fusión nuclear no nos interesa lo que ocurre con los núcleos pesados, daremos una explicación del decrecimiento observado a fin de no dejar incómodas algunas mentes. Debido a que la fuerza nuclear de corto alcance ya casi no se siente entre los nucleones más alejados en un núcleo pesado, el efecto de la fuerza eléctrica se empieza a hacer sentir pues, aunque es mucho más débil, es de muy largo alcance. La fuerza eléctrica o de

Coulomb es repulsiva por tratarse de partículas con carga del mismo signo³ y por lo tanto se opone a la fuerza nuclear, disminuyendo así ligeramente la energía de enlace. Cuanto mayor sea el número de protones mayor será la fuerza de Coulomb, lo que explica la disminución de la energía de enlace al aumentar la masa nuclear.

Al analizar la gráfica nos damos cuenta de que si tomamos dos núcleos que estén del lado izquierdo del máximo y los unimos para formar un nuevo núcleo más pesado, este último tendrá una mayor energía de enlace total (o sea, el resultado de multiplicar la energía de enlace de cada nucleón por el número de nucleones en ese núcleo) que la suma de los dos originales. Por tanto será más estable y permanecerá unido. El exceso de energía se presenta como energía cinética o de movimiento del nuevo núcleo, y como energía interna que puede hacer que se desprenda un nucleón. De esta manera se puede obtener energía aprovechable al fusionar dos núcleos ligeros en uno más pesado. La cantidad de energía liberada es del orden de la energía de enlace de los nucleones, que como ya se mencionó es de unos cuantos MeV, un millón de veces mayor que la liberada en las reacciones químicas (como la combustión del carbón). De ahí la gran importancia de las reacciones nucleares como fuente de energía.

Vale la pena mencionar que del lado derecho del máximo de la curva ocurre un fenómeno parecido, excepto que ahora se empieza con un núcleo pesado (por ejemplo el de uranio) y se divide en dos núcleos menos pesados, obteniendo como resultado una ganancia neta de energía. Este es el proceso de fisión nuclear, con base en el cual trabajan los reactores nucleares actuales.

El mecanismo de liberación de energía en una reacción de fusión nuclear puede ser también entendido desde un punto de vista distinto pero relacionado al anterior. Experimentalmente se ha medido que las masas de los núcleos atómicos no aumentan de manera uniforme conforme se avanza en la Tabla Periódica de los Elementos. Por ejemplo, la masa de un núcleo de helio, que está formado por dos protones y dos neutrones, es menor que si se sumaran las masas individuales de los dos protones y los dos neutrones; igualmente, resulta menor que la suma de

las masas de dos núcleos de deuterio (un isótopo⁴ del hidrógeno que tiene un protón y un neutrón). El ingrediente adicional que se necesita en la explicación es la famosa equivalencia de masa y energía que encontró Einstein en la teoría de la relatividad: $E = mc^2$. Una pequeña masa equivale a una cantidad muy grande de energía dado que la velocidad de la luz es enorme: $c^2 = 9 \times 10^{16} \text{ m}^2/\text{s}^2$. La diferencia de las masas se debe a que se ha empleado parte de ellas en la energía para unir a los nucleones. Podemos entonces entender que al unir dos núcleos ligeros (como el deuterio) y formar uno más pesado (como el helio) la masa final será menor que la inicial y la diferencia tendrá que ser liberada como energía. Esta será una cantidad grande de energía, aun cuando la diferencia de masas es pequeña.

Una vez entendida la razón por la cual se puede obtener energía por fusión nuclear, hay que ver de qué manera puede lograrse esta fusión y qué tan fácil es hacerlo. Es aquí donde empiezan las dificultades prácticas debido a que todos los núcleos están cargados eléctricamente con signo positivo. Para poder unir dos núcleos hay que vencer la fuerza de repulsión que ejercen entre sí, para lo cual debe invertirse bastante energía. Este problema no se tiene en el caso de la fisión nuclear puesto que solamente se tiene un núcleo que se va a dividir y esto se logra agregándole un neutrón (que no tiene carga eléctrica) para desestabilizarlo.

Podemos explicar la problemática de las reacciones nucleares por medio de una gráfica de la energía potencial como la de la figura 2. Ahí se muestra la energía potencial en función de la separación, r , entre dos núcleos y lo que esto representa es la energía que necesita tener un núcleo cuando está muy separado del otro (teóricamente en infinito), para poder llegar a una distancia de separación dada por r . Para distancias mucho mayores que el radio nuclear la fuerza repulsiva de Coulomb es la única de importancia, la cual da lugar a una energía potencial que decrece como el recíproco de la separación: $E_c = \text{constante}/r$. Cuando los dos núcleos están muy juntos la interacción dominante es debida a la fuerza nuclear atractiva, cuya energía potencial no tiene una dependencia simple con la distancia pero es de signo contrario a la de Coulomb. Cuando se suman las dos contribuciones se forma una barrera de potencial, seguida de un pozo, a separaciones muy pequeñas. La gráfica puede interpretarse de manera sencilla si se piensa en ella como el relieve de un terreno sobre el cual rueda un objeto en presencia de gravedad. Al aproximarse dicho objeto por la derecha con cierta velocidad (o energía cinética), tiene que empezar a subir la cuesta y si su energía no es suficiente llegará a un punto en el que se detenga y empiece a regresar. Para poder llegar a la cima del potencial necesita de una energía inicial grande, en cuyo caso pasará por encima de la barrera y caerá al pozo, de donde no podrá ya salir fácilmente. Lo mismo ocurre con dos núcleos; la energía cinética o de movimiento que debe tener inicialmente uno con respecto al otro, que llamaremos E_0 , debe ser

mayor que la altura de la barrera de Coulomb a fin de poder llegar a sentir las fuerzas nucleares que los unirán, cayendo al pozo de potencial, cuya profundidad, $-U_{\min}$, está determinada por la energía de enlace. Al ocurrir esto, el núcleo resultante tendrá una energía $E_0 + U_{\min}$ y se dice que está en estado excitado. El exceso de energía se emite a veces como radiación electromagnética (rayos γ) u otras veces expulsando una partícula energética de su interior.

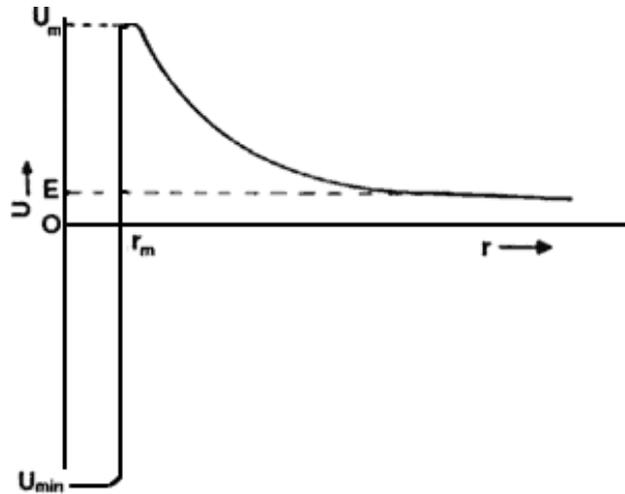


FIGURA 2. Variación de la energía potencial U entre dos núcleos, como función de la distancia de separación entre ellos. Puede interpretarse como el relieve de un terreno. A grandess distancias se repelen porque el declive empuja hacia r grande; pero si se logra pasar por encima de la colina en r_m los núcleos se atraen fuertemente.

En realidad, la situación no es exactamente como se acaba de describir, en el sentido de que no es absolutamente necesario que el núcleo tenga una energía inicial mayor que la altura de la barrera. Esto se debe a un efecto cuántico que se conoce como *efecto túnel* o *penetración de barrera*. Sin entrar en detalle, mencionaremos que a escalas subatómicas las leyes clásicas de la física no son aplicables, siendo reemplazadas por la llamada mecánica cuántica, la cual no determina con certeza el resultado de un experimento; solamente puede dar la probabilidad de que ocurra un cierto evento. Como consecuencia, cuando una cantidad de partículas es lanzada hacia una barrera de potencial, con menor energía que el alto de la barrera, existe cierta probabilidad de que una fracción de ellas pase a través de ésta. Tomando en cuenta este efecto, no es necesario que para conseguir la fusión dos núcleos interactuantes lleguen a sobrepasar la altura de la barrera de Coulomb, que en el caso de dos deuterones asciende a 280 keV. Este hecho permite que las posibilidades de lograr la fusión nuclear se amplíen, ya que las energías requeridas pueden ser comparativamente bajas.

La manera más fácil e inmediata de obtener la fusión de dos núcleos es formando un haz de muchos de ellos por medio de un acelerador de partículas, con energía suficientemente alta como para traspasar la barrera de Coulomb, y hacerlo chocar contra un blanco formado también por núcleos del mismo tipo. Así, se tendrá que algunos de los núcleos llegarán a fusionarse. Con este mecanismo indudablemente se tendrá una liberación de energía nuclear pero será mucho menor que la energía que tuvo que invertirse en producir el haz. Este tipo de fusión tendrá valor únicamente como método para conocer los parámetros experimentales necesarios para lograr la reacción, pero nunca podrá usarse para producir energía neta. Uno de los parámetros que se obtienen con este tipo de experimentos es la sección eficaz o sección recta de colisión. Esta cantidad es muy usada cuando se producen choques entre dos partículas, y lo que mide es esencialmente la probabilidad de que, al encontrarse dos partículas, se tenga como resultado una fusión (aunque también se usa en otros procesos). Más específicamente, la sección eficaz representa el área que presenta el interior de un tubo imaginario centrado en una partícula y visto desde un extremo, de modo que, cuando otra partícula que se mueve a lo largo del tubo se encuentra dentro de él,

se da la fusión pero no si está fuera. Este parámetro depende de la velocidad relativa de las partículas, que, si se mueven muy rápido, la distancia de acercamiento para conseguir la fusión será menor que cuando lo hacen lentamente.

Con el procedimiento mencionado se han podido medir las secciones eficaces de las diferentes reacciones de fusión entre núcleos ligeros. Así se conoce qué reacciones tienen mayor sección eficaz y por tanto son más adecuadas para obtener energía de fusión con mayor facilidad. La reacción más fácil de obtener viene de la interacción entre deuterio y tritio (el isótopo del hidrógeno con dos neutrones y un protón). Simbólicamente se escribe,



lo que significa que la unión de un núcleo de deuterio  con uno de tritio resulta en un núcleo de helio 4 más un neutrón libre. Los números entre paréntesis indican la energía que adquiere cada una de las partículas como resultado de la fusión. Otra reacción importante que tiene una sección eficaz algo menor es la de dos deuterones, la cual puede tener dos resultados, cada uno con 50% de probabilidad:



En el primer caso se tiene helio-3 (el isótopo con un neutrón y dos protones) y un neutrón, mientras que en el segundo se produce tritio y un protón. Como se puede observar, estas reacciones producen menos energía que la anterior. Sin embargo son de gran importancia porque el deuterio ocurre de manera natural en una proporción de una parte en 6 500 de hidrógeno, de manera que en el agua es muy abundante y alcanzaría para satisfacer las necesidades energéticas del mundo por mil millones de años. La separación del deuterio del agua se hace con un proceso bien conocido y relativamente barato. En contraste, el tritio no existe de manera natural (decae en un tiempo medio de 12.3 años) y tiene que ser creado artificialmente, como por ejemplo al fusionar dos deuterones, según se muestra arriba.

Existen muchas otras reacciones, todas ellas con menores secciones eficaces, y para lograrlas se necesitan mayores velocidades de impacto. Algunas de las más frecuentemente citadas son,



En la última se producen tres núcleos de helio-4 (llamados también partículas α), cada uno con 2.89 MeV de energía, al fusionarse un protón con un núcleo de boro. Una ventaja de esta reacción, al igual que de la primera de ellas, es que todos los productos son partículas cargadas y no se tiene neutrones. Esto es conveniente desde dos puntos de vista: 1) de las partículas cargadas se puede extraer su energía cinética desacelerándolas en campos eléctricos, lo que daría una fuente de energía eléctrica directa, sin necesidad de pasar por un ciclo térmico; 2) al no haber neutrones se elimina el problema de activación radiactiva de las paredes del reactor, y se incrementa la seguridad. En la figura 3 se muestran las secciones eficaces de las diferentes reacciones mencionadas como función de la energía cinética de los núcleos iniciales. Se puede apreciar que la reacción D-T es, con mucho, la más fácil de conseguir (nótese la escala logarítmica, o sea, en potencias de diez), sobre todo a bajas energías.

Aunque la reacción D-T produciría gran cantidad de neutrones muy energéticos que tendrían que ser atendidos de manera especial, se ha pensado en ella como la que será utilizada en la primera generación de reactores de fusión, ya que es la más accesible. A medida que la tecnología vaya mejorando y sea factible lograr las reacciones de secciones eficaces menores con relativa facilidad, se podrá pensar en emplear las que no producen neutrones, en ocasiones llamadas de *combustibles avanzados*. Por lo pronto, se ha pensado en obtener el tritio necesario para un reactor D-T, usando los mismos neutrones que resulten de la reacción D-T, a través de otra reacción dada por,



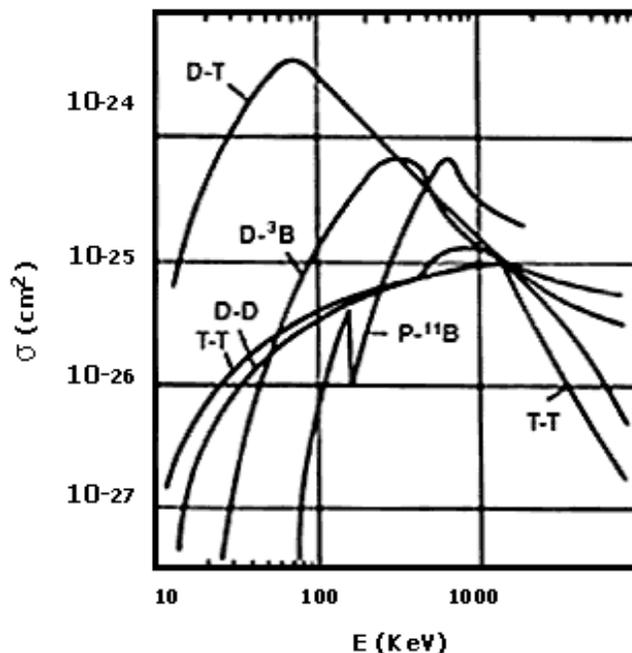


FIGURA 3. Sección eficaz σ para la diferentes reacciones de fusión que se indican, en función de la energía cinética que tienen los dos núcleos antes de la reacción. La escala es logarítmica (en potencias de 10). La reacción más fácil de conseguir (la de menor σ) es la de deuterio con tritio.

Para ello se rodearía al reactor de un *cobertor* de litio, que tendría la doble función de absorber neutrones y generar tritio, y además produciría energía adicional que se sumaría a la de la reacción **D-T**. De esta manera, el combustible primario sería el litio (además del deuterio), y sólo sería necesaria una cierta cantidad de tritio para iniciar la reacción. Un detalle adicional es que el litio natural está compuesto de dos isótopos ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$ cuyas proporciones son 7.4% y 92.6%, respectivamente, por lo que es conveniente hacer uso del isótopo pesado por medio de la siguiente reacción endotérmica (o sea que absorbe en vez de generar energía), que sería inducida por los neutrones energéticos de la reacción **D-T**:



El neutrón liberado estaría entonces disponible para la reacción del ${}^6\text{Li}$. Cabe mencionar que hay evidencias de que las reservas de litio en nuestro planeta son lo bastante extensas como para no tener que preocuparse por su abasto.

Ahora bien, ¿cómo se puede producir energía por fusión con base en las reacciones descritas, de manera eficiente? A fin de producir mayor energía de la que se invierte es necesario asegurarse de que siempre haya una gran cantidad de núcleos que estén en condiciones de acercarse lo suficiente como para fusionarse casi simultáneamente. Esto sólo se puede lograr eficientemente si se encierra en cierta región un gas compuesto por los átomos requeridos (combustible) y se mantiene confinado bajo las condiciones necesarias para producir fusión, por un tiempo suficientemente largo. Las condiciones del confinamiento dependen del tipo de enfoque adoptado y se pueden dividir en *frías* y *calientes*. En el siguiente capítulo se describirán estas posibilidades con detenimiento. Lo que es importante mencionar aquí es que, a fin de que la energía producida por las reacciones en el gas pueda compensar las pérdidas que se produzcan y ser reutilizada para mantener las reacciones en marcha, es necesario que: 1) la densidad de partículas del gas no sea muy baja y 2) el tiempo medio para las pérdidas de energía no sea muy corto. Las condiciones que establecen qué tanto es *densidad baja* y *tiempo corto* se pueden

expresar en términos de un criterio de *emparejamiento* (igualdad de pérdidas y ganancias). Lo que esto expresa es que el producto de la densidad, n , por el tiempo de confinamiento de la energía, t_E , debe ser mayor que una cierta cantidad que depende de la temperatura del gas, T , y de la eficiencia de conversión de energía de fusión a energía útil, E , así como del tipo de mecanismo usado para tener fusión,

$$n \cdot t_E > \text{factor}(T, \epsilon)$$

Por ejemplo, en la fusión *caliente* de D-T el valor mínimo de este factor para una eficiencia $E=0.4$ es $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}\text{s}$, que ocurre a $T=3 \times 10^8 \text{ oK}$. Con esto notamos que es importante poder tener bien confinado al gas reactante.

Para medir la producción de energía, a menudo se utiliza un parámetro Q , que representa la ganancia y se define como $Q = (\text{energía producida por fusión}) / (\text{energía total invertida})$. Para que la fusión pueda ser utilizable se requiere que Q sea mayor que uno. El criterio de emparejamiento se expresa en estos términos como $Q = 1$, y es la primera meta que se debe alcanzar.



[Nota 2] 

2. MeV es un millón de electron-volts (eV), keV es mil eV, y 1 eV equivale a la energía que adquiere un electrón al colocarlo en un potencial de un volt. Numéricamente $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ Joules}$.

Inicio |

3. Sólo los protones, que tienen carga eléctrica positiva, contribuyen a esta fuerza pues los neutrones no tienen carga.

Inicio |

4. Se llama isótopos a los átomos que tienen el mismo número de protones que un cierto elemento pero distinto de neutrones

Inicio |

[Nota 5] 

5. Los números de los superíndices representan el número de nucleones del núcleo, o sea, su número de masa. El número total de nucleones debe ser el mismo antes y después de una reacción.

Inicio |

III. DIFERENTES ENFOQUES PARA CONSEGUIR LA FUSIÓN NUCLEAR

SE HA mencionado en el capítulo anterior que sería totalmente inútil tratar de producir energía de fusión por medio de haces o rayos de núcleos acelerados, pues con ello se consumiría mucha más energía de la que se genera. Antes de describir los otros métodos que tienen la posibilidad de ser eficientes, delinearemos los argumentos que hacen descartar esta opción. Supongamos que uno de los grupos de núcleos se encuentra estático dentro de un gran recipiente de longitud L , y el otro grupo forma un haz acelerado que lanzamos hacia el interior de dicho recipiente. Al moverse los núcleos del segundo grupo a través del primero irán encontrando a su paso núcleos con los que pueden o no llegar a fusionarse, dependiendo de la distancia a que se encuentren al darse la interacción. Como hemos visto, la probabilidad de que ocurra la fusión está representada por la sección eficaz, de modo que si ésta es pequeña el núcleo tendrá que recorrer una gran distancia dentro del recipiente para llegar a encontrar otro núcleo con el cual se pueda dar una fusión. Por supuesto que cuanto mayor sea la densidad de núcleos estáticos habrá más probabilidad de que se dé el encuentro y que éste resulte en una fusión. Entonces, la distancia que tiene que recorrer una partícula, en promedio, para poder llegar a reaccionar (llamada comúnmente camino libre medio) es inversamente proporcional a la sección eficaz, σ , y a la densidad de partículas: $L_{cm} = 1/(\sigma n)$. Resulta que, para el valor máximo de σ (en la reacción D-T) y una densidad típica de 10^{14} partículas por cm^3 , el valor mínimo de L_{cm} es 20 000 km. Lo que esto quiere decir es que para que haya suficiente producción de energía por las partículas aceleradas, la longitud del recipiente debe ser mayor o igual a 20 000 km, esto es, semejante al diámetro de la Tierra. Por supuesto será muy difícil construir un aparato de estas proporciones.

Se podría pensar que si se usa una densidad de partículas bastante mayor se podría reducir considerablemente el tamaño del recipiente, pero entonces otro problema empieza a ser importante: los efectos de colisiones atómicas y coulombianas (o sea, debidas a los campos eléctricos o de Coulomb). Aunque estas colisiones dan lugar a cambios de energía muchísimo menores que las producidas en un evento de fusión, son también mucho más frecuentes porque su sección eficaz es muy grande. Por tanto estas interacciones hacen que las partículas aceleradas vayan perdiendo energía en distancias relativamente cortas, especialmente si la densidad de las partículas estáticas es elevada. Con esto ya no habría energía suficiente para producir la fusión.

La impracticabilidad de este método también puede ser entendida en términos del criterio de emparejamiento descrito anteriormente y de acuerdo con el cual el valor mínimo que debe tener el parámetro $n \cdot t_e$ es del orden de 10^{14} s/cm^3 , de modo que si la densidad es 10^{14} partículas/ cm^3 entonces el haz debe de permanecer dentro del recipiente durante 1 segundo. Como la energía cinética de los núcleos debe ser de 100 keV, la velocidad es $3 \times 10^8 \text{ cm/s}$ y la distancia recorrida en 1 segundo tiene que ser $d = v \cdot t = 3 \text{ 000 km}$. Otra vez fuera de proporción con las dimensiones de un reactor.

Con esto queda claro que debe pensarse en mecanismos alternos que generen energía por fusión de manera eficiente. En el capítulo anterior ya se habló de que existen enfoques *fríos* y *calientes*. El uso de estos términos es relativo ya que al referirse al frío se piensa en gases a la temperatura ambiente, pero lleva ese nombre en contraste con los métodos calientes donde las temperaturas alcanzan varias decenas de millones de grados. En ambos casos se trata de mantener un gas confinado en una región, de forma que el criterio de emparejamiento se satisfaga. El gas debe estar ya compuesto de las dos especies reactantes (o una sola en caso de ser reacciones D-D o T-T las que se deseen) y se debe buscar iniciar el proceso de fusión, lo que ocurre de distinta manera en las dos alternativas.

Describiremos primero los enfoques calientes, en primer lugar porque fueron los primeros en utilizarse y en segundo porque son los más desarrollados. Ya se sabía desde el primer tercio de este siglo que la fusión es la fuente de energía del Sol, pero el primer ejemplo concreto que se tuvo de que esta fuente, capaz de producir grandes cantidades de energía, puede de verdad estar a nuestro alcance fue, lamentablemente, como en muchos otros casos, en el ramo militar: la aparición de la bomba de hidrógeno o bomba H. Para obtener una gran cantidad de reacciones de fusión en un tiempo muy corto y que la energía se libere de manera explosiva, lo que se hace es comprimir un gas de deuterio (hidrógeno pesado) encerrado en una cavidad produciendo una implosión (lo opuesto a una explosión). Con esto se transmite gran cantidad de energía a los núcleos de deuterio y se obtienen temperaturas extremadamente altas, de modo que es posible traspasar la barrera de Coulomb y producir la fusión. En el caso de la bomba H, esto se logra mediante la detonación previa de otra bomba, una bomba atómica (o sea de fisión nuclear). La energía impartida por ésta es suficiente para que los átomos (o núcleos) de deuterio

produzcan reacciones de fusión en número bastante elevado. Cuando las temperaturas son muy altas no se tiene el problema de las colisiones atómicas y coulombianas mencionado anteriormente porque su sección eficaz decrece al aumentar la velocidad (proporcional a la temperatura). En este proceso las densidades son relativamente grandes, lo que aumenta la eficiencia.

Las bombas mostraron que es posible tener energía de fusión, pero esta energía no puede ser aprovechada con fines pacíficos ya que se produce sin control alguno. La finalidad de la investigación actual sobre la fusión es lograr un mecanismo que la controle, de manera que pueda ser utilizada a voluntad. En este caso la idea sigue siendo calentar un gas hasta temperaturas muy altas, pero manteniendo el control del número de reacciones de fusión. A esta aproximación a la fusión se le llama fusión termonuclear, ya que se aprovecha el movimiento térmico de las partículas para que las colisiones entre ellas den lugar a la fusión. El gran objetivo de muchos científicos es lograr la fusión termonuclear controlada.

Cuando se eleva la temperatura de un gas a valores muy altos las partículas del gas, que normalmente son eléctricamente neutras (formando átomos o moléculas), dejan de serlo, pues los fuertes choques entre partículas hacen que los electrones se desliguen de sus núcleos. A este proceso de pérdida de electrones se le llama ionización y al átomo con déficit de electrones, ion. El nombre que dan los físicos al gas ionizado es plasma. Este en conjunto es por lo general eléctricamente neutro, pero debido a que contiene dos especies de partículas cargadas su comportamiento es muy diferente y más complejo que el de un gas sin ionizar. El estudio del plasma es fundamental para la investigación sobre la fusión termonuclear, y por ello el desarrollo de estas dos disciplinas ha ido de la mano durante los últimos 30 años. Antes de que comenzara el gran interés por la fusión el conocimiento de los plasmas era muy limitado, habiéndose estudiado sólo en relación a problemas de física espacial y tubos de descargas eléctricas.

Tanto en los gases no ionizados como en los plasmas, las partículas componentes se mueven continuamente, con velocidades muy variadas. Si uno pudiera contar cuántas partículas se mueven con una velocidad dada y se graficaran estos números para todas las velocidades se obtendría una curva como la de la figura 4, que muestra la distribución de velocidades para un gas en equilibrio térmico. A esta distribución se le llama *función de distribución de Maxwell* o simplemente *maxwelliana*, y resulta ser la función que obedece cualquier sistema que ha llegado a evolucionar libremente hasta alcanzar un estado de equilibrio (donde ya no cambia con el tiempo). La característica es que presenta un pico que indica que gran parte de las partículas se mueven con velocidades muy parecidas, alrededor de la llamada velocidad térmica, v_t . Su posición y anchura dependen de la temperatura del gas. Sin embargo, hay que hacer notar que también existen partículas con velocidades muy altas en la cola de la distribución. Aunque en bajo número, su presencia es importante en la fusión.

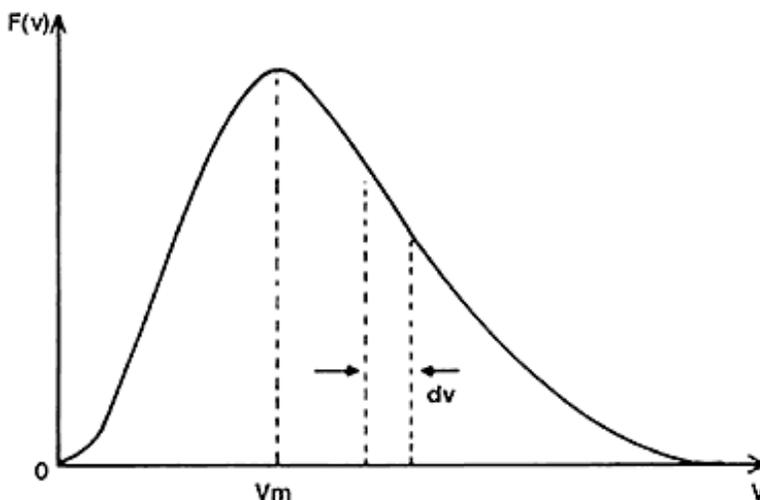


FIGURA 4. Función de distribución de velocidades maxwelliana para los átomos (o moléculas) de gas en equilibrio térmico. La velocidad térmica v es la que tiene la mayoría de los átomos, y es casi igual a la velocidad del máximo de la distribución v_m .

La probabilidad de fusión para un plasma maxwelliano tiene que ser obtenida considerando todas las partículas, así que hay que promediar la sección eficaz (que nos mide la probabilidad para una velocidad dada) sobre una distribución maxwelliana. En realidad el promedio que más interesa es el del producto de la sección eficaz s por la velocidad de las partículas v , que denotamos por $\langle sv \rangle$, pues esto mide la probabilidad de reacción por unidad de tiempo. En la figura 5 se muestra esta cantidad en función de la temperatura de la maxwelliana utilizada en el promedio, para las mismas reacciones consideradas previamente. En el caso de la temperatura se emplean unidades de energía en lugar de grados pues hacerlo da una mejor idea del nivel de agitación que tienen las partículas que componen el plasma ⁶ y además permite compararla con las energías de las partículas individuales. Comparando esta gráfica con la de la figura 3 se nota que el pico en la probabilidad de reacción ocurre a temperaturas mucho menores que las energías del pico de la sección eficaz; por ejemplo, para D-T se tiene 60 keV contra 120 keV, respectivamente. Se observa también que la probabilidad de reacción para D-T es todavía razonable a temperaturas de 20 keV. Esto es un reflejo de la presencia de las partículas de la cola de la distribución maxwelliana y muestra la ventaja de usar un plasma en lugar de haces de partículas energéticas.

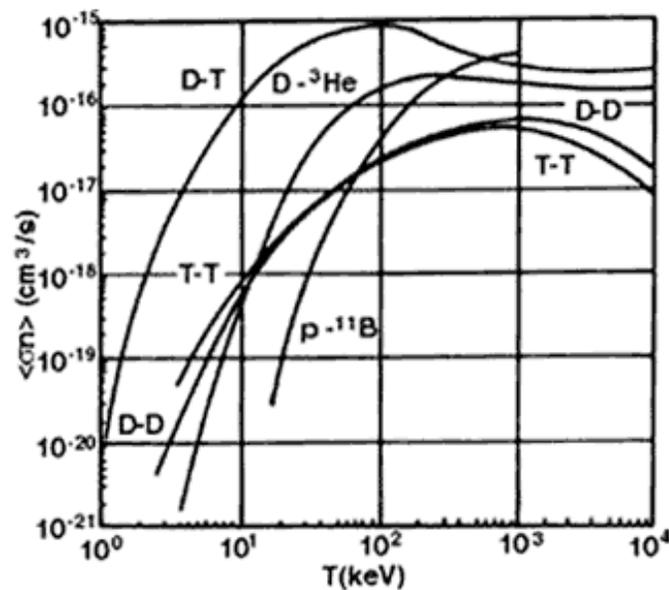


FIGURA 5. Tasa de reacción σ para las principales reacciones de fusión, como la temperatura del gas.

La potencia de fusión generada en un plasma termonuclear será proporcional al número promedio de reacciones por unidad de tiempo (determinado por la probabilidad de reacción y la densidad de las partículas reactantes) y a la energía liberada por la reacción. Según el combustible utilizado, la potencia será mayor o menor; otra vez, la máxima potencia se alcanza con la mezcla **D-T**, ya que la probabilidad de fusión y la energía generada son grandes en relación a otras reacciones. Parte de esta potencia será utilizada para mantener al plasma caliente, y generalmente es la que llevan las partículas alfa, ya que son las más fáciles de controlar. La potencia restante puede ser utilizada para generar electricidad.

El criterio de emparejamiento referido con anterioridad puede ser formulado en términos más específicos para un plasma termonuclear. Es necesario señalar que las altas temperaturas requeridas en el plasma hacen que toda esta energía térmica no pueda ser contenida más que por un tiempo finito, al que se llama tiempo de confinamiento de energía, t_E . En términos de t_E se puede establecer la condición para que la ganancia de energía se empareje con las pérdidas. La energía perdida viene de la energía térmica que se escapa y de la radiación electromagnética emitida, mientras que la única fuente de energía es la que se genera por fusión. Si toda la energía que llega a la pared del aparato (la pérdida más la generada) es captada y se convierte en energía útil con una eficiencia e , el resultado de este proceso tendrá que ser mayor o igual que la energía que hay que suministrar al plasma para mantenerlo activo, a fin de que las pérdidas no dominen a las ganancias. Esta condición puede expresarse como,

$$n t_E \geq \frac{3T}{[P_F (\epsilon/1 - \epsilon) - P_R] / n^2}$$

donde P_F y P_R son las potencias de fusión y radiación, respectivamente, y T la temperatura en unidades de energía. El lado derecho de esta relación depende sólo de la temperatura, para una eficiencia dada. A esta condición se le llama *criterio de Lawson*, que fue quien primero estableció las condiciones de equilibrio de pérdidas y ganancias.

Otro concepto que se maneja con frecuencia en relación a los balances de energía es el de *ignición* o encendido de un plasma. Se dice que un plasma termonuclear ha alcanzado el estado de encendido cuando la energía de fusión producida (o parte de ella) puede ser reabsorbida manteniendo la temperatura constante. El plasma habrá llegado entonces a una situación autosostenida, donde ya no es necesario que se suministre energía del exterior. La condición de encendido es más fuerte que el criterio de Lawson para el emparejamiento de pérdidas y ganancias. Si se supone que las partículas alfa son las únicas que pueden quedar dentro del plasma y darle su energía, con potencia P_α , el criterio de encendido es,

$$n t_E \geq \frac{3T}{[P_\alpha - P_R] / n^2}$$

En la figura 6 se muestran los dos criterios en función de la temperatura, para la reacción deuterio-tritio. El régimen de operación de un reactor termonuclear debe quedar arriba de estas curvas; o sea, T en el rango 10-20 keV, y $n \cdot t_E$ del orden de 10^{14} seg/cm³ o mayor.

