

19



OFICINA ESPAÑOLA DE
PATENTES Y MARCAS

ESPAÑA



11 Número de publicación: **2 390 786**

51 Int. Cl.:

G21B 1/05 (2006.01)

12

TRADUCCIÓN DE PATENTE EUROPEA

T3

96 Número de solicitud europea: **06721162 .3**

96 Fecha de presentación: **07.03.2006**

97 Número de publicación de la solicitud: **1856702**

97 Fecha de publicación de la solicitud: **21.11.2007**

54 Título: **Sistema eléctrico de generación de plasma**

30 Prioridad:

07.03.2005 US 659525 P
07.03.2005 US 659549 P
07.03.2005 US 659738 P
07.03.2005 US 659767 P

45 Fecha de publicación de la mención BOPI:

17.12.2012

45 Fecha de la publicación del folleto de la patente:

17.12.2012

73 Titular/es:

**THE REGENTS OF THE UNIVERSITY OF
CALIFORNIA (100.0%)**
1111 FRANKLIN STREET 5TH FLOOR
OAKLAND, CA 94607-5200, US

72 Inventor/es:

ROSTOKER, NORMAN;
BINDERBAUER, MICHL;
WESSEL, FRANK;
CHEUNG, ALEX;
BYSTRITSKII, VITALY;
SONG, YUANXU;
ANDERSON, MICHAEL;
GARATE, EUSEBIO y
VANDRIE, ALAN

74 Agente/Representante:

ISERN JARA, Jorge

ES 2 390 786 T3

Aviso: En el plazo de nueve meses a contar desde la fecha de publicación en el Boletín europeo de patentes, de la mención de concesión de la patente europea, cualquier persona podrá oponerse ante la Oficina Europea de Patentes a la patente concedida. La oposición deberá formularse por escrito y estar motivada; sólo se considerará como formulada una vez que se haya realizado el pago de la tasa de oposición (art. 99.1 del Convenio sobre concesión de Patentes Europeas).

DESCRIPCIÓN

Sistema eléctrico de generación de plasma

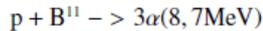
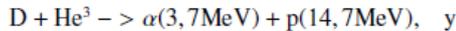
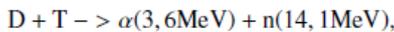
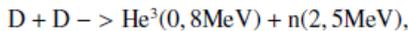
5 Sector de la invención

El presente invento se refiere en general al ámbito de la física del plasma, y, en particular, a los métodos y a los aparatos destinados al confinamiento del plasma a fin de permitir la fusión nuclear y convertir en electricidad la energía obtenida a partir de productos de fusión.

10 Antecedentes de la invención

La fusión consiste en el proceso mediante el cual dos núcleos ligeros se combinan para formar un núcleo más pesado. El proceso de fusión libera una ingente cantidad de energía que se manifiesta en forma de partículas que se desplazan a gran velocidad. Debido a que la carga de los núcleos atómicos es positiva gracias a los protones que contienen, entre ellos se genera una fuerza electrostática de repulsión o Culombio. Para obtener la fusión de dos núcleos debe superarse esta barrera de repulsión, lo cual se produce cuando la distancia que separa dos núcleos se reduce en grado suficiente si la fuerza nuclear de baja intensidad aumenta su potencia y excede la fuerza Culombio produciendo la fusión del núcleo. La energía necesaria para que el núcleo supere la barrera Culombio proviene de su propia energía térmica, que debe ser muy elevada. Por ejemplo, el índice de fusión será apreciable cuando la temperatura sea como mínimo del orden de 10^6 eV, lo cual corresponde aproximadamente a 100 millones de grados Kelvin. El índice de una reacción de fusión es una función de la temperatura, y se caracteriza por una cantidad que se denomina reactividad. La reactividad de una reacción D-T, por ejemplo, presenta el punto más elevado entre 30 keV y 100 keV.

25 Las reacciones de fusión habituales comprenden:



30 donde D indica deuterio, T indica tritio, α indica un núcleo de helio, n indica un neutrón, p indica un protón, He indica helio, y B^{11} indica boro-11. Los números entre paréntesis de cada ecuación indican la energía cinética de los productos de la fusión.

Las dos primeras reacciones anteriormente mencionadas, las reacciones D-D y D-T, son neutrónicas, lo que significa que la mayor parte de la energía de sus productos de fusión es transportada por neutrones rápidos. Las desventajas que presentan las reacciones neutrónicas son que (1) el flujo de neutrones rápidos genera muchos problemas, entre ellos daños estructurales que afectan a las paredes del reactor, y niveles elevados de radioactividad para la mayoría de los materiales empleados en la construcción del reactor; y (2) la energía de los neutrones rápidos se recoge convirtiendo su energía térmica en energía eléctrica, lo cual resulta muy ineficaz (menos del 30%). Las ventajas que suponen las reacciones neutrónicas son que (1) el nivel máximo de reactividad se consigue mediante temperatura considerablemente baja; y (2) las pérdidas debidas a la radiación son relativamente bajas, ya que el número atómico del deuterio y del tritio es 1 en ambos casos.

Los reactivos de las otras dos ecuaciones, D-He³ y p-B¹¹, se denominan combustibles avanzados. El lugar de generar neutrones rápidos, como en las reacciones neutrónicas, sus productos de fusión consisten en partículas con carga. Una ventaja de los combustibles avanzados es que la cantidad de neutrones que generan es mucho menor y, por tanto, presentan menos desventajas asociadas con ellos. En el caso de D-He³, mediante reacciones secundarias se produce cierta cantidad de neutrones rápidos, pero estos neutrones sólo suponen aproximadamente el 10% de la energía de los productos de fusión. La reacción p-B¹¹ carece de neutrones rápidos, a pesar de que produce algunos neutrones lentos como resultado de reacciones secundarias, pero la cantidad de problemas que genera es mucho menor. Otra ventaja de los combustibles avanzados es que sus productos de fusión contienen partículas con carga cuya energía cinética se puede convertir directamente en electricidad. Mediante la aplicación directa del adecuado proceso de conversión de energía, la energía de los productos de fusión de combustibles avanzados se puede captar con una gran eficacia, sobrepasando más del 90%.