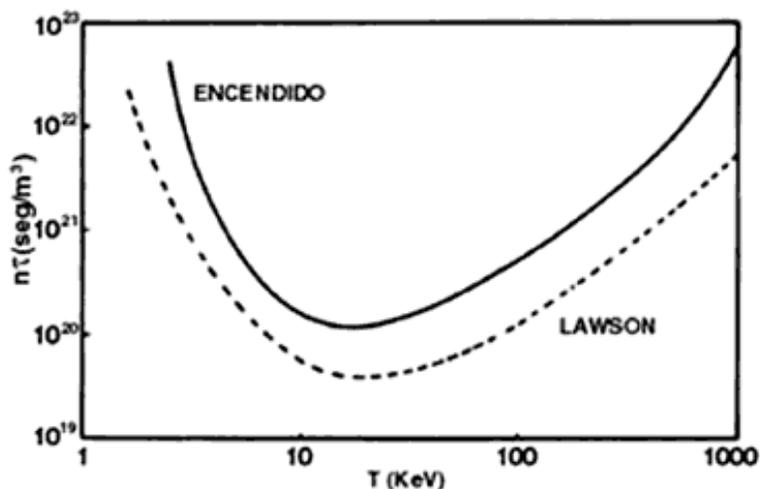


FIGURA 6. Valores del producto de la densidad del plasma n por el tiempo que permanece confinada su

energía τ , necesarios para el emparejamiento de pérdidas y ganancias (criterio de Lawson) y para el encendido, ambos en función de la temperatura del plasma.

Para satisfacer estos requerimientos se puede escoger entre, tiempos de confinamiento de energía pequeños pero densidades grandes, o tiempos de confinamiento largos a densidades moderadas. En el primer caso se obtienen plasmas muy calientes confinados por su propia masa, por lo que se llama *confinamiento inercial*. En el segundo caso, para mantener al plasma confinado por "mucho" tiempo se emplean campos magnéticos, pues éstos actúan sobre las partículas cargadas que forman el plasma; éste es el *confinamiento magnético*. Ambos enfoques serán tratados con detenimiento en capítulos subsecuentes por lo que aquí nos limitaremos a mencionar las ideas básicas de cada uno ellos.

En el confinamiento inercial se usa un mecanismo similar al que opera en una bomba de hidrógeno pero a microescala. La idea es formar pequeñas pelotillas de combustible fusionable (D, o D-T) e irradiarlas uniformemente con alguna fuente de energía desde el exterior para calentarlas. Al comprimirse el material de la pelotilla, alcanzará temperaturas muy altas en su centro por un tiempo muy corto; del orden del tiempo de confinamiento inercial. Este tiempo está determinado por la tendencia a expandirse libremente de un gas que no está encerrado, pues es la expansión la que termina con el confinamiento. Lo único que detiene o retarda la expansión es la masa de las partículas del gas ya que si no tuvieran masa se expandiría instantáneamente; de ahí

el nombre *inercial*.⁷ La velocidad de expansión es del orden de la velocidad del sonido en el gas, v_s , pues ésta es la velocidad a la que se propaga una perturbación de presión en ese medio. Por esta razón el tiempo de confinamiento $t_i = R/v_s$ en una pelotilla de radio R disminuye al aumentar la temperatura (dado que $v_s \sim \sqrt{T}$).

Los tiempos de confinamiento típicos de este esquema son del orden de picosegundos (billonésimos de segundo) y las densidades entre 10^{25} y 10^{26} partículas por cm^3 . Los diámetros de las pelotillas que se usan son de centenas de micras. Para poder concentrar la gran cantidad de energía necesaria sobre blancos tan pequeños se necesita una concentración de energía muy elevada. Esto se ha estado tratando de lograr disparando hacia las pelotillas haces energéticos uniformemente distribuidos alrededor de ellas. Cuatro tipos de haces se han estado investigando: 1) láseres de alta potencia, 2) electrones relativistas, 3) iones pesados y 4) iones ligeros. Los experimentos más avanzados hasta la fecha son los realizados con láseres. Estos son fáciles de propagar y enfocar sobre el blanco, pero su eficiencia eléctrica es baja. En contraste, los haces de iones y electrones tienen eficiencias aceptables, pero es difícil enfocarlos sobre el blanco.

La combinación alternativa para satisfacer el requerimiento sobre el producto $n \cdot t_E$ (tiempos largos y densidades bajas) tiene otras limitaciones. Si la densidad es demasiado baja la potencia producida sería muy pequeña y se necesitarían volúmenes enormes, difícilmente realizables, para producir las potencias eléctricas deseadas (10^9 watts). Además, no es posible lograr tiempos de confinamiento muy grandes debido a que los plasmas termonucleares no están generalmente en equilibrio térmico, por lo que son, en el mejor de los casos, ligeramente inestables. Las inestabilidades internas dan lugar a lo que se llama *transporte anómalo*, lo que origina pérdidas de energía rápidas, y limita el tiempo de confinamiento. Estas y otras consideraciones, tales como la carga de potencia máxima que pueden soportar las paredes del aparato (lo cual pone un límite superior a la densidad), llevan a considerar valores de $t_E \approx 1$ segundo y $n = 10^{14}$ a 10^{15} partículas por cm^3 . Con esto uno se puede dar una idea de lo que quiere decir *tiempos largos* en fusión. Con respecto a las densidades, se puede comparar con la densidad del aire a temperatura ambiente, que es de 10^{19} partículas/ cm^3 ; o sea que en este caso se emplean valores unas cien mil veces menores, mientras que en confinamiento inercial se requieren densidades un millón de veces mayores que la del aire.

Para conseguir estos parámetros se debe encerrar el plasma en algún recipiente hermético, pues en relación al exterior las condiciones son casi como del vacío. Sin embargo, hay que evitar en la mayor medida posible que entre en contacto con las paredes del recipiente, pues alcanza una temperatura altísima y la interacción con la pared lo enfriaría y contaminaría fuertemente con el material de ésta, además de que puede llegar a fundirla. Por esta razón es necesario confinar el plasma mediante campos magnéticos, los cuales constriñen el movimiento de las partículas cargadas, limitando así el volumen que ocupa. Se puede tener una idea de la magnitud de los campos magnéticos requeridos, si se reconoce que un campo magnético ejerce presiones sobre la materia de la misma forma que lo hace un fluido. Esta presión magnética depende del cuadrado del tamaño del campo y un

campo magnético de 1 Tesla⁸ equivale a tener tres atmósferas de presión. Ahora, para un plasma de densidad 10^{14} partículas/ cm^3 y temperatura de 10 keV la presión, $p = n \cdot T$, es de 2 atmósferas. El tamaño relativo de estas

presiones se mide a través de un parámetro llamado beta (β),

$$\beta = \frac{nT}{B^2 / (8\pi)}$$

donde B es la magnitud del campo magnético. Para que el campo magnético pueda dominar al plasma, β debe ser menor que uno por lo que el mínimo valor de B es algo menor que 1 Tesla. Sin embargo, existen problemas de estabilidad del plasma cuando β es del orden de uno, por lo que los esquemas de confinamiento actuales consideran betas de entre 0.05 y 0.1 en un reactor. Esto requiere de campos magnéticos de 2 a 5 Teslas que son muy difíciles de conseguir y sólo pueden mantenerse por tiempos cortos, a menos que se usen bobinas superconductoras.

Los diseños de reactores de fusión basados en el confinamiento magnético y que toman en cuenta las limitaciones tecnológicas mencionadas arriba consideran potencias de operación en la vecindad de 100 watts/ cm³. Por lo tanto, para tener una planta eléctrica de 1 000 Mwatts, el reactor necesitaría tener un volumen de 300 m³, si la eficiencia de conversión de energía térmica a eléctrica se toma de 30%. Se puede notar entonces que se necesitan plasmas termonucleares muy grandes para este esquema. El confinamiento magnético es el que más ha sido desarrollado durante las tres últimas décadas y por ello es el que tiene mayores posibilidades de éxito.

Nos resta solamente mencionar en qué consiste el enfoque frío a la fusión nuclear. La idea fue sugerida hace más de 40 años pero sólo recientemente se ha empezado a considerar como una alternativa viable. En lugar de hacer chocar núcleos aislados para vencer la barrera de Coulomb se trata de acercarlos formando una molécula especial en la que la separación internuclear es muy pequeña. Cuando están muy juntos por un tiempo largo es bastante probable que se pueda traspasar la barrera de Coulomb debido al efecto túnel o de penetración de barrera (ver el capítulo IX). Así pues, en lugar de aumentar la energía de los núcleos a valores muy grandes, como en la fusión termonuclear, se trata de mantenerlos muy cercanos hasta que se dé la penetración de barrera. El punto clave es cómo se forma una molécula "compacta", con los núcleos muy juntos.

A reserva de que se explique mejor el mecanismo de la fusión fría en un capítulo posterior, mencionaremos aquí que para lograr el objetivo anterior se utiliza un tipo de partículas elementales llamadas mesones mu (μ) negativos o simplemente muones. Estas partículas toman el lugar del electrón en una molécula normal, pero como su masa es 200 veces mayor que la del electrón, su órbita es más cerrada lo que a su vez hace que los núcleos queden 200 veces más cerca. El muon actúa entonces como catalizador para que se pueda llegar a tener la fusión de los núcleos de la "muomolécula". La energía liberada en la reacción es llevada en su mayor parte por el muon, que queda libre, y podría, en principio, formar otra molécula para catalizar otra reacción. El principal inconveniente de este proceso es que el tiempo de vida de un muon es muy corto (dos millonésimas de segundo) y decae antes de poder catalizar más reacciones, lo cual hace que no sea muy eficiente, pues se necesitaría que la energía liberada por las fusiones catalizadas por un muon fuera mayor que la invertida en crearlo. Por ello no se había considerado como alternativa para generar energía. Empero, en los últimos años ha habido avances teóricos y experimentales en relación a la fusión catalizada por muones, que muestran que la eficiencia se puede mejorar considerablemente, lo que ha traído nuevas esperanzas para este tipo de fusión.



[Nota 6] 

6. Para tener un punto de referencia de la magnitud de la temperatura en estas unidades baste mencionar que $1 \text{ eV} = 11\,331^\circ \text{C}$.

Inicio |

[Nota 7] 

7. La inercia es una propiedad que se asigna a la materia (en cierto modo relacionada con su masa) por la cual un cuerpo permanece en reposo o conserva su movimiento rectilíneo uniforme.

Inicio |

[Nota 8] 

8. Como punto de comparación, el campo magnético de la Tierra en estas unidades es del orden de 10^{-5} Tesla, o 10 microteslas.

Inicio |

IV. EL PLASMA Y SU PAPEL EN LA PRODUCCIÓN DE LA FUSIÓN TERMONUCLEAR

DURANTE las tres últimas décadas, la investigación sobre la fusión termonuclear ha estado íntimamente ligada al estudio y entendimiento de los plasmas, y en cierto sentido han formado necesariamente una unidad. Se ha tenido que ir desarrollando la física de los plasmas necesaria para avanzar en el diseño y entendimiento de los experimentos de fusión. Aunque los plasmas ya se estudiaban con anterioridad en relación a las descargas eléctricas en los tubos de vacío y en el estudio del espacio exterior, el advenimiento de los programas de fusión en varios países inyectó un ímpetu extraordinario al trabajo de investigación en esta área. La gran actividad se ha mantenido y el alcance de las investigaciones se ha ampliado con nuevas aplicaciones de los plasmas en otras ramas de la industria.

Como ya se mencionó anteriormente, un plasma es un gas en el que sus componentes están ionizados, es decir, que las moléculas o los átomos que normalmente forman un gas han perdido uno o más electrones. Los electrones permanecen en el gas pero son libres de moverse de manera independiente. Consecuentemente, el gas (ahora plasma) contiene unas partículas con carga positiva y otras con carga negativa. El plasma puede estar ionizado totalmente si todas las partículas están cargadas, o parcialmente, si una fracción de ellas permanece con todos sus electrones, o sea, se mantiene neutra. El hecho de que el gas se encuentre ionizado hace que su comportamiento cambie notablemente, sobre todo porque el efecto de la fuerza eléctrica es de muy largo alcance y hace que las partículas estén acopladas en todo momento; así tiene la capacidad de responder colectivamente a cualquier alteración.

El estudio de un plasma en sí, independientemente de su valor en la fusión termonuclear, es de gran interés por la variedad de fenómenos involucrados en su comportamiento. Tanto macroscópica como microscópicamente, la dinámica del plasma es tan fascinante como compleja. Se presentan en ella fenómenos singulares que en ciertos casos todavía no están bien comprendidos; fenómenos naturales como las Auroras y los relámpagos constituyen algunos ejemplos. En un plasma se puede tener una gran cantidad de ondas de distintas características que comprenden oscilaciones de temperatura, presión, campos eléctricos o campos magnéticos, a diferencia de un gas común en donde sólo hay ondas de presión (sonido). Muchas de estas ondas pueden volverse inestables y crecer indefinidamente, lo que da lugar a un gran número de inestabilidades que pueden afectar fuertemente el estado del plasma. Aquí no explicaremos toda esta gama de fenómenos (lo que podría llenar otro libro) sino sólo aquellos que vayan apareciendo en relación con el problemas de la fusión nuclear.

Hay varias maneras distintas de producir un plasma a partir de un gas. El requisito esencial es suministrarle la suficiente energía para que los electrones ligados a los átomos o moléculas puedan ser desprendidos. Esto se puede lograr, por ejemplo, produciendo una descarga eléctrica a través del gas, o calentándolo hasta temperaturas muy elevadas, o también mediante la incidencia de radiación electromagnética (como la luz) de alta energía. En el primer método se necesita tener un cierto número inicial de electrones para acelerarlos por una caída del potencial (voltaje) establecido dentro del gas. Al chocar los electrones con los constituyentes neutros del gas arrancan un electrón que a su vez es acelerado y se suma a los iniciales. Así se crea una avalancha de electrones que a su paso ionizan cada vez más y más partículas. Este método fue el que primero se utilizó para producir plasmas en el laboratorio, dentro de los tubos de vacío. De hecho, fue de estos dispositivos que surgió el nombre de *plasma* para designar el extraño gas que se observaba. Irving Langmuir bautizó a los plasmas con este nombre, en 1929, por la aparente similitud de los movimientos oscilatorios de los electrones suspendidos en un mar de iones, con el de los cuerpos transportados por el plasma sanguíneo. En los tubos de vacío se produce la caída de potencial por medio de dos electrodos, y el cátodo (el electrodo de polaridad negativa) emite los electrones necesarios para iniciar la descarga. Las descargas eléctricas son las que se utilizan para producir los plasmas de los tubos de neón que se emplean para alumbrar.

Cuando incide cierto tipo de radiación electromagnética sobre un gas, ésta puede liberar electrones de las moléculas o átomos si su energía es igual o mayor que la energía de amarre del electrón. En este caso un fotón (o corpúsculo de luz) es absorbido, cediéndole su energía al electrón. El mecanismo descrito se llama fotoionización y es el que opera en la parte alta de nuestra atmósfera creando una capa conocida precisamente como ionósfera.

La radiación ionizante consta sobre todo de luz ultravioleta, cuya frecuencia es más alta que la luz visible⁹ , y

proviene del Sol. Consecuentemente, la componente ultravioleta de la luz solar es absorbida fuertemente cuando cruza esta capa manteniendo así la ionización y evitando que llegue a la superficie de la Tierra con intensidad.

Un método adicional de obtener un plasma es por medio del calentamiento de un gas, en cuyo caso se incrementa la energía térmica de las moléculas. La temperatura de un sistema puede asociarse microscópicamente con el grado de agitación de las moléculas, las cuales se mueven azarosamente, chocando entre ellas y modificando sus trayectorias. Cuando la temperatura aumenta, las energías de las partículas pueden ser lo suficientemente grandes como para que los electrones ligados sean arrancados en las colisiones entre átomos o moléculas. De acuerdo a este procedimiento se puede pasar de un gas a un plasma simplemente aumentando la temperatura del medio, por lo que puede considerarse como una transición de fase; la secuencia de estados en función de la temperatura será: sólido, líquido, gaseoso y plasma. Por esto, en ocasiones se dice que el plasma es el cuarto estado de la materia.

Existe otra manera un tanto diferente de obtener un plasma, pero que no es aplicable a cualquier gas, por lo que debe considerarse por separado. Se basa en la llamada *ionización de contacto* que se da para elementos muy propensos a perder un electrón, como los alcalinos. Al entrar un gas de estas características en contacto con un material apropiado, éste absorbe el electrón libre de los átomos del gas, quedando así ionizados. Los electrones son reemitidos y pasan a formar parte del plasma. Aunque es claro que estos plasmas no son de utilidad para la fusión nuclear por sus bajas temperaturas y por el tipo de elemento químico que requieren, se han usado para estudiar propiedades básicas de los plasmas en el laboratorio, teniendo un buen control de la situación. Las máquinas que generan plasmas con este método se llaman *máquinas Q* (por producir plasmas en calma que en inglés se dice *quiescent*) y han permitido estudiar con cuidado ondas e inestabilidades en estos medios.

La ocurrencia de plasmas en la naturaleza es bastante más alta de lo que pudiera parecer desde nuestra experiencia en la Tierra. Al ir saliendo de nuestro planeta, ya vimos que nos encontraremos con la ionosfera que es un plasma parcialmente ionizado. De ahí en adelante la mayor parte de la materia que encontremos estará en estado de plasma: el viento solar, la corona del Sol, su interior, las estrellas, el material interestelar, etc. Aparentemente vivimos en un lugar del Universo donde la abundancia de plasma es inversa a la del resto. Los plasmas que podemos ver de cerca sobre la Tierra son creación del hombre; no ocurren naturalmente. La aproximación más cercana a un plasma que podemos tener a nuestro alrededor es el fuego, que en cierto sentido puede considerarse un tipo especial de plasma.¹⁰ .

En contraste, en el cosmos hay plasma en casi todas partes, que desempeña un papel esencial en el comportamiento, la estructura y la evolución del Universo. De toda la variedad de plasmas astronómicos que se presenta, los que más relación tienen con nuestros propósitos termonucleares son los de las estrellas. La razón es que las condiciones del plasma en el interior de una estrella son precisamente del tipo de las que quisiéramos conseguir en un reactor nuclear. De hecho, las estrellas funcionan como gigantescos reactores de fusión termonuclear naturales, generando la enorme cantidad de energía que las mantiene brillando y activas, a partir de la conversión de hidrógeno en helio y posteriormente en elementos más pesados.

En efecto, el proceso de fusión nuclear que tanto queremos llegar a dominar en nuestros laboratorios ha estado operando en todas las estrellas por billones de años. La transformación de hidrógeno en helio en el interior de las estrellas es suficiente para producir toda la energía que necesitan debido al gran potencial de estas reacciones. En una estrella, el confinamiento del plasma no constituye un problema ya que es su propio campo gravitacional el que impide que la materia escape. La existencia de la fusión en las estrellas da una prueba clara de que es posible producir energía por este método de manera "controlada", y ofrece esperanzas de lograrlo en el laboratorio.

Con lo anterior queda claro que producir un plasma para la fusión no es un problema en sí; lo difícil es alcanzar las temperaturas de fusión (cien millones de grados) y controlar el plasma para que toda esta energía no escape. La energía puede perderse de varias maneras. Los procesos más importantes son: *a*) la pérdida de parte del plasma mismo, llevándose consigo su energía (convección); *b*) la transferencia de calor hacia el exterior (conducción); y *c*) la emisión de ondas electromagnéticas (radiación). El primero se puede controlar si se consigue un buen sistema de confinamiento. El último no puede ser eliminado de ninguna manera, pues un plasma tiene todas las cualidades para ser un buen emisor de luz (u otras ondas), así que hay que resignarse a convivir con él. La conducción térmica constituye un problema que todavía no se comprende satisfactoriamente y es quizá el mayor obstáculo que se presenta. A continuación se describirán estos tres mecanismos con mayor detenimiento.

Para entender como radia un plasma caliente debemos fijar la atención en la manera como un átomo emite y

absorbe luz. Consideremos una cierta masa de gas a temperatura no muy elevada, de modo que los átomos no estén ionizados. De acuerdo a la teoría cuántica, la energía total de un átomo sólo puede tomar una serie de valores bien definidos a los que se les llama *niveles de energía*; el nivel con menor energía se denomina *estado base*. Un átomo en su estado base permanecerá así a menos que reciba energía de una partícula, a través de un choque, o de un fotón, en cuyo caso subirá a un nivel de mayor energía; en este estado se dice que el átomo está excitado. Si se encuentra en un nivel de energía superior, tiende a caer a otro estado con menor energía, que generalmente es el estado base, y la energía perdida será emitida en forma de un fotón. A medida que se sube en la secuencia de niveles sus energías se encuentran cada vez más cercanas, y se aproximan a un valor límite: la energía de ionización. En este estado, un electrón deja de estar acoplado al átomo y se convierte en un electrón libre pero sin velocidad (en reposo). Arriba de este valor, la energía deja de ser discreta y se tiene un continuo de niveles, en los que el electrón ya está libre y el átomo ionizado. Además de haber transiciones entre dos niveles discretos de energía, a los que se les llama *estados ligados* porque el electrón está ligado al núcleo, puede haber transiciones entre un estado ligado y uno libre (con energía mayor a la de ionización), o transiciones entre dos estados libres. Las transiciones libre-libre se pueden pensar como que un electrón es dispersado por un núcleo, experimentando un cambio de energía, pero en este caso el fotón emitido ya no se halla limitado a valores discretos; la luz emitida puede formar un espectro continuo (el espectro es la descomposición de la luz en las distintas frecuencias).

Si la temperatura de una masa de gas no es muy alta, de modo que la mayoría de los átomos no estén ionizados, la luz emitida vendrá principalmente de transiciones entre estados ligados de energías determinadas. Entonces el espectro estará formado principalmente por una serie de líneas discretas con energías características del tipo de átomo en cuestión. Así, cada elemento atómico tiene su propio espectro de líneas característico, por medio del cual puede identificarse la presencia de dicho elemento. A través de la espectroscopía puede obtenerse información muy valiosa sobre la composición de un plasma y otras propiedades.

Ahora, en un plasma a temperaturas muy elevadas, en el que todos los núcleos han sido despojados de sus electrones, todas las transiciones son del tipo libre-libre, por lo que se emite un espectro continuo. A esta clase de radiación se le ha llamado *bremstrahlung*, que en alemán significa *radiación de frenado*. La idea es que el retardo o frenamiento de los electrones por las fuerzas eléctricas ejercidas por el núcleo le provoca caer a estados de energía más bajos, emitiendo así radiación. La radiación *bremstrahlung* siempre estará presente y su magnitud aumenta con la temperatura, como se puede esperar. Es por ello que se incluyó en los criterios de Lawson y de encendido descritos en el capítulo anterior. Es conveniente hacer notar que toda la radiación emitida en cualquier punto del plasma puede atravesarlo sin ser reabsorbida, y escapar al exterior. En este caso se dice que el medio (plasma) es ópticamente delgado.

Es importante mencionar aquí el efecto de las impurezas sobre la pérdida de energía, especialmente por radiación. Impureza es cualquier elemento que no forme parte del material reactante (isótopos del hidrógeno) y con número atómico mayor. La presencia de elementos más pesados aumenta mucho las pérdidas por *bremstrahlung*; puesto que la fuerza eléctrica que origina el frenado de los electrones aumenta con la carga del núcleo (Z), y la potencia radiada depende fuertemente del número atómico (crece como Z^2). Además es muy probable que las impurezas no hayan perdido todos sus electrones, de modo que los que quedan en estados ligados pueden emitir radiación en líneas por transiciones ligado-ligado. Esto aumenta las pérdidas por radiación y, por lo tanto, es importante que se mantenga el plasma limpio, libre de impurezas, para lo cual hay que evitar el contacto directo con las paredes del recipiente contenedor.

Este último punto se puede lograr cuando el confinamiento del plasma es adecuado. El problema del confinamiento entra también en relación al otro mecanismo de pérdida de energía mencionado arriba: la convección. Esta cuestión es muy importante, pues la existencia misma del plasma depende del confinamiento. Se ha comentado ya sobre los distintos tipos de confinamiento que se investigan y se ahondará en ellos en capítulos subsiguientes, por lo que aquí no trataremos más este tema.

Las pérdidas de energía por conducción térmica son las que más dolores de cabeza han causado a los físicos de plasmas, debido a su aparente incapacidad para explicarlas y predecirlas. Inicialmente se creía que el transporte de energía por conducción era producido por las colisiones entre partículas, que se van transfiriendo la energía de unas a otras, tal y como ocurre en un gas común y corriente. Sin embargo, desde que se empezaron a realizar los primeros experimentos, especialmente con confinamiento magnético, se encontró que la conducción térmica medida era muchísimo (unas cien veces) mayor que la esperada con el transporte colisional, también llamado

transporte clásico. Fue entonces que se reconoció que este transporte *anómalo* debía ser producido por inhomogeneidades de tamaños muy pequeños que fluctúan en el tiempo, dando lugar a transferencias de energía muy eficientes hacia el exterior. Estas fluctuaciones pueden ser fácilmente producidas en un plasma por alguna de las distintas inestabilidades que el plasma puede desarrollar.

Las fluctuaciones microscópicas de los campos eléctricos y magnéticos que se producen en un plasma y la interacción mutua dan lugar a un estado turbulento. La presencia de turbulencia parece ser un factor ineludible que afecta a todos los plasmas, y su estudio es indispensable para comprender el transporte anómalo. Si se quiere llegar a controlar las pérdidas por conducción necesitamos saber con certeza cuál es su causa, para así idear las maneras de combatirlas. Lamentablemente este problema es sumamente complejo y se ha avanzado poco al respecto a pesar del gran trabajo invertido. Actualmente, éste constituye el tema de mayor actividad en la investigación de plasmas para fusión.

Atendamos ahora la cuestión de las altas temperaturas necesarias en el plasma termonuclear. Está claro que una vez que se haya conseguido tener y confinar un plasma, se debe de continuar dándole energía para incrementar aún más la temperatura. ¿De qué manera se puede calentar un plasma hasta las temperaturas requeridas? Existen varios métodos, algunos más adecuados que otros, según las circunstancias y las características del plasma. Uno de los más comunes se basa en la idea de las descargas eléctricas empleadas para producir al plasma, que se describió previamente. Al crear una diferencia de potencial el campo eléctrico asociado a ésta acelera las partículas cargadas, en este caso los iones y los electrones, que como tienen cargas opuestas se aceleran en direcciones contrarias. La energía que ganan es proporcional al campo eléctrico y a la distancia recorrida. Sin embargo, los iones tienen una masa miles de veces mayor que la de los electrones, así que se mueven mucho más lentamente. Esto ocasiona que los electrones puedan seguir ganando energía más rápidamente que los iones y su velocidad siga aumentando. Esta energía de movimiento se da a lo largo de la dirección del campo eléctrico, pero como las partículas sufren colisiones y se deflectan, se distribuye hacia todas las direcciones, convirtiéndose en energía térmica. Éste es el mismo mecanismo por el cual se calienta un alambre al pasar una corriente eléctrica y se le llama *calentamiento Joule o calentamiento óhmico*. Con este proceso los electrones se calientan más que los iones, lo que no es deseable para la fusión pues son los iones los que deben tener altas energías para que se den las reacciones. Si la densidad no es muy baja y la velocidad de los electrones no es muy elevada, éstos transfieren energía a los iones por medio de los choques, de modo que con el tiempo las temperaturas de electrones e iones tienden a igualarse.

El calentamiento óhmico depende fundamentalmente de las colisiones entre partículas. Debido a la naturaleza de la fuerza eléctrica, la frecuencia de colisiones va disminuyendo a medida que la velocidad de las partículas aumenta. Por lo tanto, este tipo de calentamiento pierde efectividad al ir incrementándose la temperatura. De hecho, no se piensa que se pueda llegar más que a temperaturas de unos cuantos keV, con este método. Otras formas de calentamiento se pueden combinar con éste para alcanzar mayores temperaturas. Entre las alternativas están: la compresión adiabática, la inyección de partículas energéticas y el calentamiento por ondas de radio.

La compresión adiabática se basa en el hecho de que si a un sistema termodinámico (el plasma) se le comprime lo suficientemente rápido como para que el contenido de calor no cambie (proceso adiabático), la temperatura aumenta. Los valores que se alcanzan para la temperatura con este método están limitados por las dimensiones del dispositivo usado en la compresión. Normalmente esto se usa como complemento a un calentamiento de otro tipo, aunque en el confinamiento inercial la compresión es el mecanismo básico tanto para generar como para calentar al plasma. Los otros dos métodos se están empezando a usar extensivamente para llegar a temperaturas de 10 keV o más. En uno se usan átomos neutros acelerados previamente que, al hacerlos penetrar en el plasma, se ionizan y le transmiten su energía al resto de sus partículas. En el otro se lanzan ondas de radio cuyas frecuencias coincidan con alguna de las frecuencias naturales de oscilación del plasma, de modo que pueda entrar en resonancia y absorber la energía de la onda. Estos métodos se discutirán más adelante.

Un problema importante que se presenta con un plasma es cómo medir desde el exterior sus propiedades físicas, como densidad, temperatura, velocidad, etc. El problema de diagnosticar el estado del plasma surge de la imposibilidad de meterse dentro de él, pues se alterarían las condiciones, además de arruinar los aparatos de medición y de contaminar el gas. Por ello se tienen que emplear métodos indirectos de medición, como el análisis de la radiación emitida por el plasma. Para empeorar las cosas, las mediciones tienen que ser hechas en fracciones de segundo, a veces menos de un microsegundo (**10⁻⁶seg**). Para dar una idea del trabajo que representa obtener la más sencilla estimación cuantitativa acerca del estado de un plasma, mencionaremos, sin dar detalles, algunos de

los métodos más usados para su diagnóstico.

Usando la radiación emitida se tienen dos posibilidades de diagnóstico: 1) emisión de líneas (que pueden venir de los iones principales o de impurezas); al analizar su espectro, del ancho de las líneas y las intensidades relativas se puede obtener información sobre la temperatura y densidad de los iones; 2) *bremsstrahlung*, que, por ser emitida por electrones, puede dar información acerca de la temperatura y densidad de éstos. A temperaturas altas en que ya se tengan suficientes reacciones termonucleares, los neutrones emitidos pueden usarse para conocer la temperatura iónica. También pueden conocerse densidades y temperaturas de electrones observando la dispersión (de Thomson) de un haz de luz láser enviado a través del plasma.

Por último mencionaremos que un plasma, al estar formado por partículas cargadas, tiene una respuesta muy fuerte a la presencia de campos eléctricos o magnéticos. En caso de tenerse un campo eléctrico, las partículas de cargas opuestas se separan moviéndose rápidamente para cancelar el campo. Por lo tanto no es posible tener campos eléctricos a gran escala y por tiempos largos dentro de un plasma. Cualquier exceso de carga que aparezca en algún punto será cancelado por una acumulación de partículas de carga opuesta en torno a este punto, y sólo se sentirá su efecto dentro de la región donde se está teniendo la acumulación. El tamaño de esta región está determinado por la longitud de Debye, que es un parámetro característico del plasma que depende de su densidad y temperatura. Por ejemplo, para un plasma termonuclear la *longitud de Debye* es de unas centésimas de milímetro, mientras que para el plasma interestelar alcanza algunos metros. Debido a esta propiedad de *apantallamiento* de cargas eléctricas, el plasma siempre forma un sistema *cuasineutro*, es decir existe el mismo número de partículas positivas que de negativas. Así, aun cuando está formado por partículas cargadas, globalmente el plasma no tiene carga.

La situación con respecto a los campos magnéticos es diferente puesto que éstos en lugar de ser neutralizados modifican el movimiento de las partículas, de forma que sus desplazamientos en dirección perpendicular a la del campo son reducidos. Es por esto que se pueden emplear para confinar plasmas, como se verá en el siguiente capítulo. El plasma a su vez actúa sobre el campo magnético modificándolo, creándose una íntima interrelación entre plasma y campo.



Inicio

9. La energía de una onda electromagnética es directamente proporcional a su frecuencia.

Inicio |

[Nota 10] 

10. Sería un plasma fuera de equilibrio termodinámico en el que continuamente hay ionizaciones y recombinaciones (el proceso inverso), siendo estas últimas las que producen la luz que se emite

Inicio |

V. EL USO DE CAMPOS MAGNÉTICOS PARA CONFINAR UN PLASMA

ES INDUDABLE que el confinamiento magnético es el más avanzado de todos y el que más posibilidades tiene actualmente de constituir la base de un reactor de fusión. Esto no es fortuito, ya que se le ha dedicado gran esfuerzo durante más de tres décadas, habiéndose experimentado con gran variedad de diseños e ideas. Pero antes de describir los diferentes aparatos experimentales analizaremos la capacidad del campo magnético como confinador de un plasma, al que con este fin lo consideraremos como una colección de partículas cargadas y veremos, primero, qué le sucede a una sola partícula al estar dentro de un campo magnético uniforme y homogéneo. La fuerza magnética, o *fuerza de Lorentz*, que siente una partícula con carga q se acostumbra a

escribir en términos de vectores  como $\mathbf{F}_L = q (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$, donde la \times indica producto vectorial, el cual da como resultado un vector (\mathbf{F}_L) que es perpendicular a los dos vectores que se están multiplicando (el de la velocidad, \mathbf{v} , y el del campo magnético, \mathbf{B}). Consecuentemente, una partícula moviéndose en alguna dirección (que no sea la misma de \mathbf{B} , porque entonces \mathbf{F}_L es cero) será desviada continuamente hacia el mismo lado hasta llegar a la misma dirección inicial, completando así una órbita, que se va repitiendo. La magnitud de la velocidad no se altera. Si la proyección de la velocidad a lo largo de \mathbf{B} (componente paralela) es cero, la partícula describe círculos alrededor de una línea de campo, pero si es distinta de cero, la órbita es una hélice que avanza a lo largo del campo magnético, como se observa en la figura 7. El signo de la carga determina en qué dirección es el giro.