55 Los combustibles avanzados también presentan desventajas. Por ejemplo, el número atómico de los combustibles avanzados es superior (2 para He³ y 5 para B¹¹). A pesar de ello, su pérdida de radiación es más elevada que en las reacciones neutrónicas. Además, la fusión de combustibles avanzados es más difícil de conseguir. El punto máximo

de reactividad tiene lugar a una temperatura mucho más elevada que no es tan elevada como la reactividad de D-T. Por tanto, para provocar la reacción de fusión de combustibles avanzados y que su reactividad sea considerable se requiere que éstos alcancen un nivel de energía mucho más elevado. Por consiguiente, los combustibles avanzados deben confinarse durante un período más largo de tiempo en el que se someterán a las condiciones de fusión adecuadas.

El tiempo de confinamiento del plasma es $\Delta t = r^2/D$, siendo r la dimensión mínima de un plasma y D el coeficiente de difusión. El valor habitual del coeficiente de difusión es $D_c = a_i^2/t_{ie}$, siendo a_i el radio giromagnético del ión y t_{ie} el tiempo de colisión ión-electrón. La difusión según el coeficiente normal de difusión se denomina transporte. El coeficiente de difusión Bohm, atribuido a inestabilidades de onda corta, es $D_b = (1/16) a_i^2 \Omega_i$, siendo Ω_i la frecuencia ciclotrónica del ión. La difusión según esta relación se denomina transporte anómalo. Para las condiciones de fusión $D_b/D_c = (1/16) \Omega_i t_{ie} \cong 10^3$, el transporte anómalo produce un tiempo de confinamiento mucho más reducido que el obtenido mediante transporte clásico. Esta relación determina la dimensión que deberá tener el plasma en un reactor de fusión, con la condición de que el tiempo de confinamiento para una cantidad de plasma determinada debe ser mayor que el tiempo requerido por el plasma para alcanzar una reacción de fusión nuclear.

Por consiguiente, la condición de transporte clásico es más deseable en un reactor de fusión, ya que permite plasmas iniciales de menores dimensiones.

Durante la experimentación temprana sobre confinamiento toroidal de plasma, se observó un tiempo de confinamiento de $\Delta t \cong r^2/D_b$. El progreso obtenido durante los últimos 40 años ha permitido aumentar el tiempo de confinamiento a $\Delta t \cong 1000 r^2/D_b$. El concepto actual de reactor de fusión es el Tokamak. Durante los últimos 30 años, los trabajos de fusión se han concentrado en un reactor Tokamak en el que se emplea combustible D-T. Estos trabajos han culminado en la creación del Reactor Experimental Termonuclear Internacional (ITER). La reciente experimentación con Tokamaks ha demostrado que es posible el transporte clásico, $\Delta t \cong r^2/D_c$, en cuyo caso la dimensión mínima de plasma se puede reducir de metros a centímetros. Estos experimentos comprenden la inyección de haces de energía (de 50 a 100 keV), que calientan el plasma a temperaturas de 10 a 30 keV. Véase W. Heidbrink y G.J. Sadler, 34 *Fusión Nuclear* 535 (1994). En estos experimentos se observó que los iones del haz de energía reducían su velocidad y se difundían con normalidad mientras que el plasma térmico continuaba difundándose a una velocidad anormalmente rápida. La razón consiste en que los iones del haz de energía poseen un radio giromagnético de grandes dimensiones y, por tanto, son insensibles a la fluctuación de las longitudes de onda inferiores al radio giromagnético del ión ($\lambda < a_i$). Las fluctuaciones de onda corta tienen tendencia a la compensación durante un ciclo y, por tanto, se anulan. Los electrones, no obstante, tienen un radio giromagnético mucho más reducido y, por consiguiente, responden de manera anómala a las fluctuaciones y al transporte.

Debido al transporte anómalo, la dimensión mínima de plasma no puede ser menor de 2,8 metros. En consecuencia, el ITER que se construyó medía 30 metros de altura y su diámetro era de 30 metros. Este tipo de reactor D-T Tokamak es el más reducido que se puede fabricar. Para combustibles avanzados, como el D-He³ y el p-B¹¹, el reactor tipo Tokamak debe ser mucho mayor, ya que el tiempo que precisa un ión de combustible para producir una reacción nuclear es más prolongado. Un reactor Tokamak que utilice combustible D-T presenta, además, el problema adicional de que la mayor parte de la energía de los productos de fusión es transportada por neutrones 14 MeV, cuyo flujo de neutrones causa daños de radiación y produce reactividad en casi todos los materiales de construcción. Igualmente, su conversión de energía en electricidad debe efectuarse mediante un proceso térmico, cuya eficacia es sólo del 30%.

Otra configuración de reactor que se ha propuesto consiste en un reactor de haces colisionantes. En un reactor de haces colisionantes, el plasma de fondo es bombardeado mediante haces de iones. Los haces contienen iones cuya energía es mucho mayor que la del plasma térmico. La producción de reacciones de fusión válidas no ha sido viable con este tipo de reactor debido a que el plasma de fondo disminuye la velocidad de los haces de iones. A fin de reducir este problema y maximizar el número de reacciones nucleares se han presentado varias alternativas.

Por ejemplo, la patente USA nº 4.065.351 de Jassby *et al.* presenta un método para producir haces colisionantes de deuterio y tritio en contraflujo en un sistema de confinamiento toroidal. En la patente USA nº 4.057.462 de Jassby *et al.* se inyecta energía electromagnética para contrarrestar los efectos producidos por la resistencia del plasma para equilibrar la carga en algunos tipos de iones. El sistema de confinamiento toroidal consiste en un Tokamak. En la patente USA nº 4.894.199 de Rostoker, se inyectan y se recogen haces de deuterio y tritio utilizando la misma velocidad media que en una configuración Tokamak, de espejo, o de campo invertido. Para captar los haces se utiliza plasma frío de fondo de densidad baja. Los haces reaccionan debido a que poseen una temperatura elevada, siendo la reducción de la velocidad originada principalmente por los electrones que acompañan a los iones inyectados. Los iones calientan los electrones, de modo que la reducción de la velocidad es mínima.

No obstante, en ninguno de estos mecanismos interviene el equilibrio del campo eléctrico. Además, no existe ninguna intención de reducir, o incluso de tomar en consideración, el transporte anómalo.

Otras patentes tienen en cuenta el confinamiento electrostático de iones y, en algunos casos, el confinamiento magnético de electrones. Es el caso de la patente USA nº 3.258.402 de Farnsworth y la patente USA nº 3.386.883

de Farnsworth, que tratan sobre el confinamiento electroestático de iones y el confinamiento inercial de electrones; de las patentes USA nº 3.530.036 de Hirsch *et al.* y USA nº 3.530.497 de Hirsch *et al.*, similares a las de Farnsworth; de la patente USA nº 4.233.537 de Limpaecher, que trata sobre iones de confinamiento electroestático y confinamiento magnético de electrones mediante paredes reflectantes con vértices multipolo; y de la patente USA nº 4.826.646 de Bussard, similar a la de Limpaecher, con vértices en punta. Ninguna de estas patentes toma en consideración el confinamiento electroestático de los electrones y el confinamiento magnético de los iones. A pesar de que se han emprendido numerosos proyectos de investigación sobre el confinamiento electroestático de iones, ninguno de ellos ha conseguido establecer los necesarios campos electroestáticos requeridos si los iones poseen la densidad requerida para un reactor de fusión. Finalmente, ninguna de las patentes antes mencionadas trata sobre la topología magnética de las configuraciones de campo invertido.

La configuración de campo invertido (FRC) se descubrió accidentalmente en 1960 en el Laboratorio de Investigación Naval durante la experimentación sobre estricción theta. Una topología típica FRC, en la que el campo magnético interno invierte la dirección, se muestra en la figura 8 y en la figura 10, y las órbitas de partículas de FRC se muestran en la figura 11 y en la figura 14. En relación con FRC, se ha llevado a cabo muchos programas de investigación en los Estados Unidos y en el Japón. Existe una publicación que trata exhaustivamente la teoría y la experimentación de las investigaciones de FRC llevadas a cabo entre 1960 y 1988. Véase M. Tuszewski, 28 *Fusión Nuclear* 2033, (1988). Un libro blanco sobre el desarrollo de FRC describe la investigación de 1996 e incluye recomendaciones para futuras investigaciones. Véase L.C. Steinhauer *et al.*, 30 *Tecnología de la Fusión* 116 (1996). Hasta la fecha, en la experimentación con FRC, ésta se ha formado utilizando el método de estricción theta. Uno de los resultados de este método de formación consiste en que los iones y los electrones transportan cada uno la mitad de la corriente, lo cual produce un campo electrostático desdoblado en el plasma y la falta de confinamiento electrostático. Los iones y electrones de estas FRC experimentan contención magnética. En casi toda la experimentación con FRC se ha tenido en cuenta el transporte anómalo. Véase, por ejemplo, Tuszewski, comienzo del apartado 1.5.2 de la página 2072. Rostoker *et al.*, *Science* 21 noviembre de 1997, presentan un convertidor ciclotrónico inverso de conformidad con la reivindicación preferible 1.

Por consiguiente, es conveniente obtener un sistema de fusión que incluya un sistema de contención que permita reducir o eliminar el transporte anómalo de iones y electrones, y un sistema de conversión de energía de alta eficacia que convierta en electricidad la energía de los productos de fusión.

El documento US2003150710 da a conocer un circuito controlador RF y un conjunto/configuración de antena ortogonal como parte de un método y sistema para generar plasma de alta densidad. El conjunto de la antena es un sistema de antena ortogonal que puede ser controlado por cualquier generador/circuito RF con apropiada adecuación de la impedancia para presentar una baja impedancia. El circuito de control RF que se da a conocer utiliza elementos de amplificador de tipo conmutación y presenta una baja impedancia de salida. Los circuitos de control RF de impedancia baja de salida que se dan a conocer eliminan la necesidad de un circuito correspondiente como interfaz con las variaciones de impedancia inherentes asociadas con el plasma. También se da a conocer la selección de un valor de capacitancia o de inductancia para proporcionar la sintonización para la fuente de plasma RF.

El documento US 2004/0047442 da a conocer un tipo conocido de sistema FCR y aparato para la fusión y conversión controladas de energías de productos de fusión directamente en potencia eléctrica, utilizando combustibles avanzados (aneutrónico).

Resumen

La presente solicitud da a conocer un sistema para controlar iones y electrones de plasma en un campo magnético con configuración de campo invertido (FRC) y un método de control de iones y electrones en un FRC, de acuerdo con las reivindicaciones que seguirán.

Otros aspectos y características de la presente invención quedarán evidentes de la consideración de la siguiente descripción, conjuntamente con los dibujos que se acompañan.

Breve descripción de los dibujos

Las realizaciones preferidas se ilustran a modo de ejemplo, sin que supongan ninguna limitación, mediante los números que acompañan a los gráficos, en los cuales los números de referencia iguales indican iguales componentes.

La figura 1 muestra una vista parcial de una cámara de confinamiento a título de ejemplo.
 La figura 2A muestra una vista parcial de otra cámara de confinamiento a título de ejemplo.
 La figura 2B muestra una vista parcial en sección, según la línea 2B-2B de la figura 2A.
 La figura 2C muestra una vista en detalle, según la línea 2C de la figura 2B.
 La figura 2D muestra una vista parcial en sección, según la línea 2D-2D de la figura 2B.
 La figura 3 muestra el campo magnético de un FRC.