El radio de la órbita (llamado *radio de Larmor*) se obtiene de igualar la fuerza de Lorentz a la fuerza centrípeta (la que mantiene a una partícula girando) obteniéndose, $r_g = mvc / qB$ para una partícula de masa m , con velocidad v (c es la velocidad de la luz). Entonces los iones describen órbitas más grandes que los electrones, para una misma velocidad. Nótese que si la partícula está en reposo ($v = 0$), no siente ninguna fuerza y permanecerá así, pero en un plasma el movimiento térmico hace que todas las partículas sean afectadas. Tomando la velocidad más probable de una distribución maxwelliana de partículas (llamada velocidad térmica), se obtiene que los iones de hidrógeno de un plasma termonuclear en un campo de 10 kG (1 Tesla) tienen $r_g = 1$ cm, mientras que para los electrones vale un décimo de milímetro. Esto indica que los últimos se mueven casi únicamente a lo largo de las líneas de campo, cuando dichas líneas son rectas. Los radios de giro son muy pequeños en comparación con las dimensiones de los plasmas confinados para fusión.

De acuerdo a lo anterior, se puede pensar que la configuración más sencilla para confinar un plasma es un sistema de líneas de campo rectas dentro de una cámara cilíndrica. Las partículas sólo se pueden despegar de las líneas de campo una distancia de tamaño r_g , así que no pueden llegar a las paredes de la cámara. Su movimiento es principalmente a lo largo del campo, de modo que el cilindro debe ser muy largo para que las partículas no se pierdan al llegar a los extremos. Para un cilindro de longitud L , el tiempo máximo que una partícula puede estar confinada es, $t = L/v_{\parallel}$, y si queremos que sea del orden de un segundo para una velocidad paralela v_{\parallel} del orden de la velocidad térmica de los iones termonucleares, se necesitaría una longitud de 1 000 km. Puesto que un aparato de este tamaño es imposible de realizar, hay que buscar la manera de cerrar los extremos del cilindro. Como ya vimos, esto no lo podemos hacer con tapas materiales pues es perjudicial la interacción plasma-pared, así que se tiene que modificar el campo magnético en estas zonas para evitar el escape del plasma.

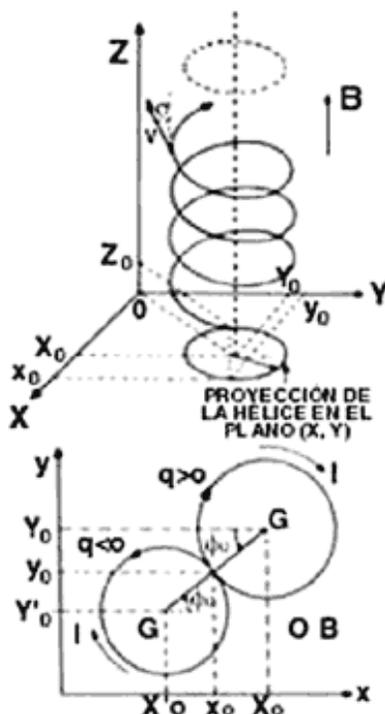


FIGURA 7. (a) Trayectoria en forma de hélice de una partícula cargada que se mueve en un campo magnético uniforme B . (b) La proyección de la trayectoria en un plano perpendicular al campo B es un círculo y la dirección depende del signo de la carga q .

El movimiento circular de una partícula cargada es semejante a tener una espira de corriente eléctrica diminuta, la cual genera un campo magnético en dirección perpendicular al círculo. Este campo resulta ser opuesto al campo original por lo que tiende a reducirlo ligeramente. Así, cada partícula que gira forma lo que se llama un dipolo magnético y es la suma de todos ellos la que disminuye el campo aplicado. En los casos en que el círculo tiene un radio demasiado pequeño para seguirlo en detalle, es más conveniente ver las partículas como dipolos diminutos que se mueven a lo largo de las líneas de campo, forzadas por el mismo campo magnético. La intensidad de un dipolo se mide por el *momento magnético*, μ , de modo que para una densidad de dipolos o de partículas n , la reducción del campo magnético será $B_1 = 4\pi n\mu$. El momento magnético para el caso de una partícula girando aumenta al disminuir el campo magnético de acuerdo con la expresión: $\mu = \mathbf{mv}_\perp^2 / 2B$, donde V_\perp es la componente de la velocidad perpendicular al campo.

Una característica importante del momento magnético es que su valor se mantiene constante si el campo magnético varía lentamente. Además, como la energía cinética, y por tanto la magnitud de la velocidad de la partícula, se mantienen constantes, un incremento de la componente perpendicular debe ir acompañado de una disminución de la componente paralela y viceversa. Con esto en mente, uno podría aumentar la magnitud del campo magnético en los extremos del cilindro para cerrarlo. De esta manera, al acercarse una partícula a la región de campo intenso, su velocidad perpendicular aumenta a fin de mantener μ constante, y consecuentemente la componente paralela disminuye. Si el campo es lo suficientemente intenso la velocidad paralela se anula en algún punto y la partícula empieza a moverse en sentido contrario, es decir se refleja y ya no escapa. Esta configuración funciona entonces como un espejo magnético, y al poner uno de ellos en cada extremo del cilindro se mantiene atrapadas a las partículas del plasma. Esto se muestra en la figura 8.

A pesar de la mejora que se tiene al colocar espejos magnéticos, el confinamiento es todavía incompleto. Por ejemplo, las partículas con velocidad perpendicular nula no giran y sólo se mueven a lo largo del campo sin sentir su efecto, así que no son reflejadas. En general, todas las partículas cuya velocidad paralela, en relación a su velocidad perpendicular, sea mayor que un cierto valor (que depende de qué tanto se incrementa el campo en los extremos), escaparán de la trampa magnética. Esto sólo se podría evitar si el campo magnético se hiciera infinito en los extremos. Aunque hasta ahora no se ha hecho caso de los choques entre partículas, si éstas se incluyen tendrán el efecto de ir cambiando la dirección de la velocidad, de modo que algunas partículas que inicialmente

estaban bien atrapadas aumentarán su velocidad paralela y escaparán.

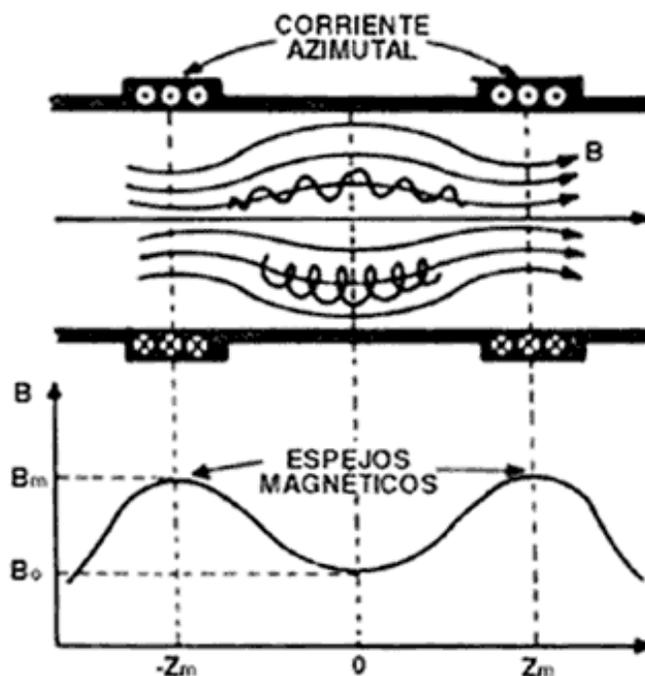


FIGURA 8. Configuración de un espejo magnético formada por dos bobinas separadas que llevan una corriente azimutal; el campo magnético es más intenso en esas zonas y las líneas de campo dejan de ser rectas. Las partículas cargadas quedan atrapadas entre los dos puntos de campo máximo.

Con los espejos magnéticos, las líneas de campo dejan de ser rectas, como se ve en la figura 8, pues de acuerdo a la representación de líneas, éstas se encuentran más juntas donde el campo es más intenso. Las líneas de campo curvas modifican el comportamiento del plasma, entre otras cosas, afectan su estabilidad. Así, la configuración de espejo no es estable cerca del centro de la trampa ya que el plasma, empujado por la fuerza centrífuga que resulta de moverse a lo largo de líneas curvas, puede "abrir" las líneas de campo y escapar. La inestabilidad que aparece es un caso particular de una clase de inestabilidades más general, llamadas gravitacionales. Una inestabilidad de este tipo, y de la cual toman su nombre, aparece cuando se pone un vaso de agua volteado boca abajo en presencia de la gravedad; un fluido denso (agua) es empujado hacia un fluido tenue (aire) por la fuerza de la gravedad. Como sabemos el agua cae porque es más estable la situación en la que el fluido denso se halla debajo del tenue. En nuestro caso se tiene algo equivalente donde la fuerza centrífuga reemplaza a la gravedad.

Para estabilizar la configuración sería necesario eliminar la curvatura o hacer que las líneas se curven hacia el lado opuesto. Se han propuesto varias maneras de lograrlo, entre ellas añadir cuatro barras (barras de Ioffe) al exterior del cilindro, con corrientes en direcciones alternantes, lo que produce que todas las líneas se curven hacia afuera. A esta configuración, mostrada en la figura 9, se le llama de "B mínimo" en vista de que B aumenta a lo largo de cualquier trayectoria que vaya hacia afuera del plasma. Modificaciones de esta configuración son las *bobinas de beisbol* (por la forma de la costura de estas pelotas), y las *bobinas Ying-Yang* (por un símbolo chino) que también se muestran en la figura 9. Posteriormente se tratarán mejores maneras de cerrar un espejo.

El problema de la pérdida de partículas por los extremos de un cilindro se puede resolver de manera alternativa: eliminando los extremos. En lugar de tener una configuración abierta se doblan las líneas de campo y se "une" un extremo con el otro, de modo que las líneas se convierten en anillos y el cilindro en un toroide (en forma de dona). En esta configuración, el campo está en la dirección llamada toroidal (la que circunda al hoyo de la dona), y la dirección perpendicular que rodea una sección menor del toroide se llama poloidal. Al tener una configuración cerrada, las partículas ya no pueden escapar a lo largo de las líneas de campo pero, siendo las líneas curvas, el movimiento se modifica de tal forma que pueden ahora moverse a través del campo. Este movimiento

perpendicular a las líneas se denomina *deriva*, y se presenta siempre que haya una fuerza con una componente perpendicular a **B**.

El movimiento de deriva se puede entender si se analiza la órbita de una partícula en un plano normal a **B** (figura 10). En ausencia de fuerzas adicionales la única fuerza presente es la de Lorentz, que en todo momento apunta al centro del círculo, haciendo que la trayectoria de la partícula se curve siempre en la misma medida hasta formar un círculo. Ahora bien, al haber una fuerza con una componente sobre este plano, se suma vectorialmente con la de Lorentz de modo que, en los puntos donde éstas tienen la misma dirección, la fuerza deflectora se refuerza y la curvatura de la trayectoria es más pronunciada. En cambio, cuando son opuestas la fuerza total es más débil y las partículas se curvan muy poco. Esto da como resultado un desplazamiento neto en dirección perpendicular a la fuerza externa y al campo magnético, de modo que la trayectoria ya no es cerrada. Este movimiento se puede visualizar mejor si se le considera como la superposición de dos efectos: un movimiento circular alrededor de un centro (asociado a una línea de campo), y un movimiento con velocidad constante de este centro (llamado centro guía). La aproximación de centro guía es muy útil para estudiar los movimientos de las partículas en campos más complejos, pues sólo se analiza el movimiento del centro, olvidándose de las órbitas circulares. La velocidad del centro guía, o velocidad de deriva, hace que las partículas se desplacen a través de las líneas de campo magnético. Esta depende de la carga y tiene la forma $\mathbf{v} = c \mathbf{F} \times \mathbf{B} / qB^2$ para una fuerza **F**.

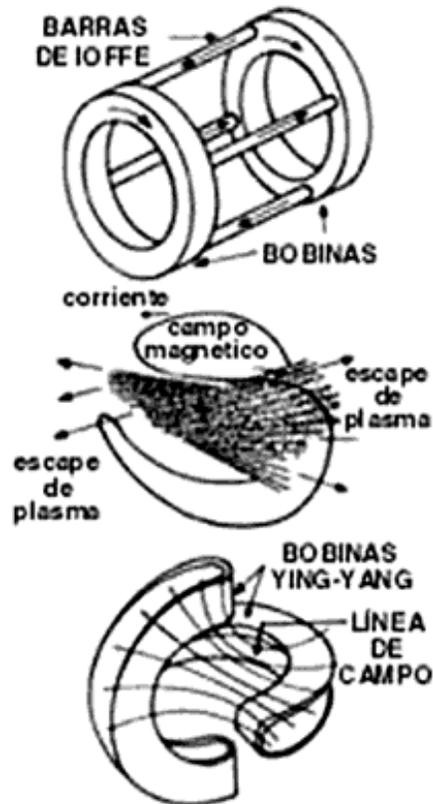


FIGURA 9. Diferentes configuraciones que se han ideado para mejorar la estabilidad de un espejo magnético, con las que se logra que **B** sea mínimo en el centro del plasma, evitando la curvatura cóncava hacia adentro de las líneas de campo.

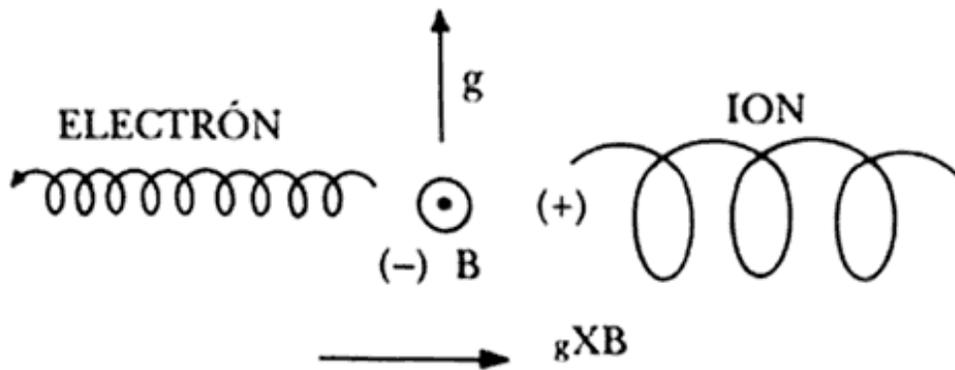


FIGURA 10. La velocidad de deriva producida por la acción conjunta del campo magnético B y una fuerza (gravitacional) g ; la dirección es opuesta para cargas de distinto signo.

El caso en el que las líneas de campo son curvas puede ser analizado con el enfoque anterior ya que las partículas sienten una fuerza centrífuga, F_c , que es la que se combina con B para dar lugar a un movimiento perpendicular a B y F_c . En el caso de una configuración toroidal, se tiene además el efecto de que el campo magnético no es homogéneo, lo que produce otra deriva, parecida a la de curvatura. Estas derivas resultan ser verticales cuando el toroide está en posición horizontal, pero al ser dependientes de la carga, los iones y electrones se mueven en direcciones opuestas. Esto da lugar a una separación de carga, pues los iones se acumulan en la parte superior del toroide y los electrones en la parte inferior (o viceversa), y por lo tanto se produce un campo eléctrico vertical. Este campo, como actúa sobre las partículas con la fuerza eléctrica $F_E = qE$, va a dar lugar a otra deriva, pero esta vez la dependencia con la carga se cancela. El resultado es que todas las partículas, independientemente del signo de su carga, se mueven en la misma dirección, $E \times B$, que es hacia el borde exterior del toroide. Con esto, todo el plasma en conjunto escapa del campo magnético y el confinamiento se pierde. El tiempo que tardaría en perderse el plasma es aproximadamente un microsegundo, por lo que no sería útil como sistema de confinamiento.

Para evitarle al plasma este destino fatal, debe buscarse la manera de que no haya separación de carga, pues así ya no habría campo eléctrico para producir la deriva. Puesto que la deriva de curvatura no puede eliminarse, la única manera de evitar que las cargas de signos opuestos se acumulen en los bordes superior e inferior, es hacer que cada línea de campo recorra el toroide por su parte superior y la inferior. Así, como las partículas siguen principalmente las líneas de campo, en su movimiento alrededor del toroide, parte del tiempo la pasan arriba y otra abajo, y no pueden acumularse en un lugar, a pesar del movimiento de deriva. Este comportamiento de las líneas de campo se puede ver gráficamente si una línea, en vez de formar simplemente un anillo, se enrosca sobre la dona a medida que le da vueltas en dirección toroidal; es como si se juntaran los dos extremos de un resorte. A esta forma de las líneas se le llama helicoidal (de hélice) y se puede lograr si se sobrepone un campo magnético poloidal al campo toroidal existente. El tamaño relativo de ambos campos determina qué tan enroscadas están las líneas, y para medir esto la gente que trabaja en este campo utiliza un parámetro al que llaman q . Una q grande quiere decir que las líneas se enroscan muy poco y el campo es casi puramente toroidal, mientras que si q es pequeña las líneas dan muchas vueltas en dirección poloidal antes de completar una vuelta en dirección toroidal. En general, q no debe ser ni muy pequeña, por razones de estabilidad, ni muy grande, porque tardaría tanto una partícula en ir de arriba a abajo que no se podría evitar la separación de carga.

Al seguir una línea de campo por muchas vueltas alrededor del eje del toroide se va cubriendo una superficie toroidal tubular. A estas superficies, donde están alojadas las líneas de campo, se les llama *superficies magnéticas*. Las superficies que pertenecen a diferentes líneas de campo están anidadas una dentro de otra y todas encierran al *eje magnético*. Este forma una circunferencia y puede pensarse en él como la superficie magnética más interna, que degenera en una línea. Cada superficie magnética puede ser identificada por la distancia al eje magnético, a la que se le llama radio menor. La inclinación de las líneas, medida por q , normalmente varía de una superficie a otra para evitar inestabilidades de gran escala. A esta variación de q con el radio menor se le conoce como cizallamiento. Los conceptos importantes de una configuración toroidal se muestran en la figura 11.

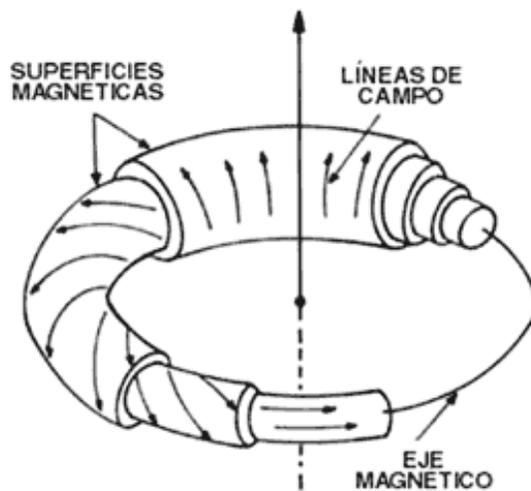


FIGURA 11. Configuración magnética toroidal que muestra las distintas superficies magnéticas (donde una línea magnética está alojada), que encierran al eje magnético. El cillazamiento es la variación de la dirección del campo magnético para diferentes superficies magnéticas.

Existen esencialmente dos conceptos para generar el campo magnético poloidal requerido: con corrientes fuera del plasma, o con corrientes dentro del plasma. Dentro de la primera categoría está la configuración conocida como *stellarator*, en la que se rodea la cámara de vacío toroidal con conductores helicoidales que llevan la corriente, que produce también líneas de campo helicoidales. En el segundo concepto se pueden separar los casos en que la corriente es llevada por el plasma mismo, de aquellos en que se introducen conductores ajenos al plasma. El primer caso está representado principalmente por el *tokamak*, en el cual se produce una corriente toroidal en el plasma para que se genere el campo poloidal, mientras que el campo toroidal es creado por bobinas externas independientes. El segundo enfoque se toma para los *multipolos*, que se forman con arreglos de aros conductores que llevan las corrientes, los cuales pueden mantenerse levitando, o con soportes a través del plasma. Además del tokamak hay muchas otras configuraciones que entran dentro de la misma categoría, como el *esferomak*, el *compresor de campo invertido*, etc., las cuales, al igual que el tokamak, el stellarator y los multipolos serán descritas en los dos capítulos siguientes.

Ahora examinaremos otros conceptos adicionales del comportamiento de un plasma en un campo magnético que pueden ser aplicados en configuraciones abiertas o cerradas. Consideraremos primero el movimiento de una partícula cargada en campos magnéticos heterogéneos, es decir que cambian con la posición, concentrándonos en el plano perpendicular al campo. Sabemos que, si el campo es uniforme, la partícula describe círculos cuyo radio depende de manera inversa a la magnitud del campo magnético. En la figura 12 se muestra el movimiento de iones y electrones cuando se tiene un campo que decrece en una dirección hasta hacerse nulo. Cada línea de campo se representa por un punto y el aumento en la intensidad del campo se muestra aumentando la densidad de puntos. Vemos que en la región donde el campo es más intenso el radio de giro es menor y avanza poco lateralmente, pero donde el campo es débil el gran radio de giro produce grandes desplazamientos. Como resultado hay una deriva del centro guía en dirección perpendicular al campo y a la dirección de variación de B , que va en sentidos contrarios para electrones e iones, similarmente a lo que se obtiene cuando hay una fuerza actuando. Nótese también que cuando una partícula que viene de la región sin campo se mueve hacia donde el campo aumenta, da una fracción de giro para así volver a la región de campo nulo, sin cambiar su energía. El campo magnético actúa entonces como una barrera que impide que las partículas lo penetren, lo que permite mantener al plasma contenido en un volumen dado. En este tipo de confinamiento el plasma debe ocupar una región en la que el campo magnético siempre aumente cuando nos movemos hacia afuera del plasma. Ya nos hemos encontrado una configuración de estas características anteriormente: la de B mínimo producida por los espejos de tipo beisbol o Ying-Yang. Podemos entender mejor ahora porque son mejores estos tipos de espejos magnéticos.

Existen otras configuraciones que usan este principio de B mínimo. Una es el multipolo mencionado antes, en el que las corrientes de los anillos se arreglan de forma tal que el campo poloidal presenta esta propiedad. Otra configuración importante es la del *compresor theta*, que consiste fundamentalmente de un cilindro con un campo magnético axial pero en el que la magnitud del campo es menor en el centro, donde está el plasma, que en la

periferia. La particularidad de esta construcción es que el campo es generado por corrientes del plasma en su periferia, que fluyen en la dirección que va alrededor del cilindro, y no por bobinas. La coordenada que mide esta dirección es un ángulo al que se acostumbra llamar theta (θ), y de ahí el nombre de esta configuración. Ligado a ésta también aparece el efecto de autocompresión que se describirá a continuación.

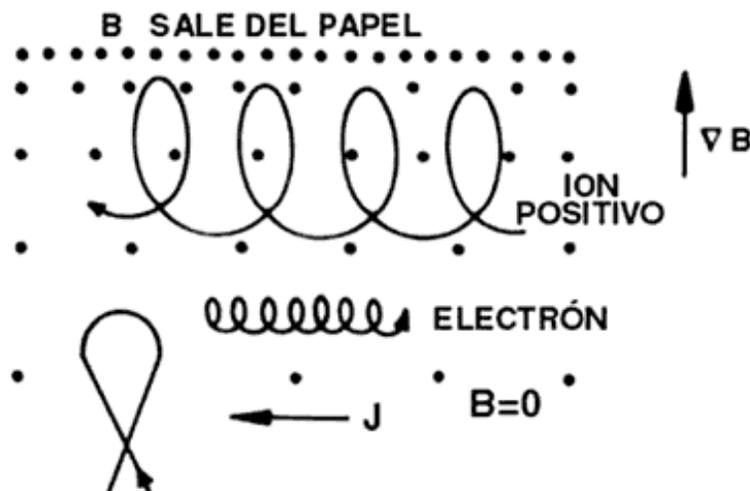


FIGURA 12. Movimiento de partículas cargadas en el plano perpendicular al campo magnético (representado por los puntos) cuando éste va disminuyendo hacia abajo hasta anularse. Se produce una deriva perpendicular a la dirección de variación del campo. Si la partícula viene de donde el campo es cero es reflejada de regreso.

Hasta ahora hemos aceptado que se puede describir al plasma como una colección de partículas individuales, sin interacción mutua, y solamente se ha analizado lo que le sucede a una partícula cualquiera. Alternativamente a esta descripción, se puede considerar al plasma como un fluido en donde lo que interesa es el comportamiento macroscópico de todas las partículas en conjunto. Al hacer esto ya se incorpora en cierta medida el efecto de la interacción de las partículas entre sí. Las ecuaciones que describen el comportamiento del plasma en presencia de un campo magnético desde este punto de vista, son las ecuaciones magnetohidrodinámicas (o MHD). Una de estas ecuaciones representa el balance de fuerzas, notablemente de la fuerza magnética (dada por $\mathbf{j} \times \mathbf{B} / c$, donde \mathbf{j} es la densidad de corriente en el plasma) y la fuerza de presión del plasma, que depende del cambio de la presión con la posición. Generalmente esta última es la que tiende a sacar al plasma de confinamiento pues da lugar a una expansión. La fuerza magnética debe de proporcionar el confinamiento oponiéndose a la de presión, por lo que hay que ajustar las corrientes y campos para este fin.

Consideremos ahora una situación en la que a un plasma cilíndrico se le hace pasar una corriente a lo largo de su eje, aplicándole una diferencia de potencial entre sus extremos. La corriente produce un campo magnético en dirección angular (o acimutal), y en el sentido de las manecillas del reloj, si lo miramos desde donde está fluyendo la corriente. Entonces, un elemento de plasma cualquiera sentirá la fuerza magnética debida a la interacción de la corriente \mathbf{j} , con su propio campo \mathbf{B} . Es fácil darse cuenta de que la dirección de esta fuerza apunta radialmente hacia el interior del cilindro, por lo que el plasma es comprimido y por lo tanto se calienta. El proceso continuará hasta que la fuerza de presión crezca lo suficiente como para compensar la fuerza magnética. A esto se le llama el efecto de autocompresión y, en principio, puede utilizarse para confinar y calentar un plasma. Este efecto puede también entenderse si se piensa que la corriente que pasa por el plasma consta de infinidad de filamentos de corrientes paralelas que, al sentir su atracción mutua (las corrientes paralelas se atraen y las antiparalelas se repelen), dan lugar a una compresión de la columna de plasma. A las configuraciones basadas en esta descripción se les llama *compresores* o *compresores lineales*, ya que la corriente fluye a lo largo del eje del cilindro, al que se le asocia generalmente la coordenada z . El calentamiento de un compresor lineal sería producido por dos mecanismos: el calentamiento óhmico debido a la corriente, y la compresión de la columna, que si se da rápidamente, produce una onda de choque que calienta más eficientemente el plasma.

Un inconveniente de este mecanismo es que se requieren corrientes muy intensas para que se pueda dar el confinamiento a temperaturas y densidades termonucleares de manera efectiva; del orden de 1 MA (10^6 amperes). En la práctica, estas corrientes tienen que generarse por medio de la descarga rápida de una gran cantidad de energía que se ha almacenado en un *banco de condensadores*, y por lo tanto no se pueden sostener por mucho tiempo. Aunque se ha estado investigando la generación de corriente por medio de radioondas, todavía no se alcanzan las magnitudes necesarias. Otro problema con las corrientes muy grandes es que el plasma no permanece en el centro del cilindro, sino que se vuelve inestable y se escapa hacia las paredes. Además, la presencia necesaria de electrodos en los extremos del cilindro produce pérdidas de calor adicionales. Por todas estas razones el compresor z no parece tener posibilidades como configuración de confinamiento para un plasma termonuclear, pero tiene interés histórico y ha sido la base para desarrollar diseños más adecuados que funcionan mucho mejor, como por ejemplo el tokamak.

Veamos en qué consiste la inestabilidad del compresor z y cómo puede remediarse. Supongamos que se ha alcanzado la situación de equilibrio MHD entre la presión del plasma, que empuja hacia afuera, y la fuerza de autocompresión, que empuja hacia adentro. Incidentalmente, este equilibrio también puede verse como el resultado del balance de presiones entre el exterior y el interior del plasma. En el exterior está la presión magnética y en el interior la presión de las partículas del plasma. En general, un estado de equilibrio se dice que es estable si al haber un pequeño desplazamiento de la posición de equilibrio, la reacción del sistema es tal que el equilibrio se recupera. Por ejemplo, una pelota en el fondo de una hondonada está en equilibrio estable porque si la empujamos en cualquier dirección tiende a regresar al fondo; en cambio si la pelota está en lo alto de una colina el equilibrio es inestable porque con cualquier desplazamiento empezará a rodar cuesta abajo. Regresando al equilibrio de nuestra columna de plasma, analicemos qué le pasa al ser perturbado. Hay muchos tipos de desplazamientos o perturbaciones que se pueden producir; los más sencillos son los que se muestran en la figura 13. El primero es un desplazamiento simétrico alrededor del eje del cilindro que estrangula la columna y el segundo es un desplazamiento lateral que tuerce la columna.

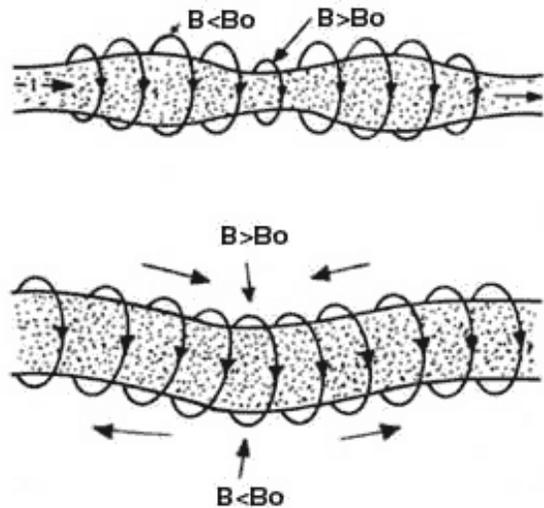


FIGURA 13. Inestabilidades de una columna cilíndrica de plasma que lleva una corriente eléctrica axial. Cuando es comprimida, el aumento del campo en esa región produce una mayor compresión hasta que se rompe. Al ser doblada, el campo aumenta en el borde interior de la columna y la hace doblarse aún más.

Para poder comprender qué le sucede al campo magnético con estas deformaciones, hay que mencionar dos propiedades de los campos magnéticos. Primero, cuando se tiene una corriente eléctrica recta, el campo magnético que se genera fuera del conductor (en este caso el plasma) es proporcional a la corriente total I y al inverso de la distancia desde el Centro de la corriente $1/r$, de manera que a medida que nos alejamos, el campo magnético se vuelve más débil. El segundo es que, en las regiones donde el campo magnético es más intenso la densidad de líneas de campo es mayor (aunque éstas son sólo una representación del campo). Con esto en mente, veamos primero qué sucede al estrangularse la columna. Como en esta región tiene que seguir pasando la misma

cantidad de corriente, el campo magnético justo en la frontera del plasma es mayor que antes de ser estrangulado, debido a que se redujo el radio. Con esto, la presión magnética aumenta y empuja hacia adentro al plasma, pues la presión del plasma no crece. La cantidad de plasma expulsada de esta región se va hacia donde el volumen es mayor y se empieza a hinchar. Resulta entonces que en la zona de estrangulamiento, la columna se vuelve cada vez más estrecha, mientras que a sus dos lados se va abultando, pues va encontrando presiones magnéticas cada vez menores. Consecuentemente, la perturbación es inestable. A ésta se le llama inestabilidad de salchicha, por la forma que desarrolla al haber varios estrangulamientos a lo largo de la columna.

En el segundo tipo de desplazamiento, cuando la columna se dobla, las líneas de campo quedan más juntas en la parte interna del doblado que en la externa. Así, el campo y la presión magnética son más intensos en el interior del doblado, ocasionando que éste se vuelva más pronunciado. Otra vez la situación lleva a una inestabilidad, llamada de quiebre. Estas dos inestabilidades producen desplazamientos muy grandes que destruyen la columna de plasma rápidamente, por lo que son muy dañinas. Existe otro tipo de inestabilidades que afectan al plasma localmente, que no son tan perjudiciales, y son conocidas como microinestabilidades. Su efecto principal es sobre el transporte de energía y hablaremos de ellas posteriormente.

Ahora bien, nos podemos preguntar si hay alguna manera de evitar estas inestabilidades globales. Resulta que la respuesta es que sí, aunque se pierde la simplicidad del compresor z , pues hay que introducir un campo magnético adicional, lo que implica la presencia de bobinas. Para poder estabilizar la configuración basta con añadir un campo magnético axial (en la dirección z) de magnitud suficientemente grande. La razón por la que este campo mejora la estabilidad puede ser entendida si se piensa que las líneas de campo magnético se comportan como si fueran cuerdas tensas. Esta analogía es real, pues así como se le asocia una presión al campo también se puede calcular una tensión magnética que actúa a lo largo de las líneas de campo. Pensando en estos términos, cualquier deformación de la columna de plasma, ya sea de estrangulamiento o de quiebre, produce que las líneas de campo axial se curven, pero debido a la tensión, éstas tienden a regresar a su estado recto, lo que impide que la deformación crezca.

Para que el efecto estabilizador pueda tener lugar, la fuerza restauradora del campo axial debe ser la suficiente como para vencer las presiones magnéticas que deforman el plasma, es decir, el cociente del campo axial al campo acimutal debe ser mayor que un cierto valor. Recordando que el factor q constituye una medida de cuánto más grande es una componente del campo con respecto a la otra, la condición de estabilidad se reduce a: $q > 1$, en el borde del plasma. Con un compresor z modificado que satisfaga la condición anterior es posible tener buen confinamiento. Cabe mencionar que los conceptos del compresor z y el compresor θ , pueden ser usados tanto en sistemas de líneas abiertas como en sistemas cerrados. En el primer caso se ponen espejos en los extremos del cilindro para evitar la pérdida de partículas, mientras que en el segundo se forma un toroide. La idea del compresor z toroidal es la que da lugar al tokamak, que es el experimento más desarrollado hasta el momento. En el siguiente capítulo nos dedicaremos con detalle a este aparato.



[Nota 11] 

11. Un vector representa una cantidad que es caracterizada por una magnitud o tamaño y una dirección. Se denota en negritas, por ejemplo \mathbf{B} , y con letra normal su magnitud, $B = |\mathbf{B}|$

Inicio |

[Nota 12] 

12. La suma vectorial se hace moviéndose en la dirección y con la magnitud de cada uno de los vectores sumados, en sucesión, y uniendo los puntos inicial y final.

Inicio |

VI. CÓMO OPERA OPERA UN TOKAMAK: CALENTAMIENTO Y PROBLEMAS

EL TOKAMAK es el tipo de experimento que más se ha investigado, y por lo mismo, el que se encuentra más desarrollado. El concepto fue propuesto y realizado en la entonces Unión Soviética y fue posteriormente adoptado en otros países donde se llevaban a cabo investigaciones sobre la fusión termonuclear, debido a que los primeros experimentos mostraron resultados superiores a los obtenidos en ese tiempo en otras configuraciones estudiadas. Los primeros experimentos que se habían realizado en línea con la idea del tokamak, al principio de la década de los años 50, se basaban en gran medida en el compresor 2, pero pronto quedó claro que las inestabilidades eran un gran obstáculo para su operación por más de un microsegundo. Posteriormente, la atención cambió hacia los dispositivos toroidales, al final de los años 50 y principio de los 60. Una vez más, el confinamiento observado era bastante peor de lo que se esperaba de los cálculos, y se le atribuyó (correctamente) a la presencia de pequeñas fluctuaciones que producían un desplazamiento del plasma a través del campo magnético. Se trató entonces de buscar la mejor configuración toroidal, probando en ocasiones geometrías magnéticas muy elaboradas, que intentaban tener un buen control de la forma de la columna¹³  de plasma. La de más éxito fue la simple construcción de un toroide grueso, con un campo magnético toroidal intenso, en el que el plasma se calienta óhmicamente con una corriente toroidal, al que se le llamaba tokamak. La palabra tokamak está formada por las siglas en ruso de la combinación *cámara con corriente y bobina magnética* (aunque hay otras acepciones similares para la combinación).

Los resultados obtenidos por los soviéticos con una serie de tokamaks, que fueron aumentando en tamaño y potencia, mostraban que las temperaturas y los tiempos de confinamiento eran relativamente grandes, pero esto no fue tomado muy en serio por el resto de los países. No fue sino hasta finales de los años 60 cuando las afirmaciones soviéticas tuvieron repercusión, después de que un grupo de físicos británicos confirmaron las mediciones reportadas, llevando su propio equipo de diagnóstico a Moscú. Por primera vez se había confinado un plasma con temperatura de electrones de 1 keV durante más de una decena de milisegundos, lo que para la época era fantástico. Fue así como se empezaron a construir tokamaks en los principales laboratorios del mundo dedicados a la investigación en fusión, y desde entonces han dominado la escena del confinamiento magnético.

Un tokamak es un aparato toroidal que puede considerarse axisimétrico, es decir, que si se le hace girar en un ángulo arbitrario alrededor del eje que pasa por el centro del agujero, no notamos ninguna diferencia en su configuración. Su principio de operación está basado en el compresor axial pero de forma toroidal. Además, en un compresor axial la corriente eléctrica normalmente está concentrada en la periferia de la columna de plasma, mientras que en el tokamak se encuentra difundida a través de toda la columna, por lo que se puede describir al tokamak como un compresor toroidal difuso. Además de la corriente toroidal que va a mantener confinado el plasma a través del campo magnético poloidal que genera, se tiene un campo magnético toroidal que le da estabilidad, evitando que se desarrollen las inestabilidades de salchicha y de quiebre descritas en el capítulo anterior. La combinación de los dos campos da lugar también al enroscamiento de las líneas de campo sobre las superficies magnéticas, que como ya se explicó es una manera de evitar que el plasma se escape como consecuencia de las derivas magnéticas de las partículas.

Una característica del tokamak es que el campo toroidal es mucho mayor que el campo poloidal, por lo que las líneas no se enroscan mucho; el factor q es relativamente grande.

La primera interrogante que hay que atender en estas configuraciones es cómo generar una corriente toroidal. Dado que no hay extremos en la columna, no se puede aplicar una diferencia de potencial como en el caso del compresor lineal. Lo que se hace en este caso es usar el principio de inducción de Faraday para que funcione como un transformador. En un transformador se tienen dos bobinas con diferente número de vueltas de alambre cada una, enrolladas en un núcleo común (de hierro o aire). Así, al producir una corriente variable en una de ellas (circuito primario) se genera un flujo magnético en el núcleo, también variable, el que a su vez, de acuerdo a la ley de Faraday, induce una corriente en la otra bobina (circuito secundario). La corriente en el secundario depende del número de vueltas relativo de una bobina respecto a la otra. En un tokamak se usa el mismo principio, con el primario enrollado en el interior del toroide y el secundario lo constituye el plasma mismo; el agujero del toroide es el núcleo del transformador, en este caso de aire. Así, al subir la corriente del primario del transformador se

induce una corriente en el plasma. También puede usarse un núcleo de hierro que cruce el hoyo del toroide, enrollando el primario en algún lugar de este núcleo, lo cual es más común en los tokamaks pequeños.

En la figura 14 se muestra esquemáticamente la estructura de un tokamak con núcleo de hierro. La cantidad t que ahí se representa se relaciona con el factor q por: $q = 2\pi/t$. La componente más grande del aparato es la de las bobinas del campo toroidal, las cuales rodean la cámara de vacío toroidal donde está alojado el plasma. Tales dimensiones son necesarias a fin de tener un campo magnético intenso capaz de someter la presión del plasma, que, como ya se mencionó, debe ser de unos cuantos Teslas (unas cien mil veces el campo magnético de la Tierra). Para poder producir las enormes corrientes eléctricas requeridas en las bobinas del campo toroidal hay que acumular primero la energía eléctrica en grandes bancos de condensadores y luego descargarlos rápidamente a través de las bobinas. El procedimiento es igual al que se describió para producir la corriente de los compresores z . El mismo método también se utiliza para crear la corriente toroidal a través del transformador mencionado arriba; se descarga un banco de condensadores a través del circuito primario, creando así una corriente variable que induce la corriente del plasma. Por lo tanto, para la operación de un tokamak se debe tener dos bancos de condensadores, uno para el campo toroidal y otro para la corriente.

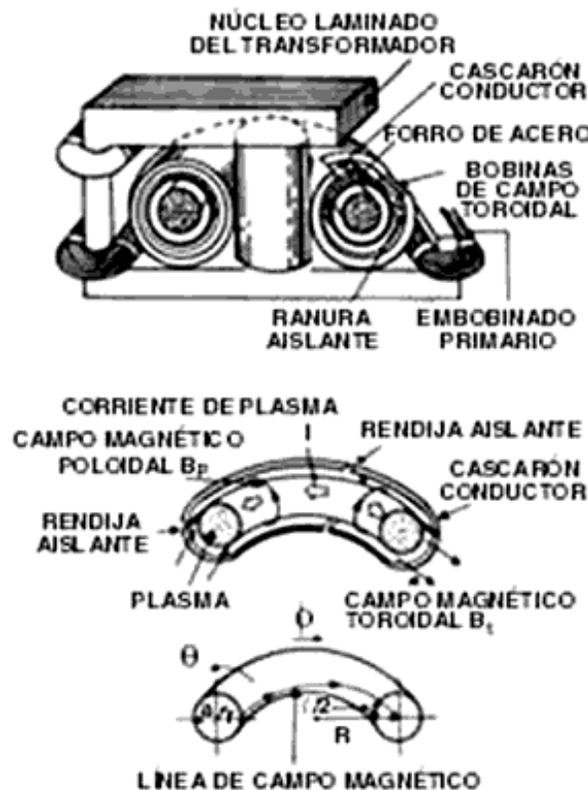


FIGURA 14. Estructura de un tokamak con un círculo de hierro para el transformador que induce la corriente toroidal, a través del embobinado primario. El torcimiento de la línea de campo se mide por el ángulo l después de dar una vuelta en dirección toroidal.

Todos los procesos de descarga eléctrica utilizados producen corrientes y campos que varían en el tiempo. Sin embargo, uno quisiera tener condiciones más o menos constantes y duraderas para que el confinamiento del plasma y la subsecuente generación de energía puedan subsistir por tiempos *largos*. Esto es posible arreglarlo con circuitos eléctricos especiales que *atrapan* a las corrientes al alcanzar sus valores máximos, siendo así posible mantener estados de corriente constante durante varios segundos. Estos tiempos son lo suficientemente largos como para poder estudiar todo el comportamiento del plasma, pues hay que recordar que el tiempo de confinamiento de energía es menor que un segundo. Se ha calculado que los tiempos máximos de los pulsos eléctricos pueden llegar a ser de varios minutos.

La cámara de vacío generalmente está hecha de metal, o tiene un recubrimiento metálico conductor (como cobre o aluminio), para mejorar la estabilidad de la columna de plasma. En efecto, si la columna se expande a lo largo del radio mayor, como resultado de las fuerzas de presión y del campo poloidal, al aproximarse al cascarón conductor se inducen en él *corrientes de espejo* que producen campos magnéticos que tienden a repeler al plasma que se acerca. Esto impide que la expansión avance, por lo que el cascarón conductor actúa como un soporte para el plasma. El cascarón conductor sólo ayuda a mantener el equilibrio durante las primeras etapas de la descarga eléctrica, pues las corrientes decaen con el tiempo. Un método más efectivo es usar un campo magnético adicional en dirección vertical, el cual se describirá más adelante. Debido a que un buen conductor no permite que los campos magnéticos lo penetren, es necesario que el cascarón tenga pequeñas aberturas por donde puedan pasar al interior de la cámara los campos generados externamente.

Continuando con las paredes materiales, en el interior de la cámara de vacío se tiene un *forro*, hecho de acero delgado, que es el que está en contacto con el plasma, por lo que debe estar fabricado de un material que pueda limpiarse fácilmente para evitar que las impurezas contenidas en él penetren al plasma. Este material puede ser el acero, metal que, además, tiene baja conductividad eléctrica, cualidad también necesaria para que los campos magnéticos puedan penetrarlo; esto se facilita más si es delgado. Normalmente, antes de iniciar la operación del tokamak, se hornea por un tiempo largo para que se desprendan los gases que pueda contener, y posteriormente se le bombardea con descargas limpiadoras de potencia baja. El forro tiene también la función de evitar que se produzcan las descargas en las paredes en lugar de en el plasma. Como el embobinado primario produce voltajes muy elevados alrededor de la cámara de vacío, una pequeña abertura en la pared de la cámara (que necesariamente existe para tener acceso al interior) permitiría la descarga de toda la energía a través de ella. Para evitar que esto ocurra, se hacen pequeñas aberturas en el forro con material aislante en ellas, alrededor de todo el toroide, distribuyendo así el alto voltaje en caídas de potencial pequeñas que no son suficientes para producir una descarga. Con esto se asegura que la descarga y la corriente se produzcan a través del plasma.

Hay aún otra componente de las paredes que se agrega al interior del forro y se utiliza para fijar los límites del plasma, por lo que se le llama "limitador". El propósito de este elemento es evitar lo más posible que las partículas del plasma caliente interaccionen con las otras paredes, ocasionando contaminación y enfriamiento. Las partículas térmicas que se aproximen al borde del plasma son detenidas por el limitador antes de llegar a la pared. Las formas de los limitadores son muy variadas: la más común es semejante a una pestaña fijada al forro que corre en dirección ya sea poloidal (como un diafragma) o toroidal (como un cinturón interno), pero hay otros tipos que permiten su movimiento para cambiar el tamaño del plasma (figura 15). El material del limitador debe ser tratado de manera especial para asegurar que resista el contacto directo con el plasma, sin contaminarlo. Regularmente se usan materiales que soportan altas temperaturas, como el tungsteno, o elementos ligeros, como el carbono, que no contaminen mucho.

Una alternativa al limitador es el *diversor* por medio del cual se usa el mismo campo magnético para impedir que la mayoría de las partículas que escapan del plasma lleguen a las paredes. La idea es modificar la forma de las líneas de campo más externas de modo que ya no formen líneas cerradas en la cámara principal sino que se abran hacia otra cámara colectora de partículas o diversora, como el diversor poloidal que se ve en la figura 15. Esto se logra agregando una bobina adicional en alguna región del borde del aparato (o todo alrededor del toroide) con una corriente pequeña, inversa a la del plasma, para que su campo magnético sólo afecte la vecindad del borde. Así, las partículas que al moverse hacia el borde lleguen a una línea abierta serán desviadas hacia la cámara aledaña y no alcanzarán la pared. Una ganancia extra que se deriva de este método es que se puede disponer de las partículas que se sacan del plasma para analizarlas o utilizarlas.

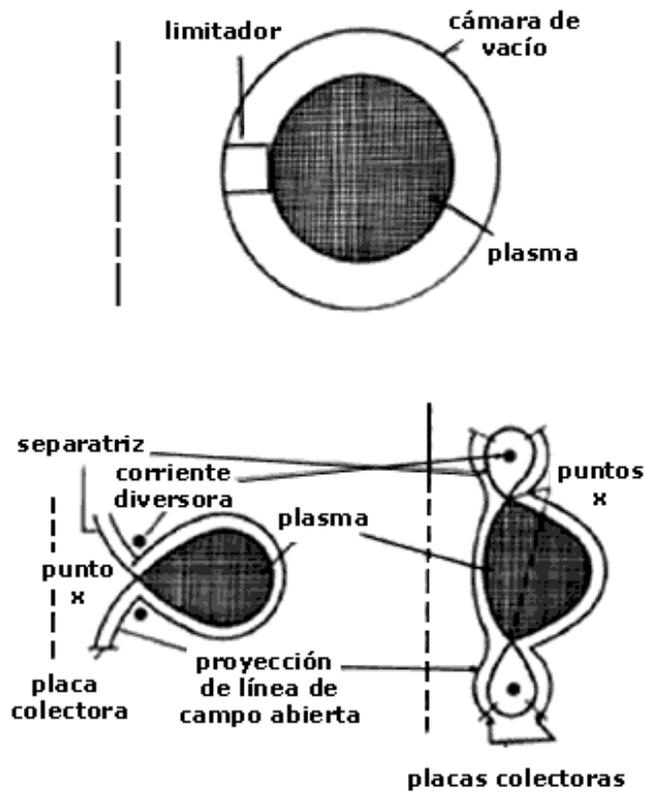


FIGURA 15. Las dos maneras de evitar que las partículas calientes del plasma interactúen con las paredes; usando una pestaña sólida llamada limitador y creando líneas de campo abiertas en la orilla para extraer las partículas a las placas colectoras (diversor).

Volviendo a la configuración magnética, el campo toroidal por su naturaleza, presenta una variación inversa con la distancia al eje de simetría, R , de la forma $B_t \sim 1/R$. Esto tiene varios efectos sobre el comportamiento del plasma, entre ellos producir una deriva de partículas que tiende a dar una separación vertical de carga, como se vio en el capítulo anterior, en relación a la curvatura de las líneas. Esto se resuelve con la combinación de los campos toroidal y poloidal. También ocasiona una expansión de la columna hacia el lado externo del toroide, ya que la presión magnética toroidal es mayor en el interior del toroide que en el exterior. La fuerza de expansión es reforzada por la presión, que por efectos geométricos da un empuje neto hacia afuera, y por el campo poloidal, el cual también es más intenso en el interior del toroide que en el exterior. Para contrarrestar este efecto se añade un campo vertical, tal que la interacción de la corriente del plasma con él produzca una fuerza hacia el eje de simetría. Su magnitud es bastante menor que la del campo toroidal, pero es suficiente para modificarlo, y tiene además otras funciones estabilizadoras. Este campo se genera por medio de bobinas toroidales que corren paralelas a la cámara de vacío en sus partes superior e inferior. Generalmente la corriente en estas bobinas está controlada por sistemas de retroalimentación que, con base en los desplazamientos detectados en la columna de plasma, modifican la corriente para hacer que el plasma regrese a su posición de equilibrio. Las líneas de campo no son completamente verticales sino que tienen una curvatura cóncava hacia adentro que estabiliza los movimientos verticales, pues el plasma tiende a permanecer en la región más externa, impulsado por la curvatura. En la figura 16 se compara la estabilización lograda mediante un cascarón conductor con la que da el campo vertical y se ilustra el concepto de las líneas curvas para estabilizar.

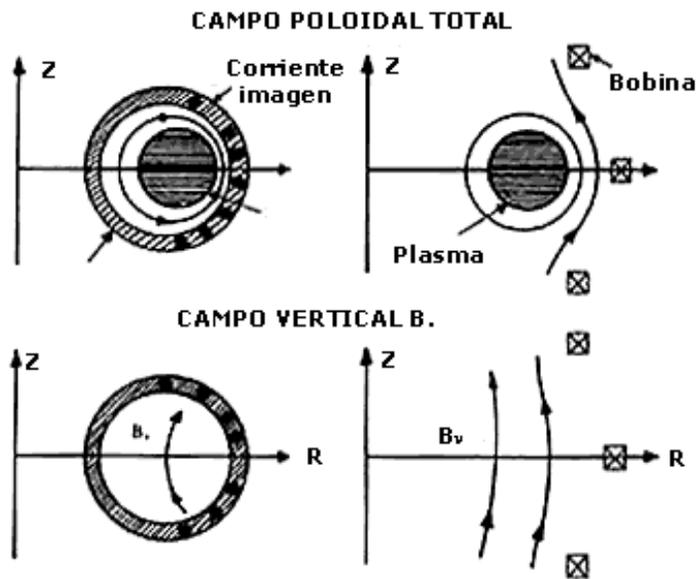


FIGURA 16. Comparación de la estabilización del plasma usando un cascarón conductor (izquierda) y un campo vertical producido externamente (derecha).

Otro efecto interesante de la variación del campo toroidal con R es el que produce sobre las órbitas de las partículas. Como las líneas de campo se enrollan en las superficies magnéticas, pasan alternativamente por el borde interno del toroide, donde el campo es intenso, y por el borde externo, donde es débil, así que las partículas que siguen las líneas sienten un campo de espejo magnético. Aquellas partículas cuya velocidad paralela no es muy grande, al acercarse a la parte interna del toroide son reflejadas y no alcanzan a dar una vuelta completa; quedan atrapadas en la región externa del toroide. La órbita de las partículas atrapadas proyectada sobre el plano poloidal tiene la forma que se muestra en la figura 17, una vez que se toma en cuenta la deriva vertical que experimentan debida a la curvatura y la variación del campo. Por la forma que presentan se les llama órbitas de banana. Los electrones y los iones trazan la banana en direcciones opuestas, porque las derivas son contrarias. Estas partículas tienen un efecto importante sobre el transporte y la estabilidad del plasma. Con respecto al transporte, el ancho considerable de las *órbitas de banana* comparado al radio de giro de una partícula permite que el desplazamiento hacia el exterior sea mayor en las partículas atrapadas que en las circulantes, lo que incrementa la difusión. A la teoría que incorpora estos efectos se le llama *teoría neoclásica*. En relación a la estabilidad, la fricción que se tiene entre partículas atrapadas y partículas circulantes produce disipación de energía, lo que abre un nuevo canal para que el sistema se deshaga de energía permitiendo el desarrollo de inestabilidades. Afortunadamente las inestabilidades no son muy perjudiciales y más bien dan lugar a un transporte de energía anómalamente grande, como se mencionará más adelante.

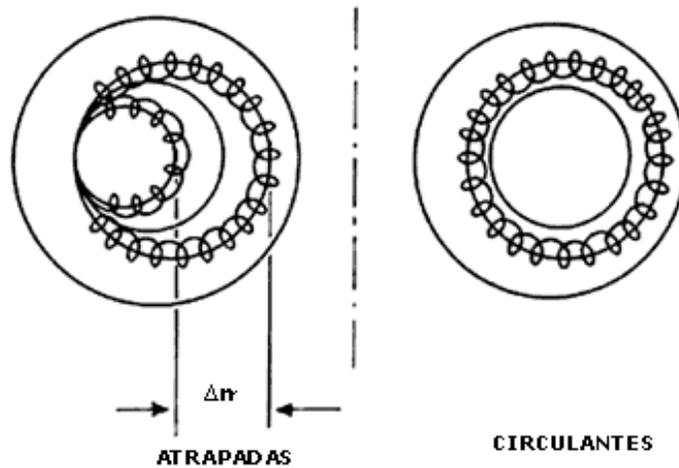


FIGURA 17. Órbitas de las partículas proyectadas en un plano poloidal tomado en cuenta la deriva vertical debida a la variación del campo magnético. Una fracción de las partículas están atrapadas en órbitas de banana (izquierda) y las otras circulan alrededor del toroide.

En lo que respecta al campo poloidal, su variación se da en función de cómo se distribuye la corriente en el plasma. Como la densidad de corriente tiene un máximo en el centro de la columna (es decir, en el eje magnético) y disminuye hacia el borde, el campo poloidal resultante también varía con la distancia al eje magnético, denotada por r .

Como consecuencia, las líneas de campo que resultan de sobreponer la componente toroidal (que varía lentamente) y la poloidal tendrán direcciones diferentes para distintas superficies magnéticas; es decir, el grado de enrollamiento de las líneas varía con r . A esta variación de la dirección del campo, o del factor q , con r , se le llama *cizallamiento magnético*. Esta propiedad ayuda a la estabilidad del plasma, pues ciertos modos de oscilación que se vuelven inestables para determinadas direcciones del campo magnético, sólo se pueden desarrollar localmente cerca de la superficie que tiene la dirección apropiada, en lugar de afectar toda la columna. Así el daño ocasionado es menor. También la estabilidad global mejora con el cizallamiento porque convierte al tokamak en una configuración de B-mínimo, al promediar sobre la circunferencia del toroide. Como ya vimos, este tipo de configuraciones es más estable.

El diseño preciso de los campos magnéticos es muy importante para que funcione adecuadamente el aparato. Con un arreglo cuidadoso de las bobinas se puede mejorar los parámetros del plasma. Por ejemplo, el hecho de que las bobinas de campo toroidal no estén colocadas de manera continua alrededor del toroide, sino que haya una separación entre ellas, hace que las líneas de campo no constituyan círculos toroidales en sentido estricto, sino que tengan una cierta ondulación sobre el círculo. Esto, entre otras cosas, hace que se pierda la axisimetría, que es una propiedad fundamental del tokamak. Cabe mencionar que la presencia de paredes metálicas ayuda a disminuir este problema (siempre y cuando no sea muy pronunciado), pues cuando el campo penetra estas paredes las inhomogeneidades se suavizan.

Los parámetros principales de los tokamaks más importantes se dan en la tabla 1, donde se puede apreciar la gran variedad de valores, que se han pensado para estudiar diferentes conceptos de confinamiento. Los resultados de todos estos experimentos, y de otros anteriores, han ido enriqueciendo el conocimiento que se tiene acerca del comportamiento del plasma en un tokamak. Por ejemplo: en ASDEX se ha estudiado el efecto de los divisores sobre el acondicionamiento del borde y el confinamiento global del plasma; en Alcator se pensó probar el concepto de los tokamaks compactos pero con campos y corrientes muy intensos; en Doublet III se analizan las plasmas con secciones transversales muy alargadas en vez de circulares; en PLT se empezó a seguir la tendencia de usar dispositivos toroidales muy grandes para incrementar los tiempos de confinamiento.

En el diseño de los tokamaks, los investigadores se basan generalmente en las *leyes de escalamiento* para el tiempo de confinamiento de la energía. Estas son leyes obtenidas experimentalmente que indican cómo varía el tiempo de confinamiento con los parámetros del aparato que pueden ser controlados de alguna manera desde el exterior, como la corriente y el campo magnético toroidales, las dimensiones (radio mayor, R y radio menor, a) y

la densidad. Estas leyes de escalamiento dependen del tipo de calentamiento empleado. Cuando la única fuente es la propia corriente del plasma (calentamiento óhmico), la ley de escalamiento del tiempo de confinamiento de energía, t_E , que más aceptación tiene es

$$t_E \text{ (seg)} = 7 \times 10^{-22} n(\text{cm}^{-3}) q_a R^2(\text{cm})$$

donde n es la densidad promediada sobre la columna y q_a el valor del factor q (que depende de la corriente) en el borde $r = a$. De acuerdo a esta relación, en los aparatos de gran tamaño (a y R grandes) el tiempo de confinamiento debe aumentar considerablemente. Esta es la tendencia que se ha seguido recientemente en el diseño de los tokamaks, pues los más importantes construidos en los últimos años (**TFTR**, **JT-60**, **JET** y **T-15**) tienen un radio mayor superior a los dos metros y un radio menor del orden de un metro. Es en estos dispositivos en donde se han alcanzado tiempos de confinamiento cercanos o iguales a un segundo .

Otra alternativa de conseguir un buen confinamiento, según la ley anterior es el uso de plasmas con altas densidades y q_a grandes. Este enfoque es el que se ha tomado en los experimentos Alcator (siglas de Alto Campo Torus) y FE (Frascati Torus) en donde las dimensiones se han mantenido reducidas y se han usado campos magnéticos muy intensos, mayores que 10 Teslas, para contener un plasma de alta densidad y con líneas de campo que casi no se enrollan en el toroide (q_a grande). Estos experimentos compactos han tenido gran éxito, logrado valores récord del parámetro de Lawson ($n.tE$) en dos ocasiones, y se han mantenido a la vanguardia durante dos décadas. Alcator C fue el primer experimento que consiguió sobrepasar el criterio de Lawson, aunque a temperaturas menores que las necesarias para el emparejamiento.

La necesidad de guiarse con leyes de escalamiento para poder pronosticar el desempeño de futuros experimentos, obedece a las dificultades teóricas que encierra entender el transporte anómalo de energía por los electrones, el cual es cien veces más rápido que el esperado con base en las colisiones de Coulomb (teoría clásica). Si la pérdida de energía obedeciera la teoría clásica de transporte ya se hubieran podido lograr las condiciones de emparejamiento de energía desde hace tiempo y quizá hasta la condición de encendido, que es lo que los primeros investigadores que se dedicaron al estudio de la fusión esperaban. Al ser el transporte producto de la interacción con fluctuaciones, las que a su vez son producidas por algún tipo de microinestabilidad, el estudio teórico se complica muchísimo. En primer lugar hay que poder identificar el tipo de inestabilidad responsable de las fluctuaciones y después ser capaz de predecir el transporte que ésta induce en el régimen apropiado. Se han hecho estudios teóricos de muchas microinestabilidades bajo distintas aproximaciones, tratando de obtener el transporte más parecido al observado, pero hasta el momento todavía no se presenta ninguno de ellos como claro responsable del transporte. Muy posiblemente lo que ocurre es que lo que se observa es la superposición de varios efectos. Ante esta perspectiva resulta imposible predecir el comportamiento de futuros experimentos teóricamente y mucho menos proponer métodos para controlar las pérdidas.

Tabla 1

<i>Aparato</i>	<i>Localización</i>	<i>Radio Mayor (m)</i>	<i>Radio menor (m)</i>	<i>Campo toroidal (Tesla)</i>	<i>Corriente de Plasma (MA mp)</i>
JET	Gran Bretaña	2.9	1.25	3.5	5.0
TFTR	Princeton, EUA	2.5	0.85	5.2	3.0
JY-60	Japón	3.0	1.0	4.5	2.7
T-15	CEI	2.4	0.7	5.0	2.3
DIII-D	Ga, EUA	1.7	0.82	2.2	3.5
Alcator C	MIT, EUA	0.6	0.17	14.0	1.0
PLT	Princeton, EUA	1.3	0.45	3.5	0.6

PBX/PDX	Princeton, EUA	1.4	0.45	2.4	0.5
ToreSupra	Francia	2.1	0.7	4.5	1.7
ASDEX	Alemania	1.6	0.4	2.8	0.5
FT	Italia	0.8	0.19	10.0	1.0
TFR	Francia	1.0	0.2	6.0	0.6
TEXT	Texas,EUA	1.0	0.28	3.0	0.4
JFT-2M	Japón	1.3	0.45	1.5	0.5
T-10	CEI	1.5	0.37	3.0	0.5
TEXTOR	Alemania	1.7	0.5	2.6	0.5
DITE	Gran Bretaña	1.2	0.28	2.7	0.3
ISX-B	Oak Ridge, EUA	0.9	0.37	1.8	0.3
JIPP T-II	Japón	0.9	0.25	2.0	0.3
T-7	CEI	1.2	0.31	2.4	0.2
Macrotor	UCLA,EUA	0.9	0.4	0.4	0.1
Novillo	México	0.23	0.06	0.4	0.012

Dejemos por ahora los tristes problemas del transporte anómalo, que limitan los valores de tE , y concentrémonos en el otro parámetro del plasma que también debe tener valores grandes: la temperatura. Para alcanzar valores altos de la temperatura hay que calentar el plasma de manera eficiente, especialmente los iones, pues son los que nos interesa que reaccionen. En un tokamak se tiene un método de calentamiento intrínseco del diseño, que consiste en la disipación de la energía de los electrones que llevan la corriente eléctrica por medio de colisiones con las otras partículas, principalmente los otros electrones. Este calentamiento óhmico aumenta la temperatura de los electrones y luego éstos, a su vez calientan los iones por medio de los choques ion-electrón, pero siempre se tiene que la temperatura electrónica es superior a la iónica. La eficiencia de calentamiento óhmico baja al aumentar la temperatura porque a grandes velocidades es menos probable tener una colisión de larga distancia, así que es difícil alcanzar temperaturas mayores que 2 o 3 keV. Para mantener la eficacia de calentamiento hay que aumentar la corriente del plasma, pero ésta no puede aumentarse más allá de cierto límite porque se desarrolla la inestabilidad de quiebre. Aunque hay quien asegura que sí es posible alcanzar la condición de encendido con calentamiento óhmico únicamente, el consenso es que resulta necesario aplicar otro tipo de calentamiento. En un tokamak, a todos los métodos que no son el calentamiento óhmico se les denomina *calentamiento auxiliar*.

Uno de los primeros métodos de calentamiento no óhmico que se utilizó fue el de la compresión adiabática, aunque para aplicarlo es necesario tener un diseño apropiado de los campos. El mecanismo consiste en aumentar la magnitud del campo magnético o mover la columna de plasma a una región donde el campo sea más intenso, de modo que el volumen del plasma disminuye al contraerse en el plano perpendicular al campo. Si la compresión es adiabática (no ocurre demasiado rápido) entonces va acompañada de aumento en la temperatura y en la presión. Este tipo de calentamiento, aunque funciona bien, tiene la desventaja de que no puede seguirse elevando la temperatura arbitrariamente sino que hay un límite impuesto por el campo máximo. Por esta razón no se usa mucho hoy en día, o sólo como paso previo a otro método.

Quizá el método más usado de calentamiento auxiliar es el de la inyección de haces o chorros de átomos neutros muy energéticos. Para producirlos, se ioniza primero los átomos, para hacerlos pasar por un potencial eléctrico acelerador y ya que tienen la energía deseada se les dirige hacia una cámara neutralizadora donde capturan los electrones necesarios para volverse neutros. La razón por la que deben ser neutros es que no tienen que ser desviados al atravesar el campo magnético para poder llegar al centro del plasma, donde se requiere el mayor calentamiento. La inyección de los haces puede ser normal a las líneas magnéticas (o sea apuntando al eje de simetría del toroide) o tangencial al eje magnético. La más usada es la última, aunque en la mayor parte de los experimentos en que se utiliza se emplean dos haces inyectados en direcciones contrarias para evitar que se haga rotar al plasma toroidalmente. Al entrar el haz al plasma primero se ionizan los átomos, ya sea perdiendo el

electrón o cediéndoselo a un ion del plasma, y posteriormente le transmiten su energía a las partículas del plasma. Con este método se calienta principalmente a los iones, si la energía del haz no es demasiado grande, pero si es muy elevada se calientan preferencialmente los electrones.

Este método es el más adecuado hasta la fecha para calentar los iones, pudiéndoseles suministrar potencias de más de una decena de megawatts (con calentamiento óhmico se tienen unos cuantos MW). Sin embargo, para que funcione bien se debe de asegurar que la mayor parte de las partículas del haz sea ionizada al pasar a través del plasma, y que el tiempo que permanezcan confinados los iones del haz sea mayor que el tiempo que les toma ceder su energía. Estas condiciones se satisfacen cuando las energías de los átomos del haz están en el rango de 100 - 200 keV. Las partículas inyectadas, además de calentar el plasma pueden dar lugar a reacciones de fusión con las partículas térmicas. Aunque éstas no son reacciones termonucleares, sino del tipo llamado *haz-blanco*, de todas formas contribuyen a la generación de energía total.

El otro método de calentamiento que se usa extensamente está basado en el uso de ondas de radio de muy alta potencia. Las radioondas son ondas electromagnéticas que oscilan con frecuencias mucho menores que las ondas luminosas.

Estas ondas constan de campos eléctricos y magnéticos acoplados que contienen energía, y es ésta la que nos interesa transferir al plasma. Como las partículas del plasma están ionizadas responden fuertemente a la presencia de campos electromagnéticos, y los modifican, por lo que la propagación de las ondas a través de un plasma se ve afectada. En particular, se puede dar el fenómeno de resonancia, el cual se presenta en cualquier sistema mecánico oscilatorio. Al aplicarle una fuerza también oscilante con una frecuencia igual a la frecuencia natural de oscilación del sistema, la amplitud del movimiento aumenta continuamente. Un plasma es un sistema tan rico que tiene muchas posibilidades para oscilar, a nivel macroscópico y microscópico, cada una con una frecuencia de oscilación propia, por lo que existen varias posibilidades de hacerlo entrar en resonancia con una onda electromagnética. Todas las oscilaciones que comprenden movimiento de las partículas del plasma (lo que excluye oscilaciones internas en las partículas) tienen frecuencias que corresponden al rango de radioondas o microondas.