Las figuras 4A y 4B muestran respectivamente la dirección diamagnética y contradiamagnética de un FRC.

La figura 5 muestra un sistema de haces colisionantes.

La figura 6 muestra la trayectoria de un betatrón.

5 Las figuras 7A y 7B muestran, respectivamente, el campo magnético y la dirección de la deriva del gradiente de un FRC.

Las figuras 8A y 8B muestran, respectivamente, el campo magnético y la dirección de la deriva $E \times B$ de un FRC.

Las figuras 9A, 9B y 9C muestran las trayectorias de la deriva de iones.

Las figuras 10A y 10B muestran la fuerza de Lorentz de los extremos de un FRC.

10 Las figuras 11A y 11B muestran la sintonización del campo magnético y el potencial eléctrico en el sistema de haces colisionantes.

La figura 12 muestra una distribución de Maxwell.

Las figuras 13A y 13B muestran transiciones desde trayectorias de betatrón a trayectorias de deriva debido a colisiones ión-ión de gran ángulo.

15 Las figuras 14A, B, C y D muestran trayectorias de betatrón cuando se producen colisiones electrón-ión de ángulo pequeño.

La figura 15 muestra un haz de iones neutralizados al ser polarizado.

La figura 16 consiste en una vista desde arriba de un haz de iones neutralizados al entrar en contacto con el plasma de una cámara de confinamiento.

20 La figura 17 es una vista esquemática, desde un extremo, de una cámara de confinamiento de conformidad con una realización preferida de un procedimiento de encendido.

La figura 18 es una vista esquemática, desde un extremo, de una cámara de confinamiento de conformidad con otra realización preferida de un procedimiento de encendido.

La figura 19 muestra marcas de una sonda *B-dot* indicando la formación de un FRC.

25 La figura 20A muestra una vista de una fuente de plasma inductivo que se puede montar dentro de una cámara.

Las figuras 20B y 20C muestran vistas parciales de la fuente de plasma inductivo.

Las figuras 21A y 21B muestran vistas parciales de un sistema de control por RF.

La figura 21C muestra una vista esquemática de configuraciones de dipolo y cuadripolo.

La figura 22A muestra una vista parcial de sistema de generación de electricidad-plasma formado por un reactor de fusión de haces colisionantes acoplado a un convertidor directo ciclotrónico de inversión.

30 La figura 22B muestra la vista posterior de un convertidor ciclotrónico de inversión en la figura 19A.

La figura 22C muestra la trayectoria de un ión en el convertidor ciclotrónico de inversión.

La figura 23A muestra una vista parcial de sistema de generación de electricidad-plasma formado por un reactor de fusión de haces colisionantes acoplado a una realización alternativa del convertidor ciclotrónico de inversión.

La figura 23B muestra una vista desde un extremo del convertidor ciclotrónico de inversión en la figura 20A.

35 La figura 24A muestra la trayectoria de una partícula en el interior de un ciclotrón convencional.

La figura 24B muestra un campo eléctrico oscilante.

La figura 24C muestra la energía cambiante de una partícula de aceleración.

La figura 25 muestra el campo eléctrico azimutal experimentado por un ión de velocidad angular en los intersticios situados entre los electrodos del ICC.

40 La figura 26 muestra una lente de doblete tetrapolar.

Las figuras 27A y 27B muestran un sistema auxiliar magnético bobina-campo.

La figura 28 muestra un reactor de 100 MW.

La figura 29 muestra el equipo auxiliar del reactor.

La figura 30 muestra un sistema de propulsión mediante plasma.

45 La figura 31 muestra los componentes principales de un sistema de propulsión por impulsor de plasma.

La figura 32 muestra un diagrama de bloques del sistema de propulsión por impulsor de plasma.

Descripción detallada de las realizaciones preferidas

50 Como muestran las figuras, un generador electricidad-plasma (PEG) correspondiente a una realización que no figura en las reivindicaciones del presente invento, comprende principalmente un reactor de fusión de haces colisionantes (CBFR) acoplado a un sistema de conversión directa de energía. Como se ha indicado anteriormente, un reactor de fusión ideal puede resolver el problema del transporte anómalo de los iones y de los electrones. Para solucionar el problema del transporte anómalo que aquí se expone, el presente invento utiliza un sistema de confinamiento de campo magnético provisto de configuración de campo invertido (FRC). El transporte anómalo de iones se evita mediante el confinamiento magnético en el FRC de manera que los iones tengan trayectorias no adiabáticas de gran dimensión, haciéndolos insensibles a las fluctuaciones de onda corta que provocan el transporte anómalo de iones adiabáticos. En concreto, la existencia de una zona en el FRC donde el campo magnético se disipa, posibilita obtener un plasma formado por gran cantidad de iones no adiabáticos. Para los electrones, el transporte anómalo de energía se evita mediante la sintonización del campo magnético aplicado externamente para obtener un campo eléctrico potente que produzca su confinamiento electroestático en un pozo de potencial.

65 El presente aparato y proceso de confinamiento no se limita a utilizar combustibles neutrónicos como el D-D (deuterio-deuterio) o D-T (deuterio-tritio) como plasma de combustible de fusión, sino que posee la ventaja de que también puede emplear combustibles avanzados o aneutrónicos como el D-He³ (deuterio-helio-3) o p-B¹¹ (hidrógeno-boro-11). Para más detalles sobre combustibles avanzados, véase R. Feldbacher & M. Heindler,

Instrumentos y métodos en las investigaciones de física nuclear, A 271 (1988) JJ-64 (Holanda, Amsterdam). Para estos combustibles aneutrónicos, la energía de la reacción de fusión se obtiene casi totalmente en forma de partículas cargadas, o sea, de iones energéticos, los cuales se pueden tratar en un campo magnético que, según el tipo de combustible, pueden producir escasa o ninguna radiactividad. La reacción D-He³ produce un ión H y un ión He⁴ de una potencia de 18.2 MeV, mientras que la reacción p-B¹¹ produce tres iones He⁴ de una potencia de 8,7 MeV. Al basarse en un modelo teórico para un dispositivo de fusión en el que se utilizan combustibles aneutrónicos, el rendimiento de la conversión de la energía resultante puede alcanzar el 90%, según han establecido K. Yoshikawa, T. Noma y Y. Yamamoto en *Tecnología de Fusión*, 19, 870 (1991), por ejemplo. Estos rendimientos aumentan notablemente las expectativas de la fusión aneutrónica mediante configuraciones reducibles (1-1000 MW), compactas y de bajo coste.