Para calentar al plasma el objetivo es lanzar hacia su interior una onda de radiofrecuencia, buscando que su energía sea absorbida después de haberse propagado hasta el centro de la columna o cerca de él. Esto se puede hacer porque los parámetros del plasma (temperatura, densidad, campos, etc.) varían con la posición y como consecuencia también las frecuencias de resonancia, así que se puede lanzar ondas con frecuencias que correspondan a resonancias en el centro. Lo que interesa es que los iones, principalmente, sean los que resuenen pues así reciben directamente la energía de las ondas y la convierten en energía térmica por medio de los choques. Un método utiliza la frecuencia de giro, o de ciclotrón, de los iones en el campo magnético, por lo que se le llama *calentamiento por resonancia ciclotrón de iones* o ICRH (sus siglas en inglés). Sin embargo, la disipación de energía por colisiones es poco efectiva puesto que la mayoría de los iones entran en resonancia; esta situación se puede mejorar si el calentamiento se hace sobre una especie de iones minoritarios (por ejemplo, un 10% de protones en un plasma de deuterio), y la energía ganada por éstos se disipa efectivamente en colisiones entre iones de las dos especies. En algunos casos es conveniente usar un armónico (múltiplo) de la frecuencia de ciclotrón, que también permite la resonancia, a fin de reducir el tamaño de las antenas emisoras o mejorar el acoplamiento de la guía de ondas con el plasma.¹⁵ 

Otro método muy usado se basa en la resonancia *híbrida inferior* que corresponde a la frecuencia natural de oscilación de los iones al producirse una perturbación eléctrica, pero modificada por la presencia del campo magnético (de ahí el nombre *híbrida*). Este tipo de calentamiento ha mostrado ser bastante eficiente y puede también calentar a los electrones. También se emplean métodos de resonancia con los electrones, usando la frecuencia de ciclotrón electrónica, en cuyo caso la energía tiene que ser después transmitida a los iones por medio de colisiones, como en el caso del calentamiento óhmico. En todos los casos de calentamiento con radio frecuencia se debe de cuidar que el acceso a la zona de absorción no esté bloqueado por alguna región donde la onda sea reflejada, por lo que los estudios de accesibilidad son muy importantes. La energía de las ondas, además de absorberse por resonancia, también puede ser convertida, en algunos puntos, en otro modo de oscilación del plasma, que normalmente ya no tiene componente magnética (onda electrostática). En este estado, la nueva onda es absorbida por otro mecanismo de resonancia que sólo involucra un grupo reducido de partículas, al que se le conoce como *amortiguamiento de Landau*.

Con cualquiera de los dos métodos de calentamiento inyectado (haces neutros y radiofrecuencias), se pueden conseguir aumentos considerables de la temperatura de los iones, más aún si se utilizan los dos juntos. En experimentos recientes en los tokamaks más grandes se han alcanzado ya temperaturas de 20 keV, que es notable considerando que sin el calentamiento auxiliar sólo se obtienen 3 keV. En contraste con los buenos resultados para la temperatura, se ha observado que el tiempo de confinamiento de la energía decrece por debajo de su valor con el calentamiento óhmico. Esto aparentemente se debe a que el incremento de la energía térmica no se da en la misma proporción que el aumento de potencia inyectada. Este deterioro del confinamiento resulta ser cada vez mayor conforme se aumenta la potencia de calentamiento auxiliar, lo que representa un gran inconveniente para alcanzar la condición de encendido. Al encontrar este comportamiento se hicieron nuevos estudios de las leyes de escalamiento, para casos con calentamiento auxiliar, que resultaron ser aparentemente distintas en forma de las obtenidas con calentamiento óhmico. Sin embargo, un examen cuidadoso muestra que todas las fuentes de calentamiento (incluyendo el óhmico) afectan de la misma manera el confinamiento, lo que indica que los procesos de pérdida de energía son los mismos.

Cuando ya los científicos se habían resignado a vivir con este régimen de menor confinamiento, se descubrió en 1982 otro régimen con mucho mejor confinamiento al que se designó *modo H* (que viene de confinamiento alto: *high*), y por extensión, al primer régimen se le denominó *modo L* (de bajo: *low*). El modo H se encontró cuando la potencia de calentamiento excedía un cierto valor umbral en ASDEX (siglas en inglés de experimento de divisor asimétrico), que es un tokamak con divisor poloidal en el borde para delimitar al plasma, por lo que se asoció este modo con la presencia de divisor. Hoy se sabe que no es necesario un divisor sino sólo un buen desacoplamiento del plasma y las paredes, para que se pueda dar una rotación poloidal del borde del plasma. Es esta rotación la característica del modo H que parece mejorar el confinamiento, dando como resultado tiempos de confinamiento de energía de dos a tres veces mayores que en el modo L, los cuales resultan ser comparables a los que se obtienen con calentamiento óhmico a menores temperaturas. En la actualidad, los estudios para comprender el modo H continúan, siendo una de las áreas de investigación con mayor actividad.

El establecimiento del modo H se debe básicamente a fenómenos que ocurren en el borde del plasma. La importancia de los procesos del borde se refleja en la forma de los perfiles, que es una de las características típicas del modo H. Para entenderlo es necesario que primero se explique el concepto de los perfiles y sus propiedades en plasmas óhmicos.

Ya se mencionó que los parámetros de un plasma de tokamak varían con la posición, debido esencialmente a que los agentes confinadores, que son la corriente y el campo, se encuentran difundidos inhomogéneamente a través de la columna de plasma. La presión, la temperatura y los demás parámetros físicos se ajustan a las corrientes y campos para mantener el equilibrio MHD, y sus valores cambian al pasar de una superficie magnética a otra. A la variación de cualquiera de los parámetros con la distancia radial menor (desde el eje magnético) se le llama perfil radial. En la figura 18 (a) se muestran los perfiles de temperatura y densidad típicos de un tokamak. Como se ve, tienen un máximo en el centro de la columna y decrecen monótonamente hacia el borde, lo que indica que el plasma está bien confinado, pues las altas temperaturas y densidades se tienen lejos de las paredes. Una propiedad notable de los tokamaks es que siempre se tiene este tipo de perfiles (salvo por pequeñas modificaciones eventuales) para cualquier condición de operación y tipo de calentamiento, excluyendo, por supuesto, la presencia de inestabilidades que alteran el comportamiento del plasma. A la propiedad de invariancia de los perfiles de temperatura se le ha llamado *principio de consistencia de perfiles*, pero la razón de su existencia no está todavía clara.

Regresando al modo H, los perfiles observados en este régimen presentan una particularidad interesante; en la figura 18 (b) se muestra su forma. Aunque siguen teniendo un máximo en el centro, el perfil de temperatura aparece como montado sobre un pedestal, porque la temperatura cerca del borde aumenta mucho, mientras que el perfil de densidad se aplanan. En los dos perfiles hay un incremento brusco en el borde, lo cual nos da evidencia de que tanto las partículas como la energía, no pueden salir por el borde tan libremente como lo hacían en el modo L, y se empiezan a acumular en ese punto. Aparentemente se establece una especie de *barrera térmica* en el borde que se opone a la pérdida de energía y cuya naturaleza y origen se encuentran en estudio actualmente.

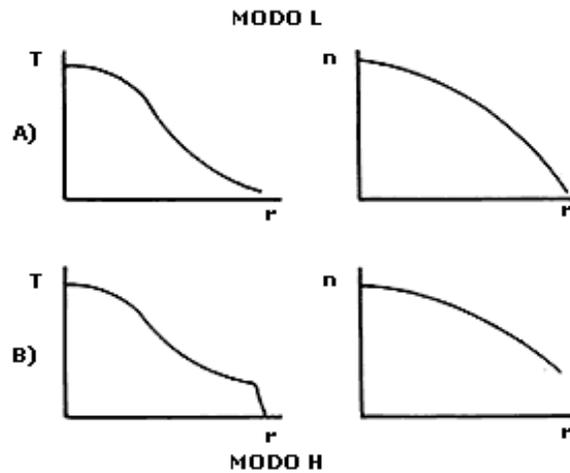


FIGURA 18. Perfiles de la temperatura y la densidad del plasma, en función del radio menor r , para los modos de confinamiento bajo (L) y alto (H). Los mayores incrementos en el modo H son cerca del borde.

En casi todos los tokamaks en servicio que utilizan calentamiento auxiliar se ha encontrado algún régimen de confinamiento mejorado del tipo del modo H, aunque algunos con características un tanto diferentes. Por esta razón en el diseño de futuros experimentos que serán prototipos de reactores se confía en que se contará con un modo H para que pueda darse el encendido del plasma. En caso de que no se estableciera espontáneamente, como ocurre en la mayor parte de las máquinas, el modo H podría ser provocado externamente.

Así como hay necesidad de calentar continuamente el plasma para compensar las pérdidas de energía, también se debe de suministrar combustible durante la descarga para reemplazar al que se escapa. Esto normalmente se hace desde el borde del plasma con bocanadas de gas, que se difunden hacia el interior y se ionizan. De esta manera se mantiene aproximadamente constante la densidad promedio del plasma, pero la mayor parte de las partículas neutras inyectadas se quedan cerca de la frontera del plasma. Hace unos años se empezó a utilizar otro método de aprovisionamiento de partículas consistente en formar pequeñas pelotillas de combustible en forma sólida, y lanzarlas hacia el interior del plasma. De esta manera, con energías de lanzamiento relativamente bajas (1 eV) se puede hacer que la pelotilla congelada (a temperatura de 10 °K) alcance el centro de la columna, donde se convierte en gas por un proceso en parte de vaporización y en parte de sublimación, conocido como *ablación*. Esta comienza desde que la pelotilla penetra al plasma, al ser bombardeada por las partículas térmicas que calientan su superficie, pero la mayor parte del material alcanza a llegar al centro. Con este método se logra que la incorporación de partículas al plasma ocurra principalmente en el centro y que, por lo tanto, favorezcan un mayor confinamiento.

Mediante el uso de la inyección de pelotillas se puede modificar en cierta medida la forma del perfil de densidad; por ejemplo, inyectando varias pelotillas que lleguen al centro es posible lograr perfiles más picudos, donde la densidad central es muy grande. Usando esta técnica se ha podido superar un problema que parecía impedir mejorar el confinamiento y, que consistía en lo siguiente: como ya se explicó antes, experimentalmente se ha encontrado que el tiempo de confinamiento de energía aumenta en proporción directa a con la densidad del plasma, pero esta dependencia se pierde a densidades altas, es decir, al llegar a un cierto valor el tiempo de confinamiento permanece constante aunque se siga aumentando la densidad; parece haber una saturación. Esto se debe a que los iones empiezan a dominar en el proceso de transporte de energía, en lugar de ser los electrones los principales responsables, como sucede normalmente. El transporte por electrones, por sus características, es el que origina la dependencia lineal de tE con la densidad, mientras que el transporte por iones, al ser de distinta naturaleza, no da lugar a una dependencia con la densidad. La razón por la cual los iones empiezan a dominar a los electrones en el transporte es que se origina una microinestabilidad que afecta a los iones, lo que mejora su habilidad para transportar energía. Esta inestabilidad aparece cuando el perfil de temperatura iónica es mucho más picudo que el de densidad, condición que se establece al estar incrementando la densidad desde el borde, pues el perfil de densidad se aplanan. Por ello, al subir la densidad inyectando pelotillas en el centro se mantiene el perfil de densidad picudo y se evita la inestabilidad que produce la saturación del tiempo de confinamiento.

Existen otros fenómenos en un tokamak que limitan el buen desempeño del plasma y que también tienen que ver

con inestabilidades que podríamos llamar benignas, en el sentido de que no destruyen el confinamiento sino sólo lo deterioran. Uno de ellos es conocido como *oscilaciones de Mirnov* y se observa en el borde del tokamak, especialmente al principio de la descarga. Éstas son oscilaciones helicoidales del campo magnético poloidal, que pueden llegar a disminuir el tiempo de confinamiento de energía cuando la corriente y la densidad son elevadas. Su explicación teórica en términos de inestabilidades todavía no está bien esclarecida. El otro fenómeno se conoce como *oscilaciones de diente de sierra* y se observa como una oscilación en la intensidad de los rayos X que provienen del centro del plasma, que en función del tiempo se observa en forma de dientes de sierra (un aumento lento seguido de una bajada rápida). Como los rayos X son emitidos por electrones a través de *bremsstrahlung*, la oscilación indica que la temperatura en el centro experimenta las subidas y bajadas observadas. Este comportamiento impide que la temperatura llegue a los valores centrales que podría tener en ausencia de las oscilaciones, y por tanto limita la eficiencia de las reacciones nucleares. La explicación teórica de este fenómeno es más clara (aunque no del todo) y está ligada con la excitación de modos de quiebre (como los descritos en el capítulo anterior) pero internos, que no son tan dañinos. Estos fenómenos están presentes en casi todos los experimentos y sólo bajo circunstancias especiales pueden eliminarse.

Antes de terminar con la descripción de los tokamaks hay dos aspectos que tienen que ver con las modificaciones para mejorar su desempeño y que vale la pena discutir. El primero es en relación a la forma que debe tener la sección transversal de la columna de plasma. Hasta ahora hemos pensado implícitamente en secciones circulares, en donde las superficies magnéticas son círculos concéntricos en un corte transversal de la columna de plasma toroidal. Sin embargo, se ha encontrado que el valor de la beta máxima que puede tener el plasma sin problemas de estabilidad puede incrementarse si la forma transversal de las superficies magnéticas es alargada en vez de circular. ¿Por qué es deseable tener valores grandes de beta? Si recordamos la definición de β dada en el capítulo anterior, notamos que es el cociente de la presión del plasma sobre la presión magnética, y es una medida de qué tan efectivamente se usa al campo magnético para confinar al plasma. Si β es pequeña el aparato no está haciendo un buen uso del campo magnético, pues en principio se podrían tener mayores presiones (con el consecuente aumento en la producción de energía de fusión), con el mismo campo magnético. Contar con betas grandes es importante en la economía de un futuro reactor de fusión. En un tokamak se tiene el problema de que los valores de β están limitados por inestabilidades inducidas por la presión del plasma; para β grande la presión del plasma da lugar a inestabilidades que destruyen el confinamiento. Los valores máximos de β impuestos por estas inestabilidades pueden incrementarse con secciones transversales no circulares, por lo que es conveniente hacer uso de ellas. En la figura 19 se muestran tres de las secciones que han dado buenos resultados en la estabilización de los modos inducidos por presión. La forma de una simple elipse no funciona bien porque las dos puntas con mayor curvatura son propensas de desarrollar los modos inestables. La sección en forma de D se ha probado en varios aparatos y es la más fácil de conseguir. Las otras dos, doublet y la de forma de frijol, se benefician de las regiones con curvatura cóncava hacia afuera, pues son estabilizadoras. La doublet tiene la particularidad de tener dos ejes magnéticos, uno superior y otro inferior y una separatriz dentro del plasma en forma de ocho, lo que da lugar a un cizallamiento grande, que estabiliza ciertos modos.

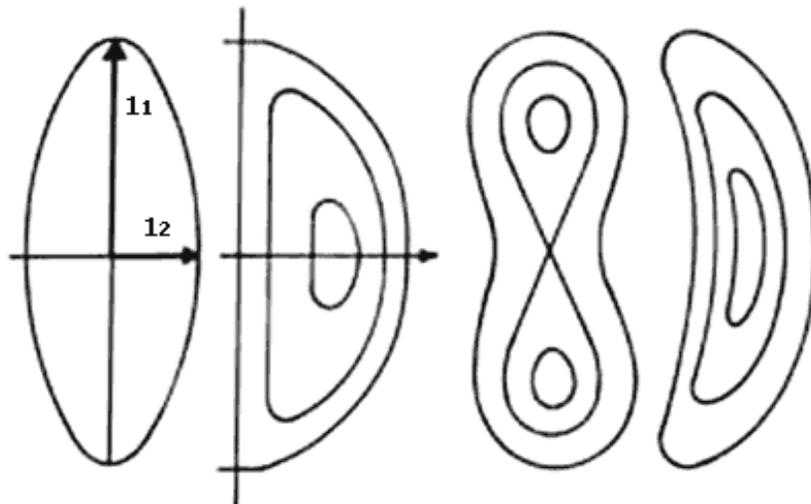


FIGURA 19. Algunas formas de la sección poloidal alargada del campo amgnético que mejoran la estabilidad ante los modos inducidos por la presión. En forma de D, el doublet y en forma de frijol. Al aumentar I_p/I_z se vuelve más estable.

Por último, hablaremos sobre la manera de generar la corriente en un tokamak. El método convencional, descrito anteriormente, se basa en la inducción de la corriente por un flujo magnético variable en el tiempo. Por lo tanto sólo se puede inducir corriente mientras dura la descarga de los condensadores, y luego hay que iniciar un nuevo pulso. La operación de un tokamak bajo estas condiciones debe ser necesariamente de manera pulsada y no es posible lograr un estado estacionario. Sin embargo, es deseable poder operar un tokamak de manera estacionaria porque así se tiene producción de energía continua, eliminando la necesidad de almacenar la energía térmica, además de evitar las repetidas pérdidas de energía que se dan en cada arranque y disminuir los esfuerzos mecánicos sobre el equipo. Es por ello que se ha pensado en la alternativa de generar la corriente con métodos no inductivos, de manera que pueda mantenerse un estado estacionario. Se ha estado investigando varias posibilidades que, esencialmente, son el uso de ondas de radiofrecuencia, la inyección de haces de partículas (electrones o átomos neutros) y la llamada corriente de *bootstrap*. Esta última resulta de las propiedades del transporte difusivo y es consecuencia de la fricción entre las partículas atrapadas y no atrapadas; la corriente la genera el propio plasma sin intervención de agentes externos¹⁶ . Esta corriente puede llegar a ser considerable en los plasmas de altas temperaturas, cuando se inyectan partículas en el centro, por ejemplo, con pelotillas de combustible.

Los métodos con haces de partículas requieren energías y potencias muy elevadas y pueden desprender bastantes impurezas, por lo que por el momento no parecen ser muy adecuados. El método más prometedor es la producción de corriente por radiofrecuencia que se basa en la transferencia de momento de las ondas a los electrones. La clase de ondas que mejores resultados han dado son las que usan la frecuencia híbrida inferior, ya que ésta puede acelerar electrones preferencialmente a lo largo del campo magnético. Las mejores eficiencias se tienen para plasmas calientes y de gran tamaño.



[Nota 13] 

13. Se usará el término *columna* para referirse a la forma de un plasma cilíndrico, aunque el cilindro se ha convertido en un toroide uniendo sus extremos y ya no parece tanto una columna.

Inicio |

14. El T-15 no ha comenzado a funcionar todavía debido los problemas financieros en la exUnión Soviética.

Inicio |

[Nota 15] 

15. La guía de ondas es un conducto metálico que permite dirigir la propagación de la onda, y como cualquier elemento en un circuito eléctrico tiene que acoplarse adecuadamente con los otros elementos (en este caso el plasma) para evitar pérdidas de energía.

Inicio |

[Nota 16] 

16. El nombre *bootstrap* se debe a la propiedad de autogeneración de esta corriente, pues viene del dicho estadounidense *pulling yourself up by your own bootstraps*, o sea, "levantarte usando las correas de tus botas".

Inicio |

VII. OTRAS CONFIGURACIONES MAGNÉTICAS EN ESTUDIO

SE HA descrito con cierto detalle el modo de operación de un tokamak y sus características más importantes para dejar en claro el tipo de problemas que se presenta en el confinamiento de un plasma y cómo se resuelven o se intentan resolver. Todo el trabajo invertido en el estudio de los tokamaks ha sido, o está siendo complementado, mediante estudios de otras configuraciones magnéticas que también tienen ciertas cualidades interesantes que las hacen atractivas para el confinamiento de plasmas termonucleares. Ya se ha mencionado en el capítulo v los diferentes tipos de configuraciones magnéticas que se utilizan, así que en lo que sigue se describirá cómo se han implementado estas ideas en varios aparatos experimentales, aunque no se entrará en detalle, como se hizo con el tokamak. Hay que mencionar que muchos de los experimentos que se van a describir tienen una historia más larga que la del tokamak pero no se ha avanzado tanto en su capacidad confinadora, en parte por deficiencias en su desempeño y en parte porque no se ha invertido tanto trabajo en ellos. Algunas configuraciones inclusive han sido descartadas pero las mencionaremos por el interés histórico que alguna vez tuvieron.

Al principio de la era de la investigación sobre la fusión termonuclear, a principios de la década de los años 50, cuando la investigación era secreta, se empezaron a estudiar casi simultáneamente tres conceptos distintos, en laboratorios diferentes de los Estados Unidos. En Princeton se desarrolló el *stellarator* en Los Alamos los compresores z y θ , y en Livermore los espejos magnéticos. También en Inglaterra se investigaron los compresores z lineales y toroidales. Al final de esa década los proyectos dejaron de ser secretos y se empezó a tener un intercambio de ideas muy constructivo, que permitió valorar las cualidades y los defectos de los distintos experimentos, y se inició la colaboración internacional. Los nuevos experimentos de confinamiento magnético que se han desarrollado han seguido basándose en alguno de los tres conceptos iniciales, a los que se ha hecho modificaciones (pequeñas y grandes) para mejorar su desempeño. A continuación se describirán los experimentos más importantes.

Stellarator y torsatrón. Comenzamos con el stellarator por ser en varios sentidos similar al tokamak, que ya conocemos bien. El nombre viene de la idea inicial de que el aparato operaría como una estrella (*stellar*) toroidal (*tor*), para generar energía. La configuración, al ser toroidal requiere que las líneas de campo sean helicoidales en las superficies de flujo para mantener el equilibrio. En este caso, la forma del campo magnético se especifica totalmente con bobinas externas, que se distribuyen alrededor de la cámara de vacío. De este modo la configuración magnética deseada se tiene aun en ausencia de plasma, lo que no puede ocurrir en un tokamak pues la corriente del plasma es esencial. El stellarator puede funcionar con corriente eléctrica en el plasma o sin ella, y cuando se usa es únicamente como medio para calentar óhmicamente al plasma.

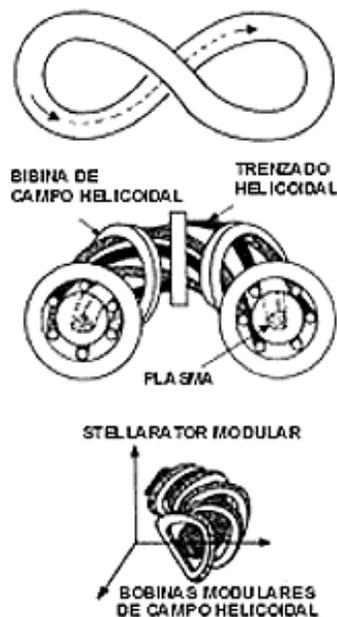


FIGURA 20. Distintas configuraciones del stellarator. El primero tenía forma de 8. Se pueden usar bobinas helicoidales auxiliares o bobinas modulares que se acomodan con un giro progresivo.

En el primer stellarator que se construyó, en lugar de recurrir a formas especiales para las bobinas se optó por modificar la geometría de la cámara de vacío que contiene al plasma. Así surgió el stellarator de *figura de 8*, que justamente tenía la forma del número ocho, creado a partir de un toroide que se tuerce 180 grados hasta llegar a esta forma (figura 20). Si se parte de un toroide que tiene únicamente campo toroidal, creado por bobinas circulares que abrazan al toroide, es fácil convencerse de que después de torcerlo en forma de 8, una línea de campo pasará por la parte superior en un extremo del aparato y por la inferior en el otro. Con este proceso las líneas de campo adquieren un giro que evita la separación de carga, propia de una configuración magnética puramente toroidal.

Otra posibilidad dentro de la idea de deformar la cámara de vacío, manteniendo bobinas circulares, es hacer que el eje magnético forme una hélice, para lo cual la cámara misma debe ser helicoidal. Sin embargo, la mayoría de los stellarator utilizan una cámara de vacío de forma toroidal y tienen enrolladas alrededor de ella algunas bobinas del tipo de hélice. Estas bobinas son adicionales a las que generan el campo toroidal, y se colocan en el interior de ellas. Por esta razón el cociente del radio menor al radio mayor es mucho menor que en un tokamak, pues queda poco espacio para el plasma en el interior del arreglo de bobinas. Esta puede ser una causa del menor desempeño del stellarator en relación con el tokamak. El giro de las líneas es producido por un número de pares de conductores que se enrollan en espiral alrededor del toroide, llevando todos la misma corriente pero la dirección del flujo es opuesta en conductores adyacentes. En la figura 20 (b) se muestra una sección de un stellarator con $l = 3$, junto con la forma que adquiere la columna de plasma, que en este caso es triangular. El triángulo rota a medida que se avanza en la dirección toroidal, y por lo tanto no se tiene simetría axial, como la del tokamak. La pérdida de axisimetría hace más complicado el estudio de estas configuraciones, e introduce nuevos efectos, especialmente sobre el transporte.

Como las bobinas helicoidales son muy incómodas de desmontar cuando se requiere dar mantenimiento al aparato, se han diseñado también configuraciones con bobinas modulares que ocupan sólo una sección del toroide y pueden desmontarse. Al respecto hay varias posibles formas de las bobinas: elípticas, en zigzag o retorcidas, cuya orientación se va rotando de un módulo a otro para producir el torcimiento de las líneas de campo; un ejemplo se muestra en la figura 20 (c). En cualquier caso, hay que cuidar que el torcimiento de las líneas cerca del centro del plasma no sea nulo para que haya buen confinamiento, pero como cuando l es mayor o igual que tres sí se anula, se agrega un campo vertical que causa un pequeño desplazamiento radial de los centros de las superficies magnéticas, con lo que se crea un pozo magnético estabilizador. La estabilidad se mejora cuando la corriente del plasma se reduce, y la de las bobinas helicoidales se aumenta para conservar el valor de q . Haciendo esto se puede llegar a operar en un régimen bastante estable donde no hay corriente de plasma y que además puede mantenerse en estado estacionario. En este aspecto es mejor que un tokamak, que no puede operar sin corriente, ya que con esto se puede alcanzar mayores valores de b , del orden de 0.1. En el régimen sin corriente de

plasma se puede también reducir la fluctuaciones producidas por microinestabilidades, con lo que el transporte de energía disminuye y el tiempo de confinamiento aumenta. La operación con corriente nula tiene además la ventaja de no ser pulsada, por lo que puede funcionar de manera continua.

La pérdida de axisimetría produce ondulaciones de las líneas de campo, de modo que las partículas que se mueven a lo largo de las líneas "ven" un campo oscilante, y algunas de ellas quedan atrapadas en los pequeños rizos. Las partículas atrapadas tienen órbitas de banana, como las de los tokamaks, pero cubren sólo una porción muy pequeña del toroide. Los centros de las órbitas de banana tienen un movimiento de precesión en círculo alrededor del eje magnético, pero algunas son reflejadas en los puntos espejo del campo toroidal (los mismos que en el tokamak) y forman órbitas de superbanana (que contiene a las bananas pequeñas). Estas superbananas producen un aumento de la difusión de partículas y energía, sobre todo en el régimen de bajas colisiones (alta temperatura), pues la distancia radial que puede desplazarse una partícula es del orden del ancho de la superbanana, que es considerable.

Una modificación del stellarator es el *torsatrón*, el cual en vez de tener $2l$ bobinas helicoidales tiene sólo l , con todas las corrientes en la misma dirección. Además, éstas producen el campo toroidal, así que no se necesitan bobinas para campo toroidal, por lo que su construcción es más sencilla. En la figura 21 se ilustra la configuración para $l = 3$. Las bobinas del torsatrón requieren mayores corrientes, pero por lo general se pueden diseñar de modo que estén casi libres de fuerzas (comente y campo magnético paralelos), de modo que no haya grandes esfuerzos magnéticos en las bobinas. Otra cosa que puede lograrse con un diseño cuidadoso del ángulo de avance de las bobinas es tener un campo vertical neto nulo. En general, si esto no se hace se obtiene un campo vertical producido por las bobinas helicoidales (que no aparece en un stellarator porque la mitad de las bobinas tienen corrientes en direcciones opuestas), que debe ser contrarrestado por bobinas adicionales de campo vertical.

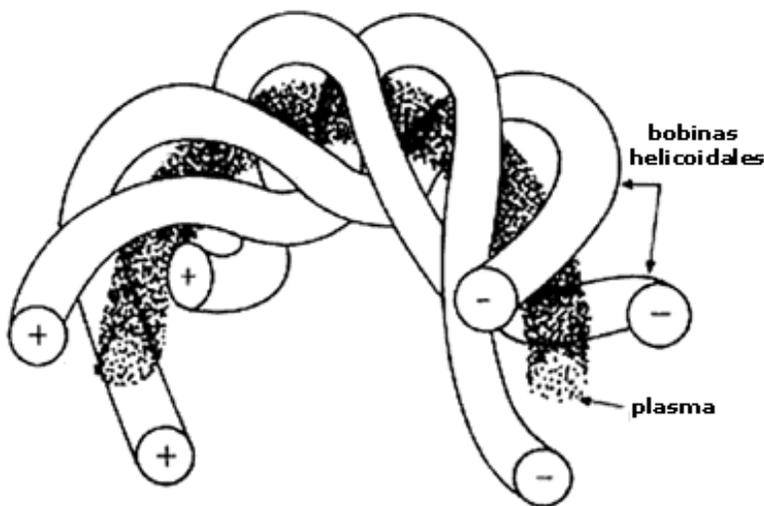


FIGURA 21. El torsatrón con $l=3$ utiliza 6 bobinas helicoidales que alteran la dirección de la corriente, sin bobinas toroidales, resultando en una sección triangular de plasma que va retorciéndose.

Los compresores. Forman otra familia de aparatos también similares al tokamak en el sentido de que requieren de una corriente en el plasma para confinarlo, es la de los compresores, tanto z como q . Ya vimos en el capítulo V que los compresores cilíndricos con los extremos abiertos no son adecuados para el confinamiento por tiempos lo suficientemente largos pues la longitud del cilindro tendría que ser de varios kilómetros. Las alternativas son, entonces, tapar los extremos con espejos magnéticos o con paredes de algún tipo, o cerrarlos en forma toroidal. En un compresor z , con la primera alternativa se introducen gran cantidad de impurezas, de los electrodos y de las paredes finales, mientras que con la segunda, el problema es que las inestabilidades MHD crecen rápidamente. Cuando se sobrepone un campo toroidal intenso para estabilizar al compresor toroidal se obtiene el tokamak. Una variante del tokamak que funciona bajo el mismo principio es el *compresor de tornillo* que opera con b grande, del orden de 0.2 a 0.6. En estos dispositivos se logran densidades casi cien veces mayores que en un tokamak pero temperaturas menores en la misma proporción, y los tiempos de confinamiento son menores que un milisegundo,

que es el costo de operar a B alta. Las mayores betas se tienen con plasmas de secciones transversales muy alargadas, pues como se trató en el caso de los tokamaks, son más estables, y se conocen como *compresores de cinturón* por la forma que adquiere el toroide; la columna es seis veces más alta que ancha. En el experimento BPIIA de este tipo se ha logrado $b = 0.6$, pero sólo por 50 microsegundos.

Otra técnica de estabilización consiste en programar los campos magnéticos de modo que quede atrapado un campo toroidal en el plasma y después aplicar un campo toroidal en dirección opuesta, justo fuera del plasma. Con esto se tiene un cizallamiento muy grande que da buena estabilidad MRD a estos aparatos, que se llaman *compresores de campo invertido*. Los campos magnéticos toroidal y poloidal son del mismo orden de magnitud (a diferencia del tokamak), así que las líneas se enrollan mucho, y los valores de q son pequeños (los modos de quiebre que aparecerían a q baja no se desarrollan por el alto cizallamiento). Se ha mostrado que esta configuración es un estado de mínima energía en la que los campos son libres de fuerza (campo y corriente paralelos). Aparentemente las inestabilidades y la turbulencia llevan al plasma y los campos a adoptar el equilibrio del compresor de campo invertido, produciéndose una inversión espontánea del campo, lo cual se ha observado. Como al haber equilibrio MRD la fuerza magnética se compensa con el gradiente (o variación radial) de la presión del plasma, al ser la primera igual a cero implica que la presión es constante. Así resulta que los perfiles de temperatura y presión son casi planos. Los valores de β son del orden de 0.1 o mayores, y hay grandes posibilidades de que pueda lograrse la condición de encendido sólo con calentamiento óhmico.

Ahora veamos como se comportan los compresores θ . Para confinar el plasma se produce una corriente variable alrededor de un cilindro, la cual produce un campo magnético axial que a su vez induce la corriente en la superficie del plasma en dirección θ , por una acción de transformador. La fuerza de la interacción de esta corriente con el campo axial comprime radialmente el plasma. En la figura 22 se muestra esquemáticamente el aparato, en el que se usa una bobina de una vuelta para mejorar la eficiencia en la inducción de la corriente q . Las partículas en la vaina de corriente, como se le llama a la capa en contacto con el conductor, se mueven hacia el centro de la columna con velocidades mayores que la del sonido, por lo que se crea una onda de choque radial que calienta fuertemente el plasma en tiempo muy corto. Después de esta fase, como la corriente en la bobina cambia más lentamente, el campo axial sigue aumentando hasta que llega a su valor máximo y por lo tanto el plasma se sigue comprimiendo y calentando; ésta es la etapa de compresión adiabática. Con este calentamiento en dos etapas se llegan a conseguir plasmas de temperaturas de 2 a 6 keV y densidades altas ($> 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), que pueden ser confinados sin problema porque todo el campo magnético queda fuera del plasma (no penetra), y su presión neta contrarresta la del plasma. Así se pueden tener betas muy elevadas; en la práctica $b = 0.8$.

El problema con esta geometría, como ya se dijo, lo constituye la pérdida por ambos extremos, de modo que se cierran con espejos o con tapones sólidos, que al contacto con el plasma se vaporizan y forman un plasma más pesado, que retarda las pérdidas. También se usan dos compresores θ paralelos, unidos en los extremos con tubos curvos, en la forma de una pista ovalada de carreras. Con esto se mejora bastante el tiempo de confinamiento, a pesar de que en las secciones curvas las pérdidas son grandes. Un extremo de esta configuración es el compresor θ toroidal, pero se complica por la presencia de inestabilidades MHD. Para reducir el crecimiento de estos modos se han usado bobinas helicoidales como las del stellarator, pero el confinamiento se limita a decenas de microsegundos. Mejoras mayores pueden obtenerse con un sistema de estabilización retroalimentada, pero como resulta difícil de instrumentar se ha optado por usar la estabilización por las paredes, como se hace en un tokamak. Esto puede funcionar puesto que se trata de un aparato pulsado de pulsos muy cortos, y las corrientes de las paredes no se alcanzan a amortiguar.

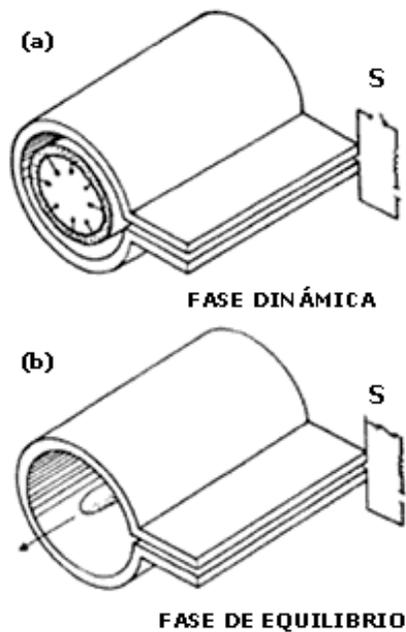


FIGURA 22. Compresor O de una bobina de una sola vuelta. Primero en la fase dinámica de compresión y luego en equilibrio, donde se forma la columna de plasma con un campo magnético axial.

Una modificación más profunda del compresor θ lineal consiste en aplicar un campo axial con polaridad opuesta al producido por la bobina de descarga, para dar lugar a una inversión en el campo cerca del centro de la columna. Esto conduce a la formación de un toroide interno. Este *compresor theta con inversión de campo* pertenece a una clase de configuraciones conocidas como *toroides compactos* o también *configuraciones con inversión de campo* (CIC). Un toroide compacto es un dispositivo toroidal sin bobinas magnéticas que crucen el hoyo del toroide, lo que simplifica su construcción y mantenimiento. En la figura 23 se muestra el proceso de formación del compresor θ con inversión de campo. Primero se tiene un plasma preionizado al que se le aplica el campo magnético axial; entonces se produce la descarga en la bobina del compresor q , generando una implosión radial, durante la cual el campo inicial de polaridad opuesta se halla atrapado en el plasma y se comprime; al final de la compresión las líneas de campo en los extremos del plasma con direcciones opuestas se rompen y reconectan, formando líneas de campo poloidal cerradas que ahora forman parte de un toroide alargado, cuyo eje de simetría es el centro de la columna de plasma. El toroide se contrae hasta que alcanza su estado de equilibrio, que permanece estable por decenas de microsegundos. Se puede alargar su tiempo de vida si se maximiza la fracción de campo magnético axial inverso que se atrapa en el plasma, lo que puede lograrse con una mejor preionización. También hay que evitar la rotación del plasma pues ésta empeora la estabilidad.

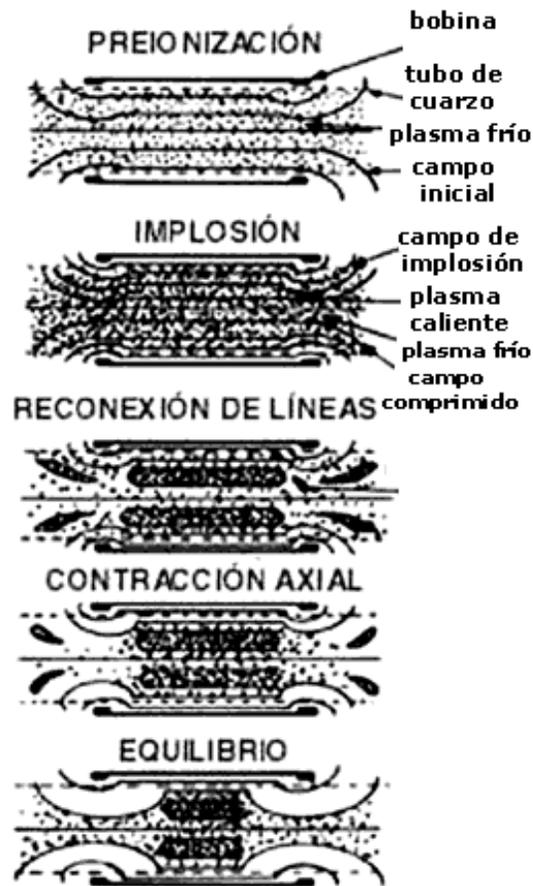


FIGURA 23. Proceso de formación del compresor θ con inversión de campo desde la etapa de preionización, luego la reconexión de líneas magnéticas, hasta la formación de un cinturón caliente alrededor del eje.

Una configuración típica dentro de los toroides compactos es el *esferomak*. La diferencia fundamental con respecto a la que se acaba de describir es que se tiene un campo toroidal. Se puede producir mediante diversos métodos, incluyendo el del compresor q mencionado antes, con la variante de que se agrega una corriente axial para producir el campo magnético toroidal. Las fases de formación son las mismas que antes, pero en la contracción axial última se llega a formar un toroide prácticamente esférico, como el que se muestra en la figura 24. Estos plasmas, al igual que los del compresor de campo invertido, se encuentran en un estado de mínima energía —donde el campo y la corriente son paralelos— al cual tienden al seguir un proceso de relajación. La formación del *esferomak*, y en general de todos los toroides compactos, depende grandemente de los procesos de reconexión de líneas magnéticas, que son fenómenos aún no bien entendidos, a pesar de que han sido estudiados desde hace mucho tiempo en problemas de plasmas del espacio exterior. Los toroides compactos, una vez formados, pueden desplazarse a lo largo del eje axial por medio de espejos móviles, para ser usados en algún otro lugar. Esto permitiría tener una cámara de combustión separada de la de descarga, que es conveniente para el mantenimiento del sistema.

Existe otro tipo de aparatos que, aunque no están dentro de la categoría de los compresores, se basan en un principio similar al de los toroides compactos. (En realidad los toroides compactos tampoco son del tipo de los compresores, pero los hemos incluido en esta sección porque su formación se puede dar en un compresor theta, aunque no exclusivamente.) Estos aparatos son los anillos de electrones o de iones. En su formación se utiliza una trampa magnética de líneas rectas, con espejos en los extremos, en la que se inyecta, perpendicularmente a las líneas de campo, un haz de partículas energéticas que pueden ser iones o electrones, de manera que giren alrededor del eje del espejo bajo el efecto del campo. El sentido del giro es tal que el campo magnético que se genera por la corriente que forman estas partículas es opuesto al del espejo, como se muestra en la figura 25. Las partículas forman un anillo de corriente en cuyo interior se produce una inversión del campo, si la densidad de partículas es suficientemente alta. Las líneas de campo se cierran alrededor del anillo y producen una región toroidal de B-mínimo en el volumen ocupado por las partículas. Al inyectar combustible en el anillo, aquél es

ionizado y calentado rápidamente por las partículas energéticas y se forma un plasma caliente y estable en el pozo magnético. Aproximadamente una cuarta parte de la energía del anillo se utiliza para calentar el plasma.

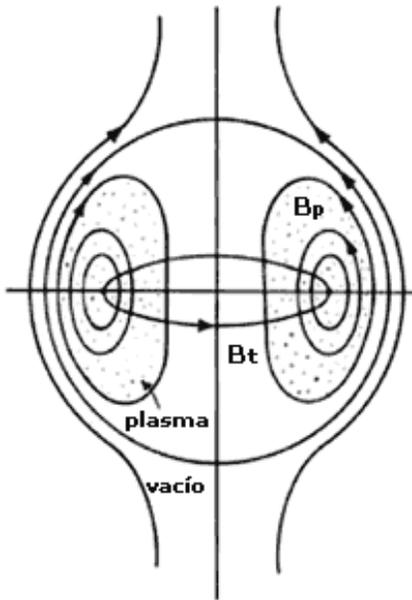


FIGURA 24. Configuración de un esferomak o toroide esférico, que se forma por un proceso similar al de la figura 23.

A esta configuración, en el caso en el que las partículas energéticas son electrones relativistas (los que se mueven a la velocidad de la luz), se le conoce como Astron. En los anillos no se requiere de un campo toroidal porque las altas energías de las partículas le dan rigidez al anillo, con lo que adquiere estabilidad. Al usar iones se pueden lograr anillos de mayor duración porque las pérdidas de energía por radiación sincrotrón (al girar en el campo magnético) son mucho menores para los iones que para los electrones relativistas. Con el fin de lograr mayor eficacia en la inversión del campo es conveniente comprimir el anillo aumentando la intensidad del campo del espejo, con lo que se incrementa la energía del anillo. En principio, es posible tener anillos de energías de 300 MeV durante un tiempo de 5 segundos; experimentalmente han sido poco estudiados.

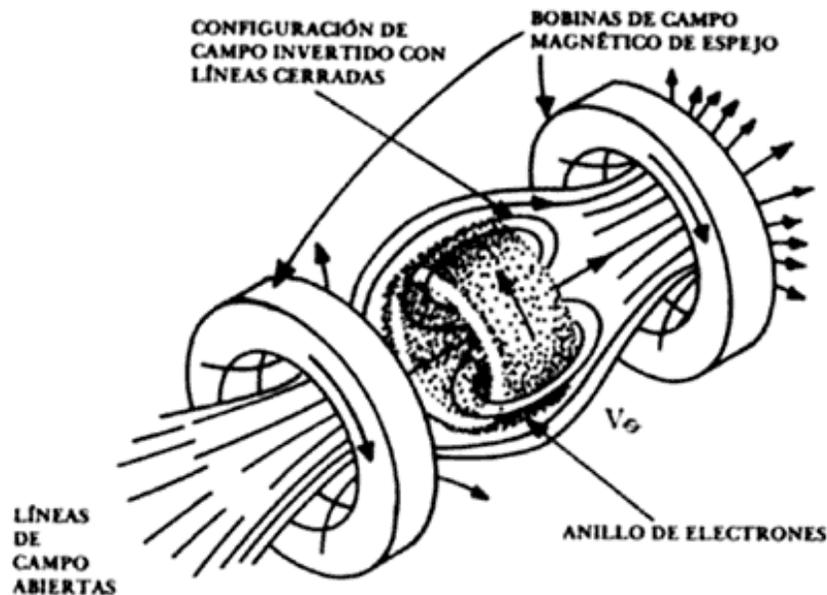


FIGURA 25. Anillo de electrones que permite la creación de un campo magnético invertido con líneas cerradas.

El último de los aparatos que describiremos en relación a los compresores es el *foco de plasma denso*, que está relacionado con el compresor z. Existen dos geometrías del foco de plasma, que se muestran en la figura 26, la de Mather y la de Filippov. La primera consiste en dos electrodos cilíndricos que forman un cañón de plasma coaxial; en la segunda los electrodos son dos discos con un orificio en el centro. Los electrodos están separados por un aislante, y el volumen entre ellos se llena con gas a baja presión. Cuando se descarga un banco de condensadores el gas se ioniza a través del aislante y fluye una corriente entre los electrodos (que para el foco tipo Mather es radial), que produce un campo magnético (acimutal para el de Mather). La interacción del campo (\mathbf{B}) con la corriente (\mathbf{j}) produce una fuerza magnética ($\mathbf{j} \times \mathbf{B}$) que acelera una lámina de plasma en dirección opuesta al aislante, la cual continúa ionizando y arrastrando el gas neutro que encuentra, hasta llegar al final del electrodo. En ese momento el plasma se colapsa en un compresor z de volumen muy pequeño (1 mm de diámetro), con densidad y temperatura muy elevadas.

El tiempo de formación del foco es de unos microsegundos, pero después de varios nanosegundos (10^{-9} seg) se desarrollan inestabilidades MHD violentas que lo destruyen. En este intervalo se llegan a producir grandes cantidades de neutrones (hasta 10^{12} neutrones por descarga), que indican la presencia de reacciones de fusión. Sin embargo éstas se deben en su mayoría a colisiones entre iones muy energéticos en un haz y iones térmicos (haz blanco) y no son de origen termonuclear, por presentan poco interés. Los iones se aceleran en los campos eléctricos de la turbulencia de plasma, generada por las corrientes tan intensas, alcanzando energías hasta de 1 MeV. La investigación en los focos de plasma se concentra en determinar los mecanismos de emisión de neutrones y de aceleración de iones. Más que para reactores de fusión, la aplicación del foco de plasma es como fuente de neutrones y de rayos X para usos industriales, médicos o nucleares. Cabe mencionar que en México se cuenta con un foco de plasma de tipo Mather de baja energía (denominado Fuego Nuevo), en la UNAM, en el que se estudian estos plasmas de fusión densos y efímeros.

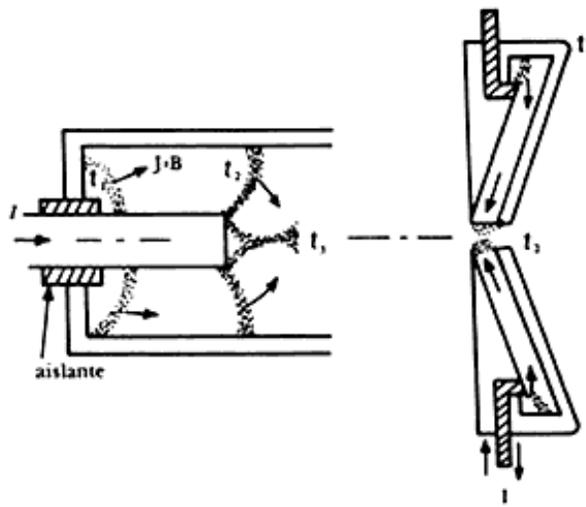


FIGURA 26. Foco de plasma denso en sus dos modalidades, la de Mather y la de Filippov. Se muestra el corte transversal de dos cilindros coaxiales en el primer caso y dos discos paralelos con un orificio central en el segundo. La lámina de plasma que se forma es impulsada por la fuerza $j \times B$ hasta que llega a concentrarse en una pequeña región produciendo muchas reacciones de fusión.

Espejos y cúspides. Los espejos siempre han constituido un mecanismo atractivo para el confinamiento de un plasma, pues podrían permitir la operación del aparato de manera continua, ya que no dependen de la producción de descargas, ni están sujetos a las inestabilidades de las configuraciones toroidales. El problema principal es la pérdida de partículas por los extremos, que no puede evitarse sino sólo reducirse. Ya se ha mencionado que el otro problema potencial, la presencia de inestabilidades por la curvatura desfavorable de las líneas, puede solucionarse con configuraciones de B-mínimo como las bobinas de beisbol o de Ying-Yang. Estas inestabilidades, que son impulsadas por la presión del plasma, también pueden prevenirse por medio de la introducción de partículas energéticas que giran alrededor del eje del espejo, o haciendo rotar al plasma rápidamente con campos eléctricos radiales. Con estos métodos, de alguna manera se reduce la presión que empuja hacia afuera al plasma, estabilizándolo. Otra manera de producir una configuración de B-mínimo es creando *cúspides magnéticas* en las regiones de curvatura desfavorable, aunque ésta ya no se considera un espejo. A continuación describiremos dos sistemas de espejos relativamente adecuados para controlar las pérdidas por los extremos: el espejo *tandem* y el *toro abultado*. Posteriormente describiremos las configuraciones de cúspides.

El espejo tandem consiste en un solenoide central (que es un embobinado alrededor de un cilindro), donde las líneas de campo son rectas, con espejos magnéticos en los extremos a manera de tapones, como se muestra en la figura 27. En la región central se colocan bobinas de octupolo para estabilizar, y para acoplar los campos del solenoide y de los espejos se usan bobinas de transición. El confinamiento del plasma en la dirección axial se logra en este dispositivo por medio de barreras electrostáticas situadas en los extremos. La principal función de los espejos, más que detener las partículas magnéticamente, es producir las barreras de la siguiente manera: en un espejo, los electrones se escapan más fácilmente que los iones, debido a su gran movilidad, y a que las colisiones que los deflectan a la región de pérdidas son más frecuentes. Por lo tanto, el exceso de iones que queda hace que haya una carga neta positiva en el espejo, que retarda la pérdida de más electrones y acelera la de los iones. Cuanto mayor sea la densidad de partículas, mayor será el potencial eléctrico (asociado con la separación de carga). En un espejo tandem se producen altas densidades en los espejos de los extremos, mediante la inyección de haces de partículas neutras, de modo que exista una barrera de potencial más alta en los extremos que en el espejo central. En la figura 27 se muestra la variación del negativo del potencial electrostático $-\phi$ y del campo magnético B a lo largo del eje del espejo y puede observarse las barreras generadas. Así, se tiene que los iones de la celda central quedan confinados electrostáticamente por las barreras de los extremos de tamaño fe (un pozo invertido), mientras que los electrones se confinan por la presencia de los potenciales positivos de alto ϕ_c .

El confinamiento puede ser mejorado si se inyectan haces de partículas neutras en cada una de las celdas de los extremos, en dirección perpendicular al campo, de modo que al ionizarse queden bien atrapadas. Al acercarse a los puntos espejo, su movimiento axial es más lento por lo que en promedio hay mayor densidad en estos puntos y en el centro un mínimo de densidad. Este mínimo también produce un mínimo en el potencial eléctrico (hay

menos partículas cargadas positivas). Como este mínimo se tiene en cada una de las celdas de los extremos, los electrones de la celda central, que tiene una carga positiva, se encuentran atrapados por estas dos barreras (pues tienen menos carga positiva que la de la celda central, así que aparecen como si fueran negativas), que impiden el flujo entre la celdas central y las de los extremos. A veces se usan también otros espejos auxiliares en los extremos de los espejos de tapón a fin de reducir las pérdidas. Para calentar el plasma se inyectan haces de electrones energéticos a lo largo del eje, con lo que además se incrementa el potencial de los extremos.

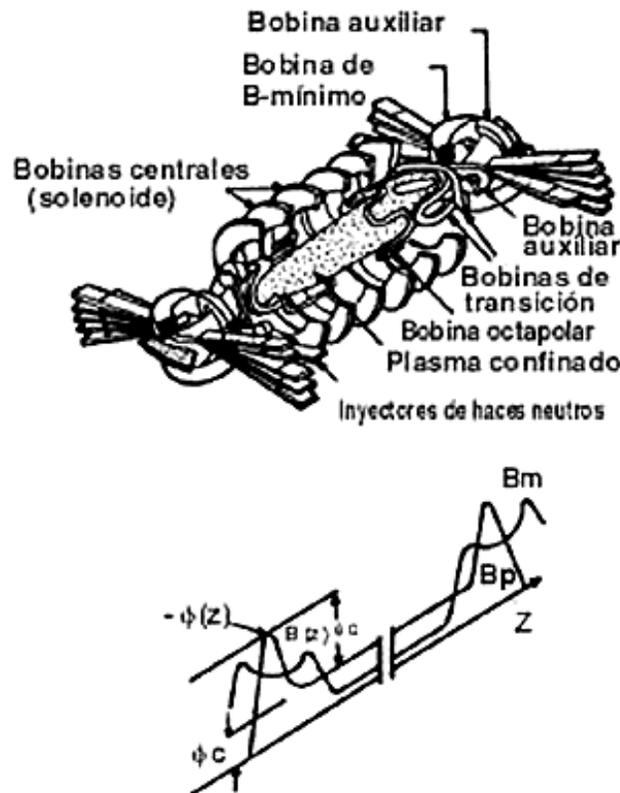


FIGURA 27. Espejo tandem en el que se colocan espejos de B mínimo en los extremos de un cilindro, que se encargan de producir barreras eléctricas positivas. Éstas mantienen al plasma central dentro de un pozo de potencial eléctrico ϕ como se muestra en la gráfica inferior. Se tiene una combinación de confinamiento magnético eléctrico.

La otra opción para reducir las pérdidas de un espejo por los extremos es el toro abultado, que consiste en alinear varios espejos magnéticos, uno a continuación del otro, a lo largo de una trayectoria circular. Con esto se tiene un toro (o toroide) delgado y ya no hay extremos abiertos por donde pueda haber pérdidas, como se muestra en la figura 28. Aquí no se tienen líneas de campo helicoidales, como se ha dicho que se requiere en un toroide para evitar separación de carga. Sin embargo, al moverse las partículas dentro de los espejos, que tienen líneas de campo curvas, el movimiento de deriva de la curvatura hace que roten en dirección poloidal, con lo que se evita la separación de carga. El problema, al igual que con cualquier espejo, es la estabilidad en las regiones de mala curvatura. Para estabilizar estas regiones, en los experimentos existentes (FBT = *Elmo Bumpy Torus*) se introducen anillos de electrones energéticos en dirección poloidal, que son acelerados por resonancia con radioondas. También pueden usarse anillos de iones o inducir una rotación a través de la deriva $E \times B$ al aplicar un campo eléctrico radial.

A medida que se aumenta el número de celdas de espejos el confinamiento mejora, porque así las órbitas más externas no se separan mucho de las superficies magnéticas. Han podido ser identificados tres modos de

operación, según la presión del gas neutro. El de mejor confinamiento es el de presiones intermedias (10^{-3} atmósferas), teniéndose plasmas relativamente calmados. Para presiones muy altas o muy bajas aparecen fluctuaciones que afectan el confinamiento. En estos aparatos se pueden tener betas grandes, como en otros espejos, con valores de $\beta > 0.1$.

Finalmente, describiremos los multipolos, que presentan configuraciones de cúspides magnéticas. Consisten esencialmente de aros sólidos conductores de forma toroidal que llevan las corrientes que producen los campos poloidales confinadores. Los conductores están en el interior de la cámara de vacío, pero debido a la configuración magnética, el plasma casi no interactúa con ellos. No se requiere de un campo toroidal porque la corriente es llevada por anillos sólidos que no están sujetos a inestabilidades, y pueden ser operados en estado estacionario. Según sean las direcciones de las corrientes en los aros, la configuración del campo magnético será de líneas cerradas o de cúspide. En la figura 29 se presenta el diagrama del Tormac que es un octupolo bien conocido, y tiene corrientes que alternan de dirección, formando una configuración de cúspide; es del tipo de B-mínimo en la que la curvatura de líneas siempre se da hacia afuera del plasma. Si todas las corrientes tienen la misma dirección también se crea una configuración de B-mínima, pero con líneas cerradas. El problema de las cúspides magnéticas es que el plasma escapa por estos vértices poco a poco. Esto se puede impedir creando un campo toroidal, haciendo pasar una corriente por el centro del toroide; así, el plasma que quiere escapar debe atravesar este campo. Otra alternativa es usar microondas para calentar los electrones del plasma cerca de las cúspides; así la presión incrementada retarda las pérdidas.

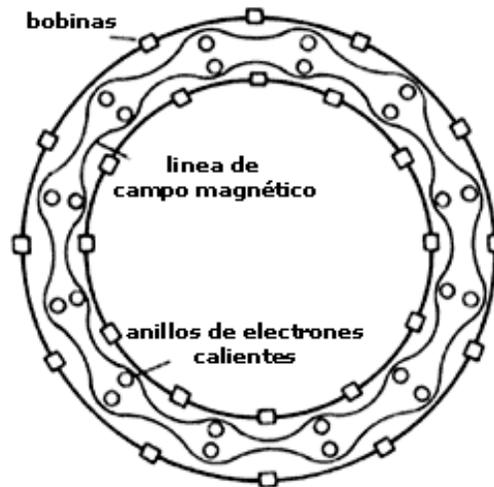


FIGURA 28. Esquematización de un toro abultado, que se crea por una serie de espejos magnéticos alineados para formar un toroide. La estabilización se logra por anillos de electrones o de iones en cada espejo individual.

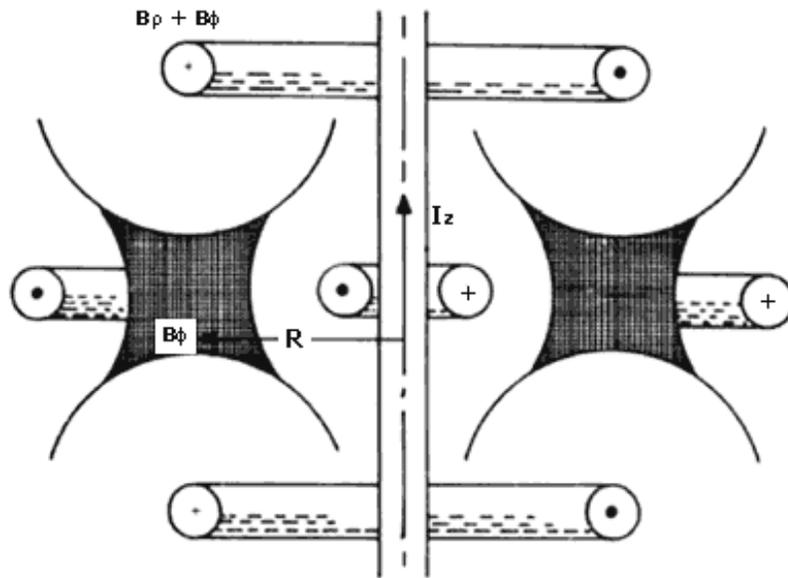


FIGURA 29. El octopulo Tormac formado por cuatro aros de distintos diámetros. Las corrientes de los aros centrales son puestas a las de los otros dos, produciendo un campo magnético de cúspides de B mínima, como se muestra.

Normalmente, la zona ocupada por el plasma tiene campos magnéticos muy reducidos, así que toda la presión magnética del exterior del plasma se puede usar para contener una presión de plasma grande; de modo que β puede llegar a ser grande. Además, los bajos campos reducen mucho las pérdidas de energía por radiación de sincrotrón, que es uno de los mayores obstáculos para alcanzar las altísimas temperaturas requeridas para las reacciones de los combustibles avanzados. Por ello se les ha considerado (junto con los espejos) como candidatos para los reactores con combustibles avanzados que no produzcan neutrones. El mayor problema con los multipolos es que para sujetar los anillos hay que usar soportes que interaccionan con el plasma, lo que aumenta las pérdidas y contamina el plasma. Existen otras posibilidades para mantener los aros en posición sin la necesidad de soportes materiales: pueden hacerse *levitar* magnéticamente si se fabrican de material superconductor, o es posible suspenderlos temporalmente con soportes mecánicos retráctiles. También se puede blindar a los soportes con un campo magnético producido por una corriente intensa que pase a través de ellos, lo que evitaría la interacción con el plasma. Existe un aparato de un solo anillo que utiliza la levitación magnética para sostenerlo, el FM-1 Esferator, el cual se ha mantenido por varias horas. Los multipolos parecen funcionar mejor al aumentar su orden, o sea, usando un arreglo con más anillos, pero su número complica el problema de la sujeción de los aros. Cabe señalar que los multipolos no han mostrado a la fecha ser una buena alternativa a la construcción de reactores, pero siguen siendo configuraciones con atractivos interesantes.



VIII. EL CONFINAMIENTO INERCIAL Y SUS PERSPECTIVAS

LA ALTERNATIVA al confinamiento magnético para conseguir la fusión termonuclear controlada es el confinamiento inercial, que como ya se explicó, se basa en la generación rápida de energía antes de que el plasma encendido tenga tiempo de expandirse. Esta manera de producir la fusión es conceptualmente la más sencilla. Inicialmente se tiene una pelotilla de combustible a baja temperatura y se calienta rápidamente desde la superficie, creando como resultado un plasma que se comprime hasta alcanzar densidades muy elevadas y temperaturas termonucleares. Esto da lugar a una miniexplosión nuclear en el centro y el calor generado se propaga hacia el exterior, calentando el plasma que encuentra y encendiéndolo. Todo esto tiene que ocurrir antes de que el plasma comprimido se expanda y se enfríe, lo que sucede en 10 nanosegundos (10^{-8} s). Si durante este tiempo se logra producir más energía que la invertida en comprimir y calentar la pelotilla, el resultado del experimento es favorable. Para medir el desempeño se define la ganancia de energía, de manera análoga a como se hizo al final del capítulo II, como el cociente $Q = (\text{energía de fusión producida}) / (\text{energía del haz incidente})$; y lo que mínimamente se requiere es $Q > 1$.

Para calentar las pelotillas se utiliza un *impulsor* capaz de transferir a nuestro blanco (la pelotilla) cantidades muy grandes de energía en tiempos sumamente cortos. El impulsor consiste en un conjunto de haces (de láser o de partículas energéticas) distribuidos uniformemente alrededor de la pelotilla, que producen una irradiación esféricamente simétrica. Los haces deben ser capaces de concentrar la energía en regiones muy pequeñas, ya que los diámetros de las pelotillas son de unos cuantos milímetros. El calentamiento por los haces se concentra en la superficie del blanco, así que el material en esta zona se separa formando una corona de plasma en donde se generan electrones energéticos y radiación. Los haces deben poder atravesar la corona para seguir calentando más adentro, pero sólo podrán penetrar hasta cierta distancia debido a los efectos de la absorción. Más allá de esta distancia, el calentamiento puede continuar a través de la energía transportada por los electrones y la radiación, generados en la corona. A medida que se calienta, el material se va evaporando por un proceso de ablación, pero en respuesta a la evaporación, que es hacia afuera, hay una reacción del material interno, de moverse hacia adentro. Es el mismo principio de impulsión de un cohete, que avanza al expulsar un chorro de gases por detrás. Como las energías que intervienen son muy grandes, el movimiento hacia adentro es muy violento, produciéndose una implosión (lo contrario de una explosión), que comprime y calienta el combustible del interior hasta los valores necesarios para encender al plasma. En esta etapa es cuando comienza el confinamiento inercial.

Por lo regular, el combustible deuterio-tritio se congela para formar pelotillas sólidas, aunque también se usan combinaciones de un cascarón sólido con gas o líquido en el interior, para aumentar la ganancia Q . Más adelante describiremos la composición de los blancos. En estado sólido, la densidad del combustible es 4.5×10^{22} partículas/cm³. Para obtener valores de Q suficientemente altos, la compresión debe aumentar la densidad en un factor de mil, así que n será del orden de 10^{25} a 10^{26} partículas/cm³ mientras que la temperatura debe ser de 5 a 10 keV. Para obtener esta compresión, la energía requerida es mucho menor que la que se necesitaría para calentar todo el blanco hasta la temperatura de encendido. En el caso del confinamiento inercial el criterio de Lawson es un poco más exigente; no basta que el parámetro $n \cdot t_E$ para las reacciones D-T sea mayor que 10^{14} s/cm³. Esto se debe a que las eficiencias de conversión de energía eléctrica a energía de los haces, y la de absorción de energía por el blanco son bastante menores que 1/3, que es la que se usa para obtener el valor anterior. Además, en lugar del parámetro de Lawson, en el confinamiento inercial es más común utilizar el parámetro $\rho \cdot R$, donde ρ es la densidad de masa del combustible ($\rho = n \cdot m$, m = masa de una partícula) y R el radio del combustible al final de la compresión. El cambio de parámetro se hace porque el tiempo de confinamiento inercial es una cantidad bien establecida, $t_i = R / v_s$, que depende sólo de R y la temperatura (a través de la velocidad del sonido v_s), y resulta ser más práctico usar R . El equivalente al criterio de Lawson en este caso es $\rho \cdot R > 3$ g/cm². Los valores requeridos de n y T se han conseguido por separado en experimentos con impulsores láser, pero el valor de $\rho \cdot R$ todavía no se logra.

El núcleo de la pelotilla es encendido por un frente de choque esférico, y en ese momento las partículas α producidas por la fusión aumentan la temperatura del combustible venciendo las pérdidas de energía debidas a la radiación, la conducción térmica y la expansión. Si la densidad es suficientemente alta, la energía de las partículas α queda atrapada en el combustible que rodea al núcleo, y lo calienta hasta encenderse también. Así va avanzando la región de encendido, como una onda de quemado moviéndose hacia afuera a través del combustible, hasta que

la expansión disminuye la densidad y se apaga. En este momento termina el confinamiento. La existencia de la onda de quemado es esencial para tener ganancias Q grandes, ya que el radio del núcleo, donde inicialmente se tiene el encendido, es aproximadamente $0.1 \mu\text{m}$ así que comprende una cantidad pequeña de combustible. En la figura 30 se muestran esquemáticamente las etapas de evolución de una pelletilla de fusión.

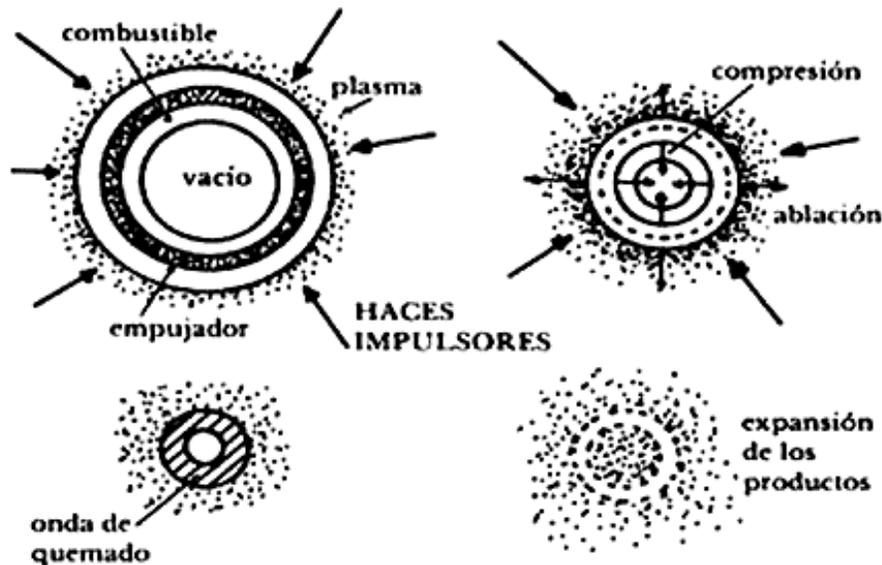


FIGURA 30. Proceso de evolución de una pelletilla para confinamiento inercial. Se irradia con un conjunto de haces impulsores (láseres o partículas aceleradas) que producen una compresión, la cual da lugar a las condiciones para tener fusión por corto tiempo.