En un proceso de conversión directa de energía de conformidad con el presente invento, se puede reducir la velocidad de las partículas cargadas de los productos de fusión y convertir directamente en electricidad su energía cinética. El sistema de conversión directa de energía del presente invento también presenta la ventaja de poseer el rendimiento, la capacidad electrónica y la tolerancia partícula-energía adecuados para convertir la frecuencia y la fase de una fusión de energía resultante de 5 MHz de potencia que iguala la frecuencia y la fase de una red eléctrica externa de 60 Hertzios.

Sistema de confinamiento de la fusión

La figura 1 muestra una realización preferida de un sistema de confinamiento 300 de acuerdo con el presente invento. El sistema de confinamiento 300 consiste en la pared de una cámara 305 que delimita en su interior una cámara de confinamiento 310. De preferencia, la cámara 310 tiene forma cilíndrica, con un eje principal 315 longitudinal en el centro de la cámara 310. Para proceder a aplicar este sistema de confinamiento 300 a un reactor de fusión es necesario crear un vacío o casi vacío en el interior de la cámara 310. Una bobina de flujo de betatrón 320 está colocada de forma concéntrica en el eje principal 315 situado en el interior de la cámara 310. La bobina de flujo de betatrón 320 contiene un elemento para transportar energía eléctrica configurado para transmitir la corriente alrededor de una bobina larga, según se muestra, la cual de preferencia consta de un devanado en paralelo de múltiples bobinas, con mayor preferencia si se trata de un devanado en paralelo de cuatro bobinas, formando dicha bobina larga. Los expertos en el tema podrán apreciar que la corriente que atraviesa la bobina de betatrón 320 produce un campo magnético en el interior de dicha bobina de betatrón 320 que se dirige al eje principal 315.

Situada alrededor del perímetro de la pared de la cámara 305 hay una bobina exterior 325. La bobina exterior 325 produce un campo magnético constante cuyo flujo se desplaza paralelo al eje principal 315. Este campo magnético presenta simetría azimutal. La aproximación que el campo magnético originado por la bobina exterior 325 es constante y paralela al eje 315 es más eficaz en los extremos alejados de la cámara 310. En cada extremo de la cámara 310 hay una bobina de espejo 330. Las bobinas de espejo 330 se aplican para producir un campo magnético aumentado en cada extremo del interior de la cámara 310, curvando de este modo las líneas de campo magnético hacia el interior en cada extremo (véanse las figuras 3 y 5). Como se ha indicado, el curvado hacia el interior de las líneas de campo permite contener el plasma 335 en una zona de confinamiento en el interior de la cámara 310, que en general está situado entre las bobinas de espejo 330, apartándolo de los extremos desde donde podría escapar del sistema de confinamiento 300. Las bobinas de espejo 330 se pueden aplicar para producir un campo magnético incrementado en los extremos utilizando diversos métodos bien conocidos en esta técnica, que incluyen el aumento del número de vueltas de devanado en las bobinas de espejo 330, el incremento de la corriente que atraviesa las bobinas de espejo 330, o la superposición de las bobinas de espejo 330 con la bobina exterior 325.

En la figura 1 se muestra la bobina exterior 325 y las bobinas de espejo 330 colocadas fuera de la pared de la cámara 310. No obstante, también pueden estar situadas en el interior de la cámara 310. En el caso de que el muro de la cámara 305 sea de material conductor, o sea, metálico, puede resultar conveniente situar las bobinas 325 y 330 en el interior del muro de la cámara 305, ya que el tiempo que se precisa para que el campo magnético se difunda a través de la pared 305 puede ser bastante prolongado, pudiendo ello ser causa de que el sistema 300 reaccione con lentitud. De modo similar, la cámara 310 puede tener la forma de un cilindro hueco, con la pared de dicha cámara 305 configurada en forma de tubo alargado. En este caso, la bobina de flujo de betatrón 320 se podría aplicar en el exterior de la pared de la cámara 305 en el centro de dicho tubo anular. Es preferible que la pared interior que forma el centro del tubo anular contenga un material no conductor, como el vidrio. Como se verá más adelante, la cámara 310 deberá tener unas dimensiones y una forma suficientes para permitir que el haz o la capa de plasma circulante 335 puedan girar alrededor del eje principal 315 con un radio predeterminado.

La pared de la cámara 305 puede estar constituida por un material que posea una permeabilidad magnética elevada, como el acero. En este caso, la pared de la cámara 305, debido a contracorrientes inducida en el material, ayuda a evitar que el flujo magnético pueda escapar de la cámara 310, comprimiéndolo. Si las paredes de la cámara estuvieran hechas de un material que tuviera una permeabilidad magnética baja, como el plexiglás, para contener el flujo magnético sería necesario utilizar otro dispositivo. En tal caso, se debería utilizar un conjunto de tubos de metal planos de bucle cerrado. Estos tubos, conocidos en esta técnica como delimitadores de flujo, se deberían colocar en el interior de las bobinas exteriores 325, pero externamente al haz de plasma circulante 335. Además, estos delimitadores de flujo pueden ser pasivos o activos, pudiéndose utilizar los delimitadores activos de flujo para

transportar una corriente predeterminada que pueda facilitar en mayor grado el confinamiento del flujo magnético en el interior de la cámara 310. Opcionalmente, las bobinas externas 325 también se pueden utilizar como delimitadores de flujo.

5 Como se ha explicado anteriormente con mayor detalle, el haz de plasma circulante 335, formado por partículas cargadas, puede ser confinado en el interior de la cámara 310 por la fuerza Lorentz producida por el campo magnético originado por la bobina exterior 325. Así, los iones del haz de plasma 335 quedan magnéticamente atrapados en grandes órbitas de betatrón cerca de las líneas de flujo provenientes de la bobina exterior 325, paralelas al eje principal 315. Se utiliza también uno o más puertos de inyección de haces 340 para añadir iones de plasma al haz de plasma circulante 335 en la cámara 310. En una realización preferida, se utilizan los puertos del inyector 340 para inyectar un haz de iones en la misma posición radial desde el eje principal 315 donde está confinado del haz de plasma circulante 335 (o sea, alrededor de la superficie neutra que se describe a continuación). Además, los puertos del inyector 340 están preparados para inyectar haces de iones 350 (véase la figura 17) de forma tangencial a y siguiendo la misma dirección de la órbita de betatrón del haz de plasma confinado 335.

15 También hay una o más fuentes de plasma de fondo 345 para inyectar una nebulización de plasma no-energético en el interior de la cámara 310. En una realización preferida, las fuentes de plasma de fondo 345 se aplican para dirigir el plasma 335 hacia el centro axial de la cámara 310. Se ha constatado que si se dirige el plasma de este modo, se facilita el confinamiento del plasma 335, obteniéndose una densidad de plasma 335 más elevada en la zona de confinamiento del interior de la cámara 310.

Cámara de vacío

25 Tal como se ha descrito anteriormente, aplicación del sistema de contención de un CBFR, es necesario crear vacío o casi vacío dentro de la cámara. Dado que las interacciones (dispersión, intercambio de cargas) entre los neutros y el combustible de plasma presentan siempre un canal de pérdida de energía, es crítico limitar la densidad residual en la cámara del reactor. Además, las impurezas resultantes de las cámaras defectuosamente sometidas a vacío puede conducir a reacciones secundarias de contaminación durante el funcionamiento y puede desperdiciar una cantidad exorbitante de energía durante el arranque dado que el sistema tiene que quemar estos residuos.

30 El conseguir un nivel satisfactorio de vacío comporta usualmente la utilización de cámaras y aberturas de acceso de acero inoxidable, así como materiales de baja desgasificación. En el caso de metales, las características de vacío satisfactorias están unidas además a características estructurales satisfactorias. No obstante, los materiales conductores, tales como acero inoxidable y similares, presentan varios problemas con respecto a sus características eléctricas. Aunque todos estos efectos negativos están interrelacionados, se manifiestan de diferentes maneras. Entre las características más negativas se encuentran: difusión retardada de los campos magnéticos a través de las paredes de la cámara, acumulación de cargas eléctricas sobre las superficies, alteración drástica de los tiempos de respuesta del sistema a señales transitorias y también formación de corrientes de imagen en las superficies que impactan con la topología magnética deseada. Los materiales que no tienen estas características poco deseables y muestran buenas características de vacío son aislantes tales como cerámicas, vidrio, cuarzo y en menor grado, fibras de carbono. El problema primario con estos materiales es su integridad estructural, así como el potencial de daños accidentales. Otras limitaciones son los problemas de fabricación tales como la escasa capacidad de mecanización de las cerámicas.

45 En una realización, tal como se ha mostrado en las figuras 2A, 2B, 2C y 2D, se dispone una cámara alternativa 1310 que minimiza estos problemas. La cámara 1310 del CBFR están formados preferentemente de modo básico en un metal, preferentemente acero inoxidable o similar, para proporcionar rigidez estructural y características de vacío satisfactorias. No obstante, la pared cilíndrica 1311 de la cámara 1310 incluye interrupciones axiales de aislamiento 1360 en la pared 1311 que discurren a lo largo de la casi totalidad de la cámara 1310 en la parte central de dicha cámara 1310 o región de núcleo de potencia del CBFR. Preferentemente, tal como se ha mostrado en la figura 2B, hay tres interrupciones 1360 que están separadas aproximadamente 120 grados una de otra. Las interrupciones 1360, tal como se ha mostrado en la figura 2C, incluyen una ranura o intersticio 1362 en la pared 1311 de la cámara 1310 con una ranura o asiento de estanqueidad 1369 formado aproximadamente en la periferia de la ranura 1362. Un cierre en forma de anillo tórico 1367 queda dispuesto en la ranura 1369. Las ranuras 1362 que se han mostrado en la figura 2D se extienden casi a toda la longitud de la cámara 1310, dejando suficiente material inoxidable que forma una parte de la pared 1311 azimutalmente continua, cerca de los dos extremos para proporcionar integridad estructural y para permitir cierres de vacío de calidad satisfactoria en los extremos. Para una mejor integridad estructural y prevención de implosión, la cámara 1310, tal como se ha mostrado en la figura 2A, incluye preferentemente una serie de conjuntos de nervios azimutales parciales 1370 que están formados integralmente con la pared de la cámara 1311 o acoplados a la superficie de la pared de la cámara 1311 por soldadura o similar.

60 Tal como se ha mostrado en la figura 2C, el intersticio 1362 está llenado por un elemento postizo 1364 formado por un material cerámico. El elemento postizo 1364 se extiende ligeramente hacia dentro del interior de la cámara 1310 y está recubierto en el interior por una protección metálica 1366 para impedir emisión secundaria de plasma por las colisiones de los iones del plasma primario procedente de los haces de plasma circulantes con el material cerámico. En el exterior de la cámara 1310, el elemento postizo 1364 está fijado a un panel de estanqueización 1365 que

forma una barrera de vacío por medio de un cierre en forma de anillo tórico 1367 con la superficie de acero inoxidable de la pared de la cámara 1311. Para conservar las características de vacío deseables, el panel de estanqueidad 1365 está formado, preferentemente, a partir de un sustrato, preferentemente fibra de vidrio o similar, que es más flexible y crea un cierre más íntimo con el anillo tórico 1367 que lo que conseguiría un material cerámico, especialmente cuando la presión hacia dentro deforma ligeramente la cámara 1310.