El estudio de las condiciones físicas que imperan en el momento de máxima compresión es complicado, porque a esas densidades ya no es aplicable la física clásica y los efectos cuánticos entran en juego. En particular, se presenta el efecto de la degeneración de un gas de electrones, que aparece cuando las densidades son muy altas. Cuánticamente, cuando un electrón tiene un volumen muy pequeño para moverse, los niveles de energía más bajos tienen energías muy altas; del orden de la energía térmica de los electrones. Debido al principio de

exclusión de la mecánica cuántica¹⁷ no todos los electrones pueden permanecer con la energía térmica sino que tienen que ir ocupando estados de mayor energía. Esto le da al gas degenerado una presión mayor que la que tendría en ausencia de los efectos cuánticos. El estado de degeneración se da cuando la temperatura del sistema es menor que una "temperatura de degeneración", que depende de la densidad. A las densidades de 10^{26} cm^{-3} , esta temperatura es 2 keV , por lo que la degeneración es importante antes de que el frente de choque caliente el centro.

Para que el proceso de compresión y calentamiento del combustible sea efectivo hay que procurar que se den precisamente en este orden: primero comprimir y después calentar. Esto es con el fin de que se puedan alcanzar altas compresiones, permitiendo a su vez grandes valores de Q . Si se calienta antes de tiempo, la presión aumentada se opone a la compresión. Un proceso en el que no se absorbe ni se pierde calor se llama adiabático o isentrópico (de entropía constante), así que la compresión debe ser lo más cercano posible a un proceso isentrópico. Es interesante saber que un gas degenerado cumple con los requerimientos isentrópicos, ya que la cantidad de calor que puede absorber es independiente de la temperatura, así que se mantiene constante mientras la temperatura aumenta en la compresión. Un problema severo es que siempre se tienen electrones energéticos y radiación (rayos X) producidos en la corona que penetran al interior del combustible y lo calientan antes de que se termine la compresión.

Desafortunadamente, este precalentamiento no puede evitarse, pero se puede reducir por diferentes

procedimientos, que tienden a inhibir la producción de electrones de altas energías o a evitar la conducción de calor al interior. El primer objetivo se puede lograr evitando la formación de ondas de choque fuertes antes de la máxima compresión, tratando de que no haya cambios de presión repentinos en la superficie. En el caso de usar impulsores de láser conviene usar longitudes de onda pequeñas e intensidades de láser no demasiado grandes. La conducción de calor al interior puede atenuarse colocando un cascarón de un material pesado antes del combustible, o dejando un hueco vacío entre el combustible y el cascarón externo.

Otro problema que se presenta durante la compresión es el desarrollo de inestabilidades. Cuando un material de alta densidad es acelerado por un material de baja densidad se puede presentar la inestabilidad de Rayleigh-Taylor, que es del tipo de las inestabilidades gravitacionales mencionadas en el capítulo V. La inestabilidad es iniciada porque la irradiación del blanco por los haces no es realmente uniforme y porque la pelletilla no es del todo esféricamente simétrica. Estos factores dan lugar a que en ciertos puntos el empuje producido por los haces sea mayor que en otros, creándose la situación propicia para que la inestabilidad de Rayleigh-Taylor se desarrolle. Entonces, los puntos que se han desplazado más hacia el centro avanzan cada vez más rápido, mientras que los más alejados del centro casi no se mueven, produciendo una compresión totalmente asimétrica que es muy ineficiente. Esta inestabilidad puede aparecer en la fase de aceleración (al principio) y en la fase de frenado o desaceleración (al final). En la última fase, ocurre cuando la región central menos densa frena al frente de compresión más denso, y el efecto de la inestabilidad es mezclar las capas más externas con la del combustible. Esto tiene el efecto de reducir la producción de neutrones, como se ha observado experimentalmente.

Durante la primera fase, el crecimiento de la inestabilidad puede reducirse por efecto de la ablación, pues el material denso se va evaporando. Cuando se usan haces de láser, esta contribución estabilizadora se espera que sea mayor cuando la longitud de onda es corta. También puede lograrse cierta estabilización por medio del uso de cascarones materiales gruesos colocados en el exterior del blanco, pues esto le da rigidez a la superficie y dificulta el crecimiento de la inestabilidad. Sin embargo, la eficiencia de la compresión y el acoplamiento del plasma con el láser (en caso de usarse éste), son mejores cuando el cascarón es delgado y el diámetro del blanco grande. Para optimizar estos factores simultáneamente con la estabilidad, se debe escoger entonces un grosor intermedio óptimo.

Todavía no se han tratado las posibilidades de los haces impulsores y sus características. La ganancia Q de un blanco dado depende, fundamentalmente, del tipo de impulsor que se utilice, por lo que es conveniente conocer las diferentes alternativas para evaluar su desempeño. Una propiedad que debe tener cualquier impulsor es que debe poder proporcionar energías muy altas ($> 10 \text{ kJ}$) al blanco en tiempos del orden de nanosegundos, y deben enfocarse en superficies muy pequeñas. La primera alternativa es el uso de haces de radiación electromagnética de alta potencia y bien dirigida; este tipo de radiación se tiene con un láser. La fusión con láser es la que más se ha estudiado y la más avanzada, aunque tiene todavía muchos problemas. Uno de los mayores inconvenientes es que las energías requeridas de los haces son demasiado altas para los láseres que se habían desarrollado hasta hace poco, por lo que se han tenido que desarrollar nuevos tipos de láser especialmente para el programa de fusión. Mucha de la investigación al respecto es secreta, porque los láseres de alta potencia pueden tener uso militar, por lo que no se conoce bien el grado de avance al respecto. Los tipos de láser que se investigan son los que emplean alguna clase de vidrio como medio emisor de la luz, y los de gas. Los de la primera categoría producen radiación de longitud de onda suficientemente pequeña (luz visible) pero las potencias son bajas, así que se trata de aumentarlas. Los láseres de gas pueden tener mayor potencia, pero emiten radiación de longitud de onda muy grande (como el láser de bióxido de carbono que emite en el infrarrojo), por lo que se trata de conseguir un gas con la misma potencia de emisión, en el rango visible o ultravioleta. Un caso interesante en esta categoría es el láser de fluoruro de kriptón (KrF) que puede emitir en longitudes de onda cortas manteniendo las altas eficiencias, pero se requiere de mayor investigación en su aplicación a fusión.

Otra desventaja de los láseres es que tienen una eficiencia de operación muy baja, es decir, la conversión de energía eléctrica en energía de la radiación es baja. Esto significa que, para recuperar la energía invertida a partir de la fusión es necesario crear las condiciones para tener un número muy grande de reacciones (hay que lograr densidades y compresiones muy altas). Además de la conversión de electricidad en radiación láser, hay que considerar la transmisión de energía del láser al blanco, que tampoco es muy eficiente, y aumenta los requerimientos de la fusión producida. La interacción plasma-láser es un fenómeno muy complejo pues involucra una gran variedad de procesos. Parte de la radiación es absorbida y otra reflejada y se pierde. Las reflexiones más importantes se dan cuando la radiación láser, al irse propagando hacia el interior donde la densidad es mayor, llega al punto de *densidad crítica*. Cuando una onda electromagnética se propaga a través de un plasma, si su

frecuencia de oscilación es mayor que la frecuencia natural del plasma, puede seguirlo haciendo; pero si es menor, los electrones del plasma tienen tiempo de moverse hasta anular el campo eléctrico de la onda, e impedir su propagación. Como la frecuencia natural de oscilación del plasma es proporcional a la densidad, resulta que para densidades altas, tales que la frecuencia natural sea mayor que la de la onda, ésta no se propaga, y a la densidad a la que esto ocurre se le llama densidad crítica.

Para evitar la reflexión en el punto crítico se intenta que la absorción de la onda se dé antes de llegar a esta región. La radiación puede ser absorbida por colisiones, por resonancia, o por acoplamiento con otras ondas. En el primero, la onda pone a oscilar a los electrones que, al chocar con los iones les transmiten la energía de oscilación tomada de la onda, convirtiéndola en energía térmica. La absorción por resonancia se explicó en relación al calentamiento de un tokamak con radioondas, y el último proceso se da cuando la onda electromagnética se convierte en dos ondas electrostáticas que corresponden a frecuencias naturales del plasma. Aunque estos procesos pueden absorber una gran parte de la energía de la radiación antes del punto crítico, existen también otros procesos que reflejan las ondas en esta región, que también son del tipo de acoplamiento de ondas, pero en éstos la onda electromagnética se convierte en otra onda del mismo tipo propagándose en dirección diferente y en una onda natural del plasma. A esto se le llama *dispersión estimulada*. El resultado de todos estos procesos es que sólo una fracción pequeña de la radiación incidente es absorbida; la fracción aumenta un poco para longitudes de onda pequeñas, porque la densidad crítica se encuentra más adentro, así que hay mayor posibilidad de absorción. Más adentro de la superficie de densidad crítica, la energía se transmite por los electrones y rayos X producidos por la onda.

Los otros impulsores que se emplean son haces de partículas energéticas, que pueden ser electrones relativistas, iones de elementos ligeros o iones de elementos pesados. El uso de haces de electrones tiene la ventaja de ser eficiente en la producción de energía, de bajo costo y con la propiedad de generar enormes campos magnéticos al incidir sobre el blanco, que ayudan al confinamiento del combustible. Sin embargo, tienen la gran desventaja de que no se pueden enfocar fácilmente sobre el blanco, debido a que la repulsión mutua entre los electrones del haz hace que éste se vaya abriendo. Para mejorar el enfoque se utiliza un campo magnético guía que los colima, o también pueden propagarse a través de un gas de baja presión para que al ionizarse se neutralice la carga de los electrones y se reduzca la repulsión. Aun así, la dispersión del haz es relativamente grande. Además los electrones penetran hasta el centro de la pelotilla produciendo el indeseable precalentamiento. Por estas razones no se considera a los haces de electrones como buenos candidatos para confinamiento inercial.

Con el fin de producir haces de iones ligeros se utiliza el mismo tipo de diodos que para los electrones. La cuestión del enfoque no es tan seria en este caso porque las masas de los iones son mucho mayores que las de los electrones y es más difícil que se dispersen. Comparados con los haces de láser, el enfoque de iones ligeros sigue siendo malo, además de que es difícil: almacenar la energía suficiente para producir los pulsos de iones con las altas repeticiones requeridas. A pesar de estos problemas, se sigue considerando a los iones ligeros como alternativa viable debido a que su eficiencia es alta, su costo bajo y el nivel de precalentamiento pequeño, en comparación con los láseres.

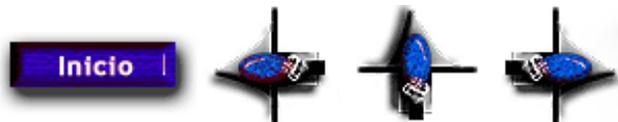
El uso de haces de iones pesados requiere de una tecnología diferente; pero es posible realizarla con los avances tecnológicos actuales. Los aceleradores de iones son más complicados y costosos que los de iones ligeros, en parte porque comprenden mayores energías en los haces; debido a las grandes masas usadas. Por lo general las masas de iones son más de 200 veces mayores que la masa del protón (elementos del tipo del uranio). La ventaja de esta alternativa es que el acoplamiento del haz con el blanco es bastante efectivo, al contrario de lo que ocurre con los láseres, y el precalentamiento es muy pequeño porque, con su gran masa, los iones no penetran hasta cerca del centro. El enfoque no presenta gran problema, pues los haces no se abren por la alta inercia de sus componentes. Además tienen eficiencias muy buenas (10-40%) y los resultados son reproducibles.

Otro factor importante en el confinamiento inercial es el diseño de las pelotillas a irradiar, pues con un buen diseño se puede mejorar la tasa de compresión. La forma del blanco depende del tipo de irradiador o impulsor que se emplee. Describiremos ahora los blancos para la fusión mediante láser. Existen dos tipos de blancos: los de impulsión directa, que absorben la energía del haz directamente sobre la cápsula de combustible; y los de impulsión indirecta, que primero convierten en rayos X la energía del haz en una cámara externa, que luego son absorbidos por la cápsula de combustible. En el método de impulsión directa se tiene una transmisión de energía a la cápsula muy eficiente, pero se necesita lograr gran uniformidad en los haces. Por el contrario, con el método indirecto se pueden tolerar mayores diferencias en la uniformidad, pero el acoplamiento con la cápsula es

ineficiente. Con impulsión directa se han alcanzado altas temperaturas y densidades, pero no simultáneamente. Para tener las altas densidades se requiere buena uniformidad; y esto se logra aumentando el número de haces, dividiendo los principales en muchos haces pequeños, por medio de un dispositivo especial. La impulsión indirecta da mayores compresiones, pero también temperaturas menores. Con estos diseños se han obtenido valores del parámetro de Lawson del orden de $(2-4) \times 10^{14} \text{ s/cm}^3$, en el experimento NOVA, con láseres de longitud de onda pequeña (0.35 mm), que como ya se ha mencionado es la más adecuada por varias razones.

Hay varios métodos para hacer la cápsula de combustible; el más sencillo, pero no necesariamente el más adecuado es hacer una pelotilla sólida de combustible congelado. Otra posibilidad es fabricar un cascarón hueco de vidrio lleno del gas combustible; el vidrio actúa como un *empujador* que comprime el gas y después se desintegra, pero no es eficiente. Para aumentar las ganancias existen otras posibilidades en la distribución del combustible y el empujador, que constan de capas múltiples. Por lo común, la capa exterior se fabrica de un material ligero, como el polietileno, que se evapora con la irradiación; en el interior está colocado un empujador hecho de algún material plástico, que si es grueso, además de comprimir el combustible, lo protege de los electrones energéticos; la última capa es el combustible congelado que forma un cascarón hueco, cuyo interior puede estar vacío o lleno de gas combustible a baja presión. También se puede utilizar combustible líquido en el interior.

Para terminar, presentaremos cómo se planea el funcionamiento de un reactor de fusión de confinamiento inercial. El área principal la forma una cámara grande, al vacío, donde se inyecta una pelotilla. Cuando pasa por el centro de la cámara se le bombardea con una serie de haces, de láser o de partículas energéticas, produciéndose la implosión del blanco seguida de una miniexplosión termonuclear. Las bombas de vacío retiran los gases y los desechos de la explosión, antes de que una nueva pelotilla sea inyectada. Aproximadamente, se hacen entre una y diez inyecciones por segundo, de manera que la energía liberada pueda ser recolectada de forma continua. El calor generado en las paredes de la cámara por los neutrones que se producen en las reacciones, y las partículas que llegan a escapar (la mayoría deja su energía en el combustible para mantenerlo encendido) se extraen con un fluido enfriador y se usan para activar las turbinas de los generadores de electricidad. Para que un reactor de este tipo pueda llegar a operar hay que resolver una serie de problemas diversos, además de los que ya se mencionaron, como por ejemplo la composición de las paredes de la cámara. Las paredes deben ser capaces de aguantar la radiación continua e intensa de los productos de la fusión sin fundirse o descomponerse. Se han propuesto algunos métodos de protección o aislamiento de las paredes, como hacer un recubrimiento de litio líquido, aplicar un campo magnético como blindaje, o rodear el blanco con chorros de metal líquido.



17. Según este principio, dos electrones no pueden ocupar el mismo estado cuántico.

Inicio |

IX. LA FUSIÓN CATALIZADA POR MUONES

UNA VEZ revisados los diferentes métodos existentes para tratar de conseguir la fusión termonuclear controlada, falta por tratar el que no tiene como base lo termonuclear. Este otro enfoque no emplea la energía térmica de las partículas para que dos núcleos se junten y se fusionen, por lo que hace innecesarias las altas temperaturas; de hecho, se puede dar a la temperatura ambiente, por lo que se le llama también fusión fría. Como ya mencionamos, la posibilidad de producir fusión fría viene de la existencia de una partícula elemental de la familia del electrón llamada muon o mesón- μ . Los muones no aparecen como constituyentes de la materia como los electrones, pues son partículas inestables que tienen un tiempo de vida muy corto, y por lo tanto decaen poco después de haberse formado. El muon aparece al decaer otra partícula subnuclear llamada pion o mesón, π . El pion es la partícula que transmite las fuerzas nucleares de un nucleón a otro, en forma semejante a como los fotones transmiten las fuerzas electromagnéticas. Como partícula libre decae rápidamente, dando lugar a un muon. Los muones se

encuentran de manera natural en los rayos cósmicos secundarios,¹⁸  sobre todo a nivel del mar, pues interactúan muy poco con la materia, y pueden atravesar toda la atmósfera sin perderse. También pueden crearse artificialmente haciendo chocar un haz de iones energéticos con un material cualquiera. Hay muones positivos y negativos, ambos con las mismas características. Su masa es 207 veces la masa del electrón, y la magnitud de su carga igual a la del electrón. Su tiempo de vida es muy corto, tan sólo 2.2 microsegundos, después de lo cual decae en un electrón (o positrón, según la carga del muon), un neutrino (otra partícula de la familia del electrón pero neutra y aparentemente sin masa) y un antineutrino (partícula con propiedades opuestas al neutrino). El muon negativo es el que permite tener fusión catalizada.

La idea de la catálisis por muones consiste en introducir estas partículas en una cámara que contiene un gas de deuterio y tritio, formándose moléculas sumamente compactas en las que la separación entre dos núcleos es muy pequeña. Estos núcleos, entonces, se pueden fusionar expulsando los muones que los mantenían juntos, los cuales pueden ir a catalizar otras reacciones de fusión. El gran problema resulta de la vida tan corta de los muones, pues antes de decaer deben de ser capaces de catalizar suficientes reacciones como para que mínimamente se recupere la energía invertida en crearlos, lo cual es difícil. La fusión catalizada no está limitada a la temperatura ambiente; también puede darse en hidrógeno líquido o sólido, estados que se alcanzan a temperaturas extremadamente bajas ($-260^{\circ}\text{C} = 13^{\circ}\text{K}$), o en gases muy calientes, pero que no estén totalmente ionizados. De hecho, la mayor eficiencia se tiene a altas temperaturas (900°C). Se cree que el uso de los muones como catalizadores de fusión sólo será útil en la reacción deuterio-tritio, pues las otras son demasiado lentas para el tiempo de vida del muon. En este enfoque la cantidad que equivale al tiempo de confinamiento de energía usado en fusión termonuclear, es el tiempo de vida media del muon, pues es éste el que limita la producción de energía. Como este tiempo es fijo, una condición análoga al criterio de Lawson se debe establecer sobre el número de reacciones catalizadas por muon.

Para entender el proceso de fusión catalizada describiremos las etapas por las que pasan las moléculas y los muones desde que éstos son introducidos hasta que se da la fusión. Antes de la aparición de los muones se tienen moléculas ordinarias, formadas por dos núcleos unidos por electrones que giran alrededor de ellos. En una mezcla de deuterio y tritio algunas moléculas consisten de dos átomos de deuterio, algunas otras de dos átomos de tritio y otras de un átomo de deuterio y uno de tritio. La separación de equilibrio entre los núcleos es muy grande (unas 30 000 veces el radio del núcleo), y está determinada por el tamaño de las órbitas de los electrones. Al ser introducido un muon negativo que viaja gran velocidad (como aparece al ser creado) se va frenando debido a las colisiones con los electrones de las moléculas. Por lo regular, los choques sacan a los electrones de sus órbitas, de modo que cuando ya los muones se mueven lo suficientemente lento, son capturados por las moléculas, ocupando el lugar de los electrones. La diferencia es que la órbita del muon es más pequeña, puesto que su tamaño, de acuerdo a la dinámica atómica, es inversamente proporcional a la masa de la partícula orbitante, por lo que el muon gira 200 veces más cerca del núcleo que el electrón. Así, al ser capturado el muon, éste empieza a girar alrededor de uno de los núcleos muy cerca de él, y esta unión se separa del otro núcleo, con lo que la molécula se rompe y el *muoátomo* (núcleo más muon) queda libre. El núcleo del muoátomo puede ser de deuterio o de tritio, pero como el tritio es más masivo, liga mejor al muon, así que normalmente los muones atrapados por el deuterio son transferidos a los núcleos de tritio en las colisiones. Toda la etapa, desde la introducción de los muones hasta la formación de los muoátomos de tritio, tarda menos de un milésimo de la vida del muon.

En la segunda etapa, los muoátomos, que se comportan como una sola partícula neutra, penetran las nubes de electrones de las moléculas, y al acercarse al núcleo de deuterio de ellas se combinan para formar *muomoléculas* ionizadas; la particularidad de éstas es que, al ser las órbitas de los muones mucho más pequeñas que las de los electrones, la separación entre los núcleos es menor por un factor igual a la razón de las masas, o sea, unas 200 veces. Aunque la distancia entre los núcleos de deuterio y tritio es todavía del orden de 100 veces el radio del núcleo, ya puede ser importante el efecto de penetración de barrera mencionado en el capítulo II, y producirse la fusión. En la figura 31 se muestra esquemáticamente el ciclo de reacción de un muon.

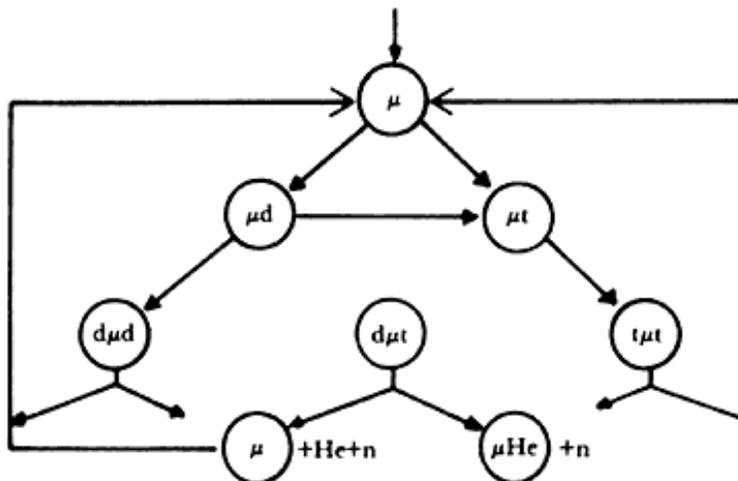


FIGURA 31. Esquema del ciclo de reacción de un muon al actuar como catalizador. Primero forma muoátomos (μd o μt) que luego se combinan para crear muomoléculas, en las que se produce la reacción de fusión, y el muon puede quedar libre (no siempre) para volver a repetir el ciclo.

El ion muomolecular compacto puede quedar alojado dentro de la molécula ordinaria, quedando en el lugar del núcleo con el que se combinó. Así los electrones mantendrán unidos al ion muomolecular y al núcleo restante. La presencia de los electrones de la molécula es esencial para la formación de la muomolécula pues absorben la energía de la que necesita deshacerse esta última para quedar estable. El exceso de energía es debido a la energía de enlace entre los núcleos, que es análoga a la que se tiene entre los nucleones dentro de un núcleo, como se describió en el capítulo II, pero de mucho menor magnitud. El problema con este mecanismo de formación es que es demasiado lento, y sólo le da tiempo a un muon de catalizar una sola reacción antes de decaer.

Afortunadamente, se descubrió que existe otro mecanismo de formación de la muomolécula mucho más rápido, y que puede darse bajo ciertas condiciones; consiste en seleccionar las energías de las partículas del gas de modo que la energía de enlace de la muomolécula pueda ser absorbida por la vibración de la molécula anfitriona. La vibración de una molécula es como si los dos núcleos (o en nuestro caso, un núcleo y el ion muomolecular) estuvieran unidos por un resorte, con la diferencia de que, según la mecánica cuántica, solamente pueden oscilar en ciertas frecuencias específicas. Por lo tanto, para que el exceso de energía pueda ser absorbido por la vibración, debe coincidir con alguno de los estados de oscilación permitidos, para lo cual el muoátomo y el núcleo de deuterio deben tener las energías cinéticas apropiadas, que se pueden ajustar por medio de la temperatura del gas.

Esta manera de absorción de energía se llama resonante, porque se da cuando se iguala un valor específico de la energía de oscilación. Inicialmente se pensaba que la absorción resonante no era posible porque la energía de enlace de la muomolécula es mucho mayor que las energías de vibración de una molécula ordinaria. Sin embargo, posteriormente se encontró que existe un estado de enlace muy débil en la muomolécula, con energía comparable a la de la vibración, y éste es el que adopta cuando se forma. La muomolécula ionizada así formada tiene sus núcleos muy separados por tener un enlace débil, pero inmediatamente cae a un estado bien ligado, de mayor energía, con los núcleos más juntos. El exceso de energía entre los dos estados se lo llevan los electrones. Todo el proceso es relativamente rápido, pudiéndose lograr que un muon sea capaz de catalizar unas 150 reacciones antes de decaer. Con estas cifras es posible pensar en llegar a obtener suficiente energía de las fusiones, como para

reponer la que se invierte en crear los muones (que es bastante) y tener todavía un exceso grande disponible para cualquier uso.

Hay aún otro obstáculo en el camino hacia la producción eficiente de energía. Cuando los núcleos de la muomolécula reaccionan, los productos de la fusión, que son una partícula α y un neutrón, se escapan a gran velocidad de la molécula anfitriona, mientras que el muon queda generalmente libre para catalizar más reacciones. Sin embargo, en algunas ocasiones, las partículas α capturan al muon, formando una especie de muoátomo de helio ionizado, con lo cual el muon ya no puede catalizar más reacciones. Cuando el muon queda atrapado, todavía hay posibilidades de que se libere a través de las colisiones con otras moléculas del gas, ya que el muoátomo de helio se mueve rápidamente. Se ha encontrado experimentalmente que una fracción considerable (de 30 a 40%) de los muones que inicialmente se unen a una partícula α , son arrancados por choques, y pueden continuar con el ciclo de reacciones. Los que permanecen ligados después de que el ion muoatómico de helio se ha frenado hasta llegar a la velocidad térmica, ya no pueden ser utilizados. Hasta el momento no se sabe bien cuál es la probabilidad de que un muon quede atrapado por una partícula α y de que permanezca unido a ella, ya que el proceso todavía no está bien entendido teóricamente, y además los cálculos son muy complejos. Algunas de las predicciones teóricas que se han hecho difieren de los valores experimentales.

La frecuencia con la que se pierden los muones de la cadena de reacciones es la que finalmente determinará si el proceso de fusión catalizada puede ser eficiente o no. Recientemente se ha podido reconciliar en cierta medida la teoría con los experimentos (en especial a baja densidad), obteniéndose que puede haber más de 150 catálisis por muon, en promedio, tomando ya en cuenta los muones que se pierden definitivamente. Estos números dependen de la densidad, la temperatura y la proporción de deuterio a tritio en el gas. Los experimentos actuales usan densidades semejantes a la densidad del deuterio líquido, pero si se aumentan el número de reacciones crece. Se espera que en un nuevo experimento de alta densidad que se está construyendo se llegue a tener aproximadamente 300 reacciones por muon. Aunque es un número considerable, podría no ser todavía suficiente para recuperar la energía usada en los aceleradores de partículas que se emplean para crear los muones; con los métodos actuales de creación de muones se necesitarían alrededor de 1000 reacciones por muon, para empezar a ganar energía. Por el momento parece necesario hacer dos cosas para dar esperanzas a la fusión fría. 1) mejorar la eficiencia de producción de muones para bajar los requerimientos sobre el número de catalizaciones por muon; o 2) encontrar mecanismos para disminuir la frecuencia de adhesión del muon a la partícula α , y así aumentar el número de catalizaciones por muon; con respecto a esto último, se está estudiando la influencia de un campo magnético sobre la captura de muones que podría ser una manera de disminuirla.

Una propuesta de reactor comercial de fusión fría que puede construirse con la tecnología actual consiste en un recipiente de reacción lleno de un gas de deuterio y tritio. Los muones se crean dirigiendo un haz de iones, proveniente de un acelerador de partículas, hacia un blanco hecho de una substancia como el carbono o el litio. El haz resultante de muones se introduce en el recipiente y aquellos empiezan a catalizar reacciones de fusión. El helio producido por las reacciones se extrae con un purificador, mientras que los neutrones llegan a las paredes y chocan con un cobertor de litio, donde depositan su energía y además producen tritio. El tritio es conducido nuevamente hacia el interior del recipiente para ser utilizado en reacciones posteriores. El calor generado en el cobertor se retira por medio de un enfriador y se utiliza para activar turbinas y generadores de electricidad. Parte de esta electricidad se utilizaría para hacer funcionar los aceleradores de iones, y los demás aparatos del reactor, y el resto se podrá distribuir al público. Una variante de este esquema es que los iones del haz primario se introduzcan directamente dentro del recipiente de reacción, donde producirían piones que serían confinados por un espejo magnético en la misma cámara, y generarían los muones. De esta manera no sería necesario transportarlos del acelerador al recipiente. Además, los muones también se confinarían magnéticamente minimizándose así sus pérdidas, y reduciría la energía de creación por muon.

En el estado actual de investigación sobre la fusión catalizada por muones, parece difícil que este modo se pueda lograr un método eficiente de producción de energía, pues se necesitan mejoras substanciales en los parámetros obtenidos hasta ahora. Sin embargo, no puede descartarse como alternativa viable, porque las mejoras en los aceleradores y la búsqueda de mecanismos para aumentar el número de reacciones por muon, pueden llegar a resolver los problemas en algún momento. También se ha propuesto el uso de reactores híbridos de fusión-fisión (que son descritos en el último capítulo de este libro) catalizados por muones para alcanzar una ganancia positiva de energía.

Inicio



[Nota 18] 

18. Los rayos cósmicos primarios son protones y electrones sumamente energéticos que vienen continuamente del espacio exterior y al penetrar en la atmósfera de la Tierra interactúan con ella creando otros tipos de partículas en grandes cantidades, presentes en todo momento, que constituyen la componente secundaria.

Inicio |

X. CÓMO SE GENERA LA ENERGÍA DEL SOL

SE HA hablado hasta ahora de cómo generar energía por medio de la fusión nuclear en el laboratorio. Hemos visto que es una tarea difícil de lograr, pero que poco a poco nos vamos acercando más a la meta. Mientras nos esforzamos por controlar la fusión, en el cosmos se está dando este proceso continuamente, de manera natural, y nos ha estado proporcionando energía desde que la Tierra empezó a existir. Toda la energía que recibimos del Sol es generada en su centro por reacciones de fusión que están "quemando" el hidrógeno, su principal componente, y lo convierten en helio y otros elementos más pesados. Por ello es justo dedicarle un espacio a la descripción del proceso de generación de la energía en el Sol, que es igual al de todas las estrellas, como ejemplo vivo de lo que es capaz de hacer la fusión por nosotros.

Aunque ahora es un hecho bien conocido y aceptado que la fuente de energía del Sol es la fusión nuclear, a principios de siglo todavía era un enigma el mecanismo que mantenía brillando a las estrellas. La única fuente de energía que podía esperarse que explicara la gran cantidad de calor y luz radiada por las estrellas era la contracción gravitacional. Si imaginamos que una estrella se ha formado por la acumulación gradual de materia que ha sido atraída desde grandes distancias, es claro que cada elemento de masa tendrá una gran velocidad al llegar a la estrella debido a las fuerzas de atracción gravitacionales. Su energía cinética se convertirá en calor al chocar con la estrella, y terminará teniéndose una gran masa de temperatura muy elevada. Cuando ya no existe acumulación de materia, la estrella seguirá radiando su energía, y a medida que se vaya enfriando se irá contrayendo, con lo que ganará más energía de la gravedad. La máxima energía que puede radiar por este proceso es su *energía potencial gravitacional*, que, aunque es muy grande, sólo sería suficiente para mantener al Sol brillando por unos veinte millones de años. Puesto que se sabe que la edad del Sol es de aproximadamente 5 000 000 000 años, no se puede aceptar que su fuente de energía sea gravitacional. Después del descubrimiento de la equivalencia entre masa y energía por Einstein, en la segunda década de este siglo (la famosa $E = mc^2$), se empezó a especular sobre la posibilidad de que la conversión de hidrógeno en helio fuera la fuente de energía, debido al déficit de masa que tiene el helio en relación a la masa por separado de los dos protones y los dos neutrones que lo forman. Si todo el hidrógeno de una estrella del tipo del Sol se transformara en helio y la diferencia de masa se convirtiera en energía, ésta sería suficiente para mantenerla caliente por 10 000 000 000 de años. Lo que todavía no quedaba claro era el tipo de procesos nucleares que podrían permitir la conversión de protones en núcleos de helio. No fue sino hasta el final de la década de los años treinta que se aclaró la naturaleza de las reacciones nucleares, base de la fusión estelar.

La fusión nuclear no sólo permite que una estrella pueda permanecer brillando durante miles de millones de años sino que también es la causa de la existencia de todos los elementos que constituyen la materia, además del hidrógeno. Actualmente se cree que el hidrógeno era el principal componente del Universo después de su formación en la Gran Explosión (el *Big Bang*). Bajo ciertas condiciones, los átomos de hidrógeno se asocian en nubes densas, o protoestrellas, que se empiezan a contraer por la acción de su propia fuerza gravitacional. La contracción continúa hasta que la presión y la temperatura en el centro de la protoestrella son tan elevadas que se inicia un proceso autosostenido de reacciones termonucleares, en las que se combinan núcleos de hidrógeno para formar núcleos de helio. La estrella permanece encendida hasta que se consume la mayor parte del hidrógeno, y entonces se contrae gravitacionalmente otra vez, hasta que su centro se calienta lo suficiente como para que el helio se fusione para formar elementos más pesados. El proceso de agotamiento de los combustibles, y las contracciones, continúa, pasando por varios ciclos, cada uno de menor duración que el anterior.