Los elementos postizos o aislantes cerámicos 1364 dentro de las ranuras 1362 impiden, preferentemente, los arcos de corriente a través de los intersticios 1362 y, por lo tanto, impide la formación de corrientes de imagen azimutales en la pared 1311 de la cámara. Las corrientes de imagen son una manifestación de la ley de Lenz que es la tendencia de la naturaleza en contrarrestar cualquier cambio en el flujo: por ejemplo, el cambio en el flujo que tiene lugar en la bobina de flujo 1320 durante la formación de un FRC, tal como se describe más adelante. Sin las ranuras 1362 en la pared cilíndrica 1311 de la cámara 1310, el flujo cambiante en la bobina de flujo 1320 provoca una corriente inducida inductivamente igual y opuesta que se forma en la pared de acero inoxidable 1311 para anular el cambio de flujo magnético dentro de la cámara 1310. Si bien las corrientes de imagen inducida serían más débiles (debido a las pérdidas inductivas) que la corriente aplicada a la bobina de flujo 1320, la corriente de imagen tiende a reducir fuertemente el campo magnético aplicado o de confinamiento dentro de la cámara 1310 que, si no se atiende, tiende a impactar negativamente en la topología del campo magnético y a alterar las características de confinamiento dentro de la cámara 1310. La existencia de las ranuras 1362 impide que se formen en la pared 1311 corrientes de imagen azimutales hacia el plano medio de la cámara 1310 en alejamiento de los extremos de la cámara 1310 en la parte azimutalmente continua de la pared 1311. Las únicas corrientes de imagen que pueden ser transportadas por la pared de la cámara 1311 hacia el plano medio en alejamiento de los extremos de la cámara 1310 son corrientes muy débiles que fluyen paralelamente al eje longitudinal de las ranuras 1362. Estas corrientes no tienen influencia en los campos de confinamiento magnéticos axiales del FRC dado que los campos de imagen magnéticos producidos por las corrientes de imagen que atraviesan longitudinalmente la pared de la cámara 1311 muestran solamente componentes radiales y azimutales. Las corrientes de imagen azimutales formadas en la parte conductora continua azimutalmente de la pared 1311 cerca de los extremos de la cámara 1310 tienden a no impactar negativamente y/o alterar las características de confinamiento dentro de la cámara 1310 dado que la topología magnética en estas inmediaciones no es importante para el confinamiento del plasma.

Además de impedir la formación de corrientes de imagen azimutales en la pared de la cámara 1311, las ranuras 1362 proporcionan una forma para que el flujo magnético procedente de las bobinas de campo y de espejo 1325 y 1330 penetren en la cámara 1310 en una escala rápida de tiempo. Las ranuras 1362 posibilitan una sintonización fina a nivel de submilisegundos y control de realimentación del campo magnético aplicado como resultado.

Partículas cargadas en un FRC

La figura 3 muestra un campo magnético de un FRC 70. El sistema presenta una simetría cilíndrica con respecto a su eje 78. En el FRC, existen dos zonas de líneas de campo magnético: abiertas 80 y cerradas 82. La superficie que divide las dos zonas se denomina separadora 84. El FRC forma una superficie neutra cilíndrica 86 donde se disipa el campo magnético. En la parte central 88 del FRC, no se percibe un cambio del campo magnético en dirección axial. En los extremos 90, el campo magnético cambia perceptiblemente en dirección axial. El campo magnético a lo largo del eje central 78 cambia de dirección en el FRC, lo cual explica el término invertido de la configuración de campo invertido (FRC).

En la figura 4A, el campo magnético externo a la superficie neutra 94 está dirigido en una primera dirección 96. El campo magnético en el interior de la superficie neutra 94 está dirigido en una segunda dirección 98 opuesta a la primera. Si un ión se desplaza hacia la dirección 100, la fuerza Lorentz 30 que actúa sobre él, apunta hacia la superficie neutra 94. Ello se puede apreciar fácilmente mediante la aplicación de la regla de la mano derecha. Para las partículas que se mueven en la dirección diamagnética 102, la fuerza Lorentz siempre apunta hacia la superficie neutra 94. Éste fenómeno produce una órbita de la partícula que se denomina órbita de betatrón, que se describirá más adelante.

La figura 4B muestra un ión que se desplaza en dirección contradiamagnética 104. En este caso, la fuerza Lorentz apunta fuera de la superficie neutra 94. Este fenómeno produce un tipo de órbita que se denomina órbita de deriva que se detalla más adelante. La dirección diamagnética para los iones es contradiamagnética para los electrones, y viceversa.

La figura 5 muestra un tubo o capa anular de plasma 106 que gira siguiendo la dirección diamagnética de los iones 102. El tubo 106 está situado alrededor de la superficie neutra 86. El campo magnético 108 creado por la capa de plasma anular 106, en combinación con un campo magnético aplicado externamente 110, forma un campo magnético que presenta la topología de un FRC (esta topología se muestra en la figura 3).

El haz de iones que forma la capa de plasma 106 tiene una temperatura propia. Por consiguiente, la velocidad de los iones forma una distribución Maxwell en un marco que gira a la velocidad angular media del haz de iones. La colisión entre iones de diferentes velocidades produce la reacción de fusión. Por este motivo, la capa de haces de plasma o la potencia del núcleo 106 se denomina sistema de haces colisionantes.