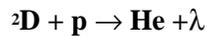
Se sabe que el Sol se encuentra en la primera etapa de combustión nuclear, y que se halla aproximadamente a la mitad de su vida. En esta etapa, como todavía no existen neutrones, se tienen que fusionar cuatro protones (núcleos de hidrógeno) para crear núcleos de helio, y en el proceso dos protones se deben convertir en dos neutrones. A este mecanismo de conversión de protón en neutrón se le llama decaimiento beta, y va acompañado de la emisión de un electrón positivo (o positrón) y de un neutrino, que es una partícula que no tiene masa ni carga y por lo tanto casi no interactúa con la materia. La energía que se libera al formarse un núcleo de helio es de unos 25 MeV, que corresponde a la diferencia de masa entre cuatro protones y un núcleo de helio más dos positrones. Esta energía aparece en forma de energía cinética de las partículas del gas y como radiación (o fotones, que son las partículas de luz o energía radiante en general). Toda la energía, finalmente, se difunde hacia la superficie del Sol donde escapa al exterior en forma de luz y de otras radiaciones.

La clase de reacciones de fusión que se da en el interior del Sol es muy diferente de las que se utilizan en los plasmas de laboratorio. La razón es que las condiciones físicas son distintas en cada caso. En el centro del Sol las densidades son sumamente elevadas, lo que permite que se den reacciones que, a las densidades alcanzadas en el laboratorio, no son posibles. Además, el combustible de que se dispone no es el mismo, ya que el tritio no se encuentra de manera natural, y por lo tanto la reacción de fusión más fácil de lograr (D-T) no puede darse en el Sol. El combustible inicial de una estrella como el Sol lo constituyen, esencialmente núcleos de hidrógeno, o sea, protones, y de alguna manera hay que combinar cuatro protones para formar helio. Este proceso puede darse por medio de dos mecanismos: uno es conocido como la cadena protón-protón, y el otro es el ciclo del carbono.

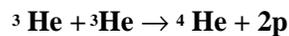
En las estrellas de poca masa, como el Sol, se piensa que el mecanismo dominante de generación de la energía es la cadena protón-protón. Ésta comienza cuando dos protones se fusionan para formar deuterio, liberando un positrón y un neutrino, que son resultado del decaimiento beta de un protón en un neutrón; este primer paso lo escribimos como,



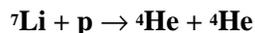
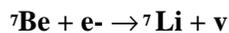
donde el neutrino se representa por ν . Una vez formado el deuterio puede reaccionar con otro de los protones del medio para formar un núcleo del isótopo ligero del helio, ${}^3\text{He}$, acompañado por la emisión de un fotón de rayos γ (gamma),



Con la presencia del helio-3 puede haber varias posibles reacciones de fusión, de las cuales, la que ocurre el 91% de las veces es la que combina dos núcleos de helio-3 para formar uno de helio-4 y dos protones,



Como para formar cada núcleo de helio-3 se utilizaron tres protones, se están consumiendo seis protones en esta reacción, pero se recuperan dos. Por lo tanto el efecto neto de la cadena de protón-protón es fusionar cuatro protones para formar helio y liberar la energía correspondiente al gran déficit de masa. También se obtiene el mismo resultado con la siguiente secuencia de eventos, que ocurre el 9% de las veces,



Aquí se utiliza un núcleo de helio-4 como catalizador —pues se recupera al final— que al fusionarse con un núcleo de helio-3 produce un isótopo ligero del berilio y un fotón; posteriormente el berilio absorbe un electrón para convertirse en litio, por un proceso que es una variedad del decaimiento beta, emitiéndose un neutrino; finalmente el litio se fusiona con un protón, que sumado a los tres usados para formar helio-3 suman cuatro, dando lugar a un nuevo núcleo de helio-4 más el que empezó.

En estrellas de gran masa, la energía liberada por la cadena protón-protón no es suficiente para mantener la presión interna, así que las estrellas se contraen, aumentando entonces su temperatura central hasta que comienza el ciclo del carbono. Este proceso, también llamado ciclo CNO, por ser los elementos que intervienen (carbono, nitrógeno y oxígeno), empieza con un núcleo de carbono que al final del ciclo se regenera y por lo tanto actúa como si fuera un catalizador. El efecto neto del ciclo del carbono es el mismo que el de la cadena protón-protón, es decir, toma cuatro protones del medio y forma una partícula α (el otro nombre de un núcleo de helio). Por supuesto que para que este mecanismo pueda darse es necesaria la presencia del carbono, el cual tuvo que haberse formado previamente, y por ende no puede haber operado cuando casi toda la materia era hidrógeno. El ciclo completo se muestra en la figura 32. Primero el carbono (${}^{12}\text{C}$) se fusiona con un protón para formar nitrógeno ligero (${}^{13}\text{N}$) y radiación γ , y después este núcleo experimenta decaimiento beta emitiendo un: positrón y un

neutrino para dar lugar a un isótopo pesado del carbono (^{13}C). La fusión de éste con un segundo protón produce un núcleo de nitrógeno (^{14}N) y un fotón γ , que es estable y no decae, pero puede fusionarse con un tercer protón para dar oxígeno ligero (^{15}O). Este núcleo es inestable y decae en un isótopo pesado del nitrógeno (^{15}N) más un positrón y un neutrino, que como ya sabemos son producto del decaimiento beta. Por último, se produce la fusión del núcleo de nitrógeno con un cuarto protón, dando como resultado un núcleo de carbono igual al que inició el ciclo y una partícula α .

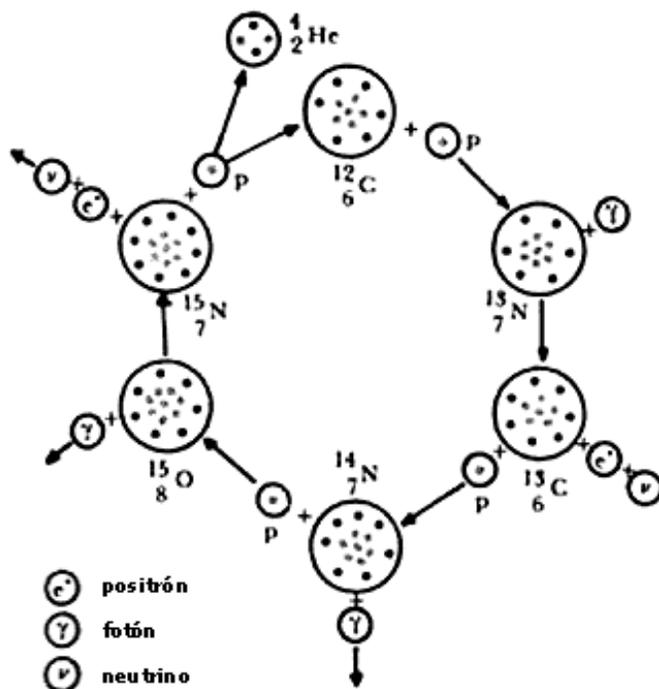


FIGURA 32. El ciclo del carbono es el cual un núcleo de carbono reacciona sucesivamente con cuatro protones, transformándose en cada paso, para finalmente dar lugar a un núcleo de helio-4 y restablecer el carbono inicial. Así, el carbono actúa como catalizador de la reacción $4\text{p} \rightarrow ^4\text{He}$.

La potencia liberada por el proceso de fusión en los dos mecanismos tratados aumenta como función de la temperatura, pero en la cadena protón-protón el aumento es mucho más lento, de modo que a altas temperaturas siempre domina el ciclo del carbono. La temperatura del centro del Sol corresponde justo al punto de transición de uno a otro mecanismo. Vale la pena mencionar que la potencia por unidad de volumen liberada por estas reacciones es muy baja comparada con la que se prevé para un reactor de fusión. 10^{-6} Watts/ cm^3 en el primer caso, contra varios Watts/ cm^3 para un reactor de D-T. Es sólo por el gran volumen que interviene en la fusión que la energía emitida por el Sol es enorme. Las estrellas funcionan como reactores muy moderados, pero es precisamente por eso que pueden subsistir por tanto tiempo. Si en el Sol se tuvieran reacciones de deuterio-tritio como base de su combustión, el alto nivel de reactividad hubiera hecho que se consumiera el combustible desde hace mucho tiempo, liberando cantidades colosales de energía. De ser así, los planetas hubieran sido quemados y no habría vida en su alrededor.

La combustión de hidrógeno que producen la cadena protón-protón y el ciclo del carbono ocurre a temperaturas de unos diez millones de grados Kelvin (1-2 keV). Las etapas posteriores aparecen al irse elevando la temperatura como resultado de contracciones sucesivas de la estrella. Así, la combustión de helio tiene lugar a 10^8 °K, la combustión de carbón aparece cuando se llega a 5×10^8 °K, y la combustión de oxígeno comienza al rebasar 1.5×10^9 °K. Con el paso de las diferentes etapas se van generando elementos cada vez más pesados, que sólo son parcialmente quemados durante las combustiones subsecuentes, así que quedan presentes en la estrella. Este es el principal mecanismo de lo que se llama la síntesis de los elementos, y es como se cree que han llegado a formarse todos los que ahora conocemos. La verdad es que el mecanismo de fusión de los núcleos sólo puede operar hasta

que se llega al hierro, que como se vio en el capítulo II es el elemento más estable. En los núcleos más pesados, la repulsión de Coulomb entre los nucleones domina sobre las fuerzas nucleares y no permite la agregación de más protones, a menos de que se invierta energía. La manera de seguir creando elementos más pesados es por medio de la captura de neutrones, ya que éstos no tienen carga. Los neutrones se han ido formando en reacciones nucleares previas y están disponibles para continuar con la síntesis de los elementos. Una vez que un neutrón es incorporado a un núcleo puede transformarse en protón mediante el decaimiento beta emitiendo un electrón y un neutrino, y de esta manera seguir formando núcleos con mayores cargas. Existe una gran variedad de reacciones de este tipo, que pueden darse siempre y cuando la temperatura y la presión sean suficientemente elevadas.

Aunque los elementos se sintetizan en el interior de las estrellas, pueden ser liberados al espacio interestelar hacia el final de la vida de éstas. Lo anterior ocurre especialmente en las estrellas de gran masa, pues normalmente terminan su existencia cuando la temperatura central aumenta tanto que se vuelven inestables y estallan, expulsando la mayor parte de su masa como materia y energía. A una estrella en esta última fase de su evolución se le llama supernova, ya que aparece en el cielo de un día para otro, como una "nueva" estrella muy brillante. La materia expulsada de esta manera puede ser condensada posteriormente para formar estrellas de segunda generación (y posiblemente planetas) que ya contienen elementos pesados.

Todo lo que se ha descrito en este capítulo en relación a las reacciones nucleares está basado en teorías y experimentos realizados en el laboratorio, pero es difícil comprobar su validez directamente de la observación de las estrellas. Aunque no podemos ver su interior, nos gustaría tener alguna evidencia de que en realidad los procesos ocurren tal como se piensa. La única oportunidad que se tiene de recibir información directa de lo que está sucediendo en el interior del Sol es a través de los neutrinos que se producen en algunas de las reacciones. Esto se debe a que estas partículas interactúan muy débilmente con la materia y por ello pueden atravesar todo el Sol sin ser afectadas, y llegar a la Tierra. Se puede entonces tratar de detectar los neutrinos provenientes del Sol y medir su número y su energía, para ver si coinciden con lo que se espera de la teoría de las reacciones nucleares. Estos experimentos ya se han estado realizando desde hace más de 20 años, pero son muy delicados debido a que no es fácil detectarlos precisamente por su débil interacción con la materia; sólo es posible hacerlo con aquellos neutrinos que tienen energías mayores que un cierto valor. Los resultados han sido parcialmente satisfactorios, ya que, aunque sí se detectan algunos neutrinos, lo que indica que sí hay reacciones de fusión en el Sol, su cantidad es menor que la esperada. Este problema se ha estado tratando de resolver de varias maneras, tanto mejorando las mediciones, como modificando los modelos de fusión en el Sol, pero todavía no hay una respuesta convincente.



XI. LAS PERSPECTIVAS DE LA FUSIÓN NUCLEAR EN EL FUTURO CERCANO COMO ALTERNATIVA VIABLE PARA GENERAR ENERGÍA

HEMOS hablado ya de lo que es la fusión, de cómo se da en la naturaleza y en el laboratorio, y de las diferentes alternativas para usarla como productora de energía útil, así como los problemas que se enfrentan para lograr estos fines. Para concluir esta presentación, vamos a analizar las posibilidades reales, como se ven en la actualidad, de poder llegar a tener plantas generadoras de energía basadas en el concepto de la fusión como fuente. No vamos a tratar de hacer predicciones de cuándo se podrá tener un reactor de fusión comercial, ni de su rentabilidad. Hasta ahora todas las estimaciones de los tiempos para dominar a la fusión, hechas en diferentes momentos, se han quedado cortas; se decía, al iniciarse la investigación en los años cincuenta, que en veinte años se estaría en posición de construir un primer reactor. El mismo cálculo se ha hecho en otras ocasiones, por lo que ahora se bromea diciendo que la fusión controlada siempre estará a 20 años de alcanzarse. Baste aquí decir que el uso comercial de la fusión tardará todavía algunas décadas y será en algún momento del siglo XXI cuando empiece a figurar de manera importante en el panorama energético.

Como el confinamiento magnético del plasma termonuclear es el más avanzado actualmente, es el que más posibilidades tiene de dar lugar a un reactor de fusión. La meta inmediata es demostrar que es factible lograr la condición de emparejamiento entre la potencia invertida y la potencia generada por fusión. Hay dos maneras de lograrla: la termalizada y la no-termalizada. En la última, gran parte de las reacciones son producidas por choques de partículas energéticas, provenientes de la inyección de haces neutros con las partículas del plasma (lo que es más fácil de alcanzar que el emparejamiento termalizado, en el que todas las reacciones se producen entre las partículas térmicas del plasma) pero tiene menor valor, porque la siguiente meta, el encendido del plasma, debe operar con reacciones termalizadas; las partículas alfa producidas por la fusión mantienen caliente el plasma sin intervención externa. Experimentos en los tokamaks más avanzados, realizados últimamente, han alcanzado condiciones muy cercanas al emparejamiento termalizado teórico. Se dice que es teórico porque en los experimentos normalmente no se trabaja con deuterio y tritio sino sólo con deuterio, y la afirmación del emparejamiento se basa en cálculos de lo que se espera con un reactor de D-T. El único aparato que ha usado tritio como prueba para las predicciones teóricas es el tokamak JET operado por la Comunidad Europea, en el cual en noviembre de 1991 se realizaron algunas descargas introduciendo el tritio a través de los haces neutros usados para calentamiento. El resultado de la operación con tritio confirmó que la potencia predicha para reacciones D-T concuerda con las mediciones realizadas, pero la ganancia Q estuvo muy por debajo de 1.

Hemos mencionado con anterioridad que la tendencia para mejorar el confinamiento es hacer aparatos cada vez de mayor tamaño. Los aparatos más grandes que existen en la actualidad son: JET (*Joint European Torus*) en Gran Bretaña, TFTR (*Tokamak Fusion Test Reactor*) en Princeton, EUA y JT-60 en Japón, mientras que en la antigua Unión Soviética se construyó el T-15 que por problemas económicos, aún no está en funciones. En ellos se logran tiempos de confinamiento del orden de un segundo para densidades de 10^{14} cm^{-3} y, con los sistemas de calentamiento auxiliar, temperaturas de los iones del orden de 10 keV, que los coloca, prácticamente, en la frontera de la región de emparejamiento no termalizado para fusión D-T. Además de JET, el otro experimento planeado para operar con tritio es TFTR, de modo que sólo en ellos se podrá llegar realmente al emparejamiento. La operación con tritio es muy delicada debido a su radiactividad y debe de contarse con equipos especiales para manipularlo de manera segura y eficiente. En ocasiones se requiere del manejo remoto para evitar el contacto directo con este material. Además, los neutrones producidos hacen que el aparato se empiece a activar, lo que impide el manejo directo que hasta ahora se ha empleado. En los experimentos de JET mencionados, aunque la proporción de tritio fue baja, se ha tenido activación de las paredes de la cámara y ha habido que esperar varios meses a que ésta decaiga antes de seguir operando. Por esta razón no se quiere aún usar tritio en otras máquinas, y se está dejando esta etapa para el final del periodo de operación de los aparatos, cuando ya se hayan realizado la mayoría de los experimentos de interés.

En la figura 33 se da una visión esquemática del estado de los diferentes tokamaks en un diagrama como el empleado en la figura 6, del parámetro de Lawson ($n t_E$) contra la temperatura jónica. La línea discontinua representa la frontera de emparejamiento no termalizado mientras que la línea etiquetada $Q=1$ corresponde al emparejamiento termalizado. Se aprecia que todavía falta mejorar bastante estos parámetros para llegar a la región del encendido. El experimento que mejores resultados ha dado es JET el cual ha alcanzado las condiciones de

emparejamiento, pero por períodos transitorios y no se han podido sostener por tiempos largos. La investigación en estos aparatos continuará durante los próximos años y se espera probar directamente el emparejamiento al operar con tritio, pero no están diseñados para alcanzar las condiciones de encendido. Para esto es necesaria la programación de nuevos experimentos más avanzados, que permitan ya estudiar la operación de un reactor de fusión. Esta etapa está en planeación y se ha llegado a la conclusión de que es conveniente desarrollar un solo experimento, con la colaboración internacional, ya que de esta manera se reparten los gastos y no se repiten esfuerzos. El proyecto, al que se ha dado el nombre de ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*), sigue en la línea de utilizar plasmas de grandes dimensiones para mejorar el confinamiento. Las dimensiones que se están considerando son: radio mayor, de seis a siete metros, y radio menor de dos metros. El campo magnético toroidal, en cambio, no se planea incrementar substancialmente en relación a los usados en la actualidad; será del orden de 5 a 10 Teslas. La corriente del plasma se aumentará hasta 20 MegaAmperes, pero se tratará de disminuir en diseños posteriores para mejorar el tiempo de confinamiento, el cual varía inversamente con la corriente.

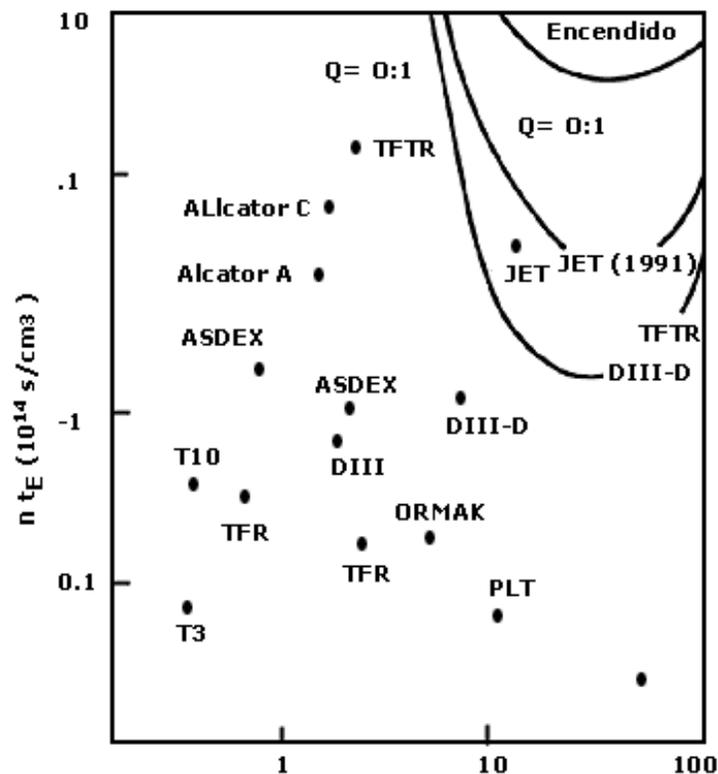


FIGURA 33. Diagrama del parámetro de Lawson $n t_E$ contra la temperatura de los iones para distintos tokamaks mostrando la evolución, desde los primeros (T3) hasta los más recientes (JET y TFTR). Poco a poco se han ido aproximando a las metas, la intermedia de emparejamiento ($Q=1$) y la final de encendido.

El experimento ITER no podrá estar en operación sino hasta el siglo próximo, y todavía no se ha definido dónde será construido. Hay otra propuesta de experimento que en lugar de irse a dimensiones enormes utiliza campos magnéticos y densidades elevados, como en Alcator, y se le ha denominado Ignitor. Esta máquina, teóricamente, podría llegar al encendido usando únicamente calentamiento óhmico, pero la idea no está siendo bien recibida por una fracción de la comunidad de científicos dedicados a estudiar la fusión. Cabe mencionar también que existe un proyecto europeo llamado NET (*Next European Torus*) que pretende ser el sucesor de JET, pero en vista de las nuevas tendencias internacionales, no es seguro que continúe.

Una vez que se logre demostrar que es posible mantener encendido el plasma termonuclear, produciendo más

energía que la que se invierte en el sistema eléctrico del aparato, se procederá a construir ya un reactor comercial. En forma esquemática podemos ejemplificar el funcionamiento de un reactor termonuclear como se hace en la figura 34. En el núcleo del reactor se encuentra el plasma encendido, que puede estar confinado magnética o inercialmente. El plasma está compuesto por partes iguales de deuterio y tritio y colocado dentro de una cámara envuelta por un cobertor de litio. Las partículas alfa producidas en la fusión permanecen en la cámara dándole su energía al plasma para mantenerlo caliente, mientras que los neutrones atraviesan la pared y reaccionan con el litio para producir tritio. El tritio es extraído para poder ser utilizado en el reabastecimiento de combustible para el reactor, junto con el deuterio que puede ser obtenido del agua. Todo este conjunto debe de estar contenido dentro de paredes blindadas que permitan su aislamiento del exterior, pues el tritio es radiactivo y los neutrones que escapan producen radiaciones peligrosas. Si se usa confinamiento magnético, como ocurrirá al menos con los primeros reactores, el sistema de bobinas magnéticas estará también en el exterior, procurándose que los campos magnéticos penetren al interior del plasma con la menor modificación posible.

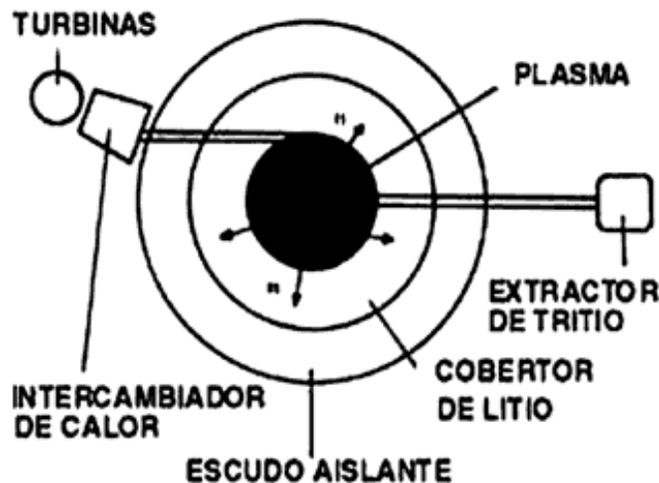


FIGURA 34. Esquema de las principales partes de lo que será un reactor termonuclear.

Una vez que el reactor se halla funcionando, debe extraerse la energía que genera para poder utilizarla en la producción de electricidad. Para ello se instala un sistema de extracción que haga circular un fluido del interior al exterior del reactor para que absorba el calor y lo entregue a un intercambiador de calor. Este último podrá dar lugar a vapor a alta presión el cual activará una turbina que genera electricidad. Para que una planta de este tipo pueda funcionar adecuadamente se necesita que la fuente de energía sea más o menos constante, lo cual no es posible obtener, directamente, con un reactor que funcione a pulsos, como ocurre cuando la corriente de un tokamak se produce por inducción. En tal caso se tendría que usar un mecanismo de almacenamiento de energía donde se vaya acumulando la que se genera en los pulsos, y tenerla disponible para uso continuo. Otra posibilidad que se está manejando es producir la corriente en el reactor por métodos no inductivos, como se mencionó en el capítulo VI, que sería la mejor alternativa, pues así la operación sería estacionaria.

Los métodos alternativos al tokamak para el confinamiento del plasma todavía no pueden ser considerados seriamente en la construcción de un reactor, y aunque se han hecho algunos diseños basados en conceptos distintos, su aplicabilidad sólo podrá darse después de haber experimentado por tiempos más largos, como en el caso del tokamak. Aun en los reactores basados en el tokamak, el panorama hacia el futuro no es completamente claro con respecto a su costeabilidad, aunque existe optimismo. Por esta razón se ha pensado que se podría aprovechar la energía de la fusión por otros medios que no requieran condiciones tan extremas como las de un reactor termonuclear puro. A lo que nos referimos es a que, antes de llegar a la condición de encendido del plasma, se cuenta ya con una producción de neutrones y de energía importante en cuanto se sobrepasa la barrera del emparejamiento, que puede ser utilizable. El mecanismo propuesto, que hace uso de lo anterior, es un reactor híbrido de fusión-fisión. La idea es usar los neutrones, que se producen abundantemente en las reacciones de

fusión, para producir el combustible de un reactor nuclear de fisión. Así, la energía que éste produce sería empleada, en parte, para mantener en funcionamiento la parte que produce la fusión y el resto para generar electricidad.

Comentaremos brevemente la conveniencia de producir ciertos combustibles para un reactor de fisión. El único material fisionable que se encuentra en forma natural sobre la tierra es el isótopo uranio-235, del cual hay relativamente poca cantidad. La mayor parte está bajo la forma del isótopo uranio-238, pero como se encuentran mezclados, resulta que la proporción de material fisionable del combustible de un reactor es muy baja (sólo 0.72%), y para aprovecharla al máximo se necesita frenar los neutrones que se van produciendo hasta alcanzar velocidades térmicas. Por esta razón se les llama reactores térmicos. Si se logra que la mayor parte del combustible sea fisionable no habría ya necesidad de termalizar a los neutrones y se simplificaría su operación; a éstos se les llama reactores rápidos. Una manera de aumentar la proporción de núcleos fisionables es a través de un proceso de enriquecimiento, en el que se separa y retira una fracción de los núcleos de uranio-238, aumentando así la proporción de uranio-235 a más de 4%, pero es un proceso muy caro. También es posible conseguir combustibles altamente fisionables si se bombardea, por ejemplo, el uranio-238 con neutrones, pues decae en plutonio-239 que se fisiona fácilmente; el mismo resultado se tiene con el bombardeo de torio-232 (que se encuentra en la naturaleza) produciéndose uranio-233. Los neutrones para esta transformación provendrían de las reacciones de fusión. El reactor híbrido ha sido pensado también para emplearse en la fusión catalizada por muones. Sin embargo, este tipo de reactores todavía no se haya en desarrollo por lo que no ha sido evaluado propiamente.

Un inconveniente del reactor híbrido es que produce gran cantidad de material radiactivo, aún más que uno de fisión, ya que además de los desechos y problemas de este último se añade la activación de los materiales por los neutrones de la fusión. Este hecho quita uno de los grandes atractivos de la fusión mencionados en el capítulo 1: su relativa limpieza. En relación a esto conviene hacer una comparación entre la seguridad en un reactor de fusión puro y la de un reactor de fisión, en su funcionamiento y en el manejo de los desechos, a la luz de lo que se ha dicho sobre la fusión. Durante la operación de un reactor, resulta claro que la seguridad es mayor en uno de fusión ya que no existe el riesgo de que se vuelva supercrítico (se llama así al calentamiento fuera de control); por el contrario, en el otro tipo de reactor si se pierde el control el plasma se enfría y terminan las reacciones. Por otro lado, hay que tener cuidado con el manejo de parte del combustible (el tritio), lo que no ocurre en los reactores de fisión, pero esto no parece ser un problema. Con respecto a los materiales radioactivos, la fusión produce activación por medio de los neutrones que se crean, lo que puede ser un problema, pero no se producen desechos como durante la fisión. Con el fin de reducir lo anterior se están desarrollando nuevos materiales para fabricar las paredes, que tienen un nivel de activación muy bajo y que pueden desactivarse en tiempos cortos. Entre los materiales a emplear destaca el carbonato de silicio, que reduce la activación en más de un millón con respecto al acero después de un día de estar apagado el reactor. En estudios realizados sobre la seguridad proyectada para la fusión se ha concluido que es mucho más ventajosa que la de los reactores de fisión, especialmente para periodos largos después de cerrarse.

Para concluir la obra conviene destacar los modestos equipos experimentales con los que se cuenta en México en relación a la investigación en fusión termonuclear. De ninguna manera se puede considerar que se está en posición de contribuir a los esfuerzos por controlar la fusión, pero estos experimentos representan un medio de ir adquiriendo la experiencia necesaria para construir aparatos mejores y más importantes. En primer lugar se tiene, como se mencionó anteriormente, un foco de plasma denso, denominado *Fuego Nuevo* que ha estado operando desde hace algunos años en la UNAM. La tecnología de este tipo de aparatos es un poco diferente de la que se emplea, por ejemplo, en los tokamaks, debido a los tiempos tan pequeños en los que ocurre la compresión del plasma, pero igualmente se adquiere experiencia en el manejo y estudio del plasma termonuclear. El otro experimento que se tiene es un tokamak (o toro) pequeño que se llama, por su tamaño, *Novillo*, y se encuentra en el ININ (Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares). Este apenas ha iniciado su operación, y se ha logrado producir plasmas durante tiempos de un milisegundo. En la Tabla 1 del capítulo VI se incluyó este tokamak para resaltar la existencia de grupos de investigadores de la fusión nuclear en México, aunque claramente no es comparable con los experimentos verdaderamente importantes. Esperamos que, a medida que se vaya acercando el día en que la producción de energía por fusión sea una realidad, se vaya también estrechando la brecha entre nuestra participación científica y la de los países tradicionalmente dominantes. De cualquier manera, los beneficiados con el dominio del nuevo fuego que promete ser la fusión termonuclear serán todos los hombres, siempre y cuando en su manejo impere la razón.

Inicio |



BIBLIOGRAFÍA

"The Tokamak Approach in Fusion Research", B. Coopi y J. Rem, *Scientific American*, julio 1972, p. 65.

"Fusion Power with Particle Beams", G. Yonas, *Scientific American*, noviembre de 1978, p. 50.

"Progress Toward a Tokamak Fusion Reactor", H. Furth, *Scientific American*, agosto de 1979, p. 50.

Introduction to Plasma Physics, F. F. Chen, Plenum Press, 1974.

"Progress Toward a Tokamak Fusion Reactor", J. G. Cordey, R. J. Goldston y R. R. Parker, *Physics Today*, enero de 1992, p. 22.

"Stability and Transport Processes in Tokamak Plasmas", J. D. Callen, B. A. Carreras y R. D. Stambaugh, *Physics Today*, enero de 1992, p.34.

"The International Thermonuclear Experimental Reactor", R. W. Conn, V. A. Chuyanov, N. Inoue y D. R. Sweetman, *Scientific American*, abril de 1992, p. 75.

"La fusion nucléaire Contrôlée, P.-H. Rebut y J. Gambier, *La Recherche*, abril de 1992, p. 436.

"Cold Nuclear Fusion", J. Rafelski y S. E. Jones, *Scientific American*, julio de 1987, p. 84.

"Neutrinos from the Sun", J. N. Bahcal, *Scientific American*, julio de 1969.

"The Age of the Elements", D. N. Schramm, *Scientific American*, enero de 1974.



COLOFÓN

Este libro se terminó de imprimir en noviembre de 1995 en los talleres de Impresora y Encuadernadora Progreso, S. A. de C. V. (IEPSA), calzada San Lorenzo 244, 09830 México, D.F. La formación estuvo a cargo de *Mauricio Vargas*, en el taller de composición electrónica del FCE.

Se tiraron 3 000 ejemplares.

La Ciencia desde México es una coedición del Fondo de Cultura Económica, la Secretaría de Educación Pública y el CONACYT. La coordinan editorialmente MARCO ANTONIO PULIDO y MARÍA DEL CARMEN FARÍAS.



La primera fuente de energía que logró dominar el hombre fue el fuego, y la madera y residuos vegetales constituyeron su principal combustible. En nuestra época, y especialmente en este último siglo del segundo milenio, se ha recurrido, de manera cada vez más vertiginosa, al uso de los combustibles fósiles: carbón y sobre todo petróleo; este último posiblemente se agote en menos de un siglo y las reservas de carbón durarán unos 450 años.

Aparte de la escasez, que amenaza todo el estilo de nuestra civilización actual, los dos combustibles principales presentan un peligro no menor, el de la contaminación ambiental, la acumulación de compuestos de carbono y petróleo en la atmósfera que como se ve a diario en los medios de información pone en riesgo la vida sobre la Tierra.

Fuente alterna de energía es la nuclear cuya potencialidad para satisfacer las necesidades del hombre es prácticamente infinita, mas cuyo manejo presenta infinidad de riesgos como la explosión de las plantas termonucleares o la producción de desechos radiactivos que tardan centenares de siglos en desactivarse y representan un peligro grave.

Los prometeos modernos presenta al lector el estado en que se encuentran las investigaciones científicas sobre la energía producida por fusión nuclear, que es un proceso de unión entre dos núcleos atómicos para formar uno solo y liberando su energía de enlace que es un millón de veces mayor que la liberada en las reacciones químicas, como la combustión del carbón y, todavía mejor, sin producir radiactividad. El planteamiento es sencillo mas no así la manera de lograr la fusión nuclear: el autor señala dos formas distintas de lograrla, en frío y en caliente. Y en el desarrollo de la explicación conduce al o lector por caminos que llevan a los tokamaks, al estado de la materia en que se convierte en plasma y otros problemas y maquinarias extraordinarias que prometen a los prometeos modernos el dominio del nuevo fuego.

Julio Martinell Benito hizo su licenciatura y maestría en física en la Facultad de Ciencias de la UNAM y obtuvo su doctorado en el MIT (Estados Unidos) en 1986. Es investigador del Instituto de Ciencias Nucleares y maestro de la Facultad de Ciencias, instituciones ambas de la UNAM. También es miembro del Sistema Nacional de Investigadores.

Inicio