5 La figura 6 muestra el tipo principal de trayectoria de los iones en un sistema de haces colisionantes, denominado órbita de betatrón 102. Una órbita de betatrón 112 se puede definir como una onda sinusoidal centrada en un círculo neutro 114. Como se ha explicado antes, el campo magnético del círculo neutro 114 se disipa. El plano de la órbita 112 es perpendicular al eje 78 del FRC. Los iones que se mueven en esta órbita 112 se desplazan siguiendo su dirección diamagnética 102 a partir de un punto inicial 116. Los iones de una órbita de betatrón poseen dos movimientos: una oscilación en dirección radial (perpendicular al círculo neutro 114), y una traslación a lo largo del círculo neutro 114.

10 La figura 7A consiste en un gráfico del campo magnético 118 de un FRC. El eje horizontal del gráfico representa la distancia en centímetros a partir del eje FRC 78. El campo magnético se expresa en O.I. Tesla (kilogauss). Como muestra el gráfico, el campo magnético 118 se disipa en el radio del círculo neutro 120.

15 Según muestra la figura 7B, una partícula que se desplaza cerca del círculo neutro tendrá un gradiente 126 del campo magnético apuntando fuera de la superficie neutra 86. El campo magnético situado fuera del círculo neutro sigue una primera dirección 122, mientras que el campo magnético situado en el interior del círculo neutro sigue una segunda dirección 124 opuesta a la primera. La dirección de una deriva de gradiente se obtiene mediante el producto vectorial entre $B \times \nabla B$, donde ∇B representa el gradiente del campo magnético. Por tanto, aplicando la regla de la mano derecha se puede apreciar que la dirección de la deriva del gradiente se produce en dirección contradiamagnética, independientemente de si el ión está situado fuera o en el interior del círculo neutro 128.

20 La figura 8A consiste en un gráfico del campo eléctrico 130 de un FRC. El eje horizontal del gráfico representa la distancia en centímetros desde el eje FRC 78. El campo eléctrico se expresa en voltios/centímetros. Como muestra el gráfico, el campo eléctrico 130 se disipa cerca del radio del círculo neutro 120.

25 Según muestra la figura 8B, el campo eléctrico es desconfiante para los iones. Apunta hacia las direcciones 132, 134 apartadas de la superficie neutra 86. El campo magnético, como anteriormente, sigue las direcciones opuestas 122, 124 dentro y fuera de la superficie neutra 86. Aplicando la regla de la mano derecha, se puede apreciar que la dirección de la deriva $E \times B$ sigue la dirección diamagnética 102 independientemente de si el ión se halla situado dentro o fuera de la superficie neutra 136.

30 Las figuras 9A y 9B muestran otro tipo de órbita común en un FRC, denominado órbita de deriva 138. La órbita de deriva 138 puede ser exterior a la superficie neutra 114, como muestra la figura 9A, o interior, como muestra la figura 9B. Las órbitas de deriva 138 giran en dirección diamagnética cuando la deriva $E \times B$ domina, o en dirección contradiamagnética cuando domina la deriva del gradiente. Las órbitas de deriva 138 que muestran las figuras 9A y 9B giran siguiendo la dirección diamagnética 102 desde el punto inicial 116.

35 Una órbita de deriva, como la que muestra la figura 9C, se puede definir como un círculo pequeño que gira alrededor de un círculo considerablemente mayor. El círculo pequeño 142 gira alrededor de su eje en el sentido 144. Al mismo tiempo, gira alrededor del círculo mayor 146 en dirección 102. El punto 140 definirá en el espacio una trayectoria similar a 138.

40 Las figuras 10A y 10B muestra la dirección de la fuerza Lorentz en los extremos de un FRC 151. La figura 10A muestra un ión desplazándose en dirección diamagnética 102 a una velocidad 148 en un campo magnético 150. Aplicando la regla de la mano derecha se puede apreciar que la fuerza Lorentz 152 empuja el ión y lo devuelve a la zona de las líneas de campo cerradas. Por tanto, en este caso la fuerza Lorentz 152 es confinante para los iones. La figura 10B muestra un ión desplazándose en dirección contradiamagnética a una velocidad 148 en un campo magnético 150. Aplicando la regla de la mano derecha, se puede apreciar que la fuerza Lorentz 152 empuja el ión hacia la zona de las líneas de campo abiertas. Por tanto, en este caso la fuerza Lorentz 152 es desconfiante para los iones.

Confinamiento electroestático y magnético de un FRC

45 Se puede formar una capa de plasma 106 (véase la figura 5) en un FRC, inyectando haces de iones energéticos alrededor de la superficie neutra 86 siguiendo la dirección diamagnética 102 de los iones (véase a continuación una exposición detallada de los diferentes métodos para formar el FRC y el anillo de plasma). En la capa de plasma circulante 106, muchos de los iones poseen órbitas de betatrón 112 (véase la figura 6), son energéticos, y son no-adiabáticos, siguiendo, por tanto, insensibles a las fluctuaciones de onda corta que originan un transporte anómalo. En una capa de plasma 106 formada en un FRC y en condición de equilibrio, la conservación de los impulsos establece una relación entre la velocidad angular de los iones ω_i y la velocidad angular de los electrones ω_e :

$$\omega_e = \omega_i \left[1 - \frac{\omega_i}{\Omega_0} \right], \text{ donde } \Omega_0 = \frac{ZeB_0}{m_i c} \quad (1)$$

En la Ec. 1, Z es el número atómico del ión, m_i es la masa del ión, e es la carga del electrón, B_0 es la magnitud del campo magnético aplicado, y c es la velocidad de la luz. En esta relación hay tres parámetros libres: el campo magnético aplicado B_0 , la velocidad angular del electrón ω_e , y la velocidad angular del ión ω_i . Si dos de ellos son conocidos, el tercero se puede determinar mediante la Ec. 1.

Debido a que la capa de plasma 106 se forma inyectando haces de iones en el FRC, la velocidad angular de los iones ω_i se determinan mediante la inyección de energía cinética del haz W_1 , que se determina a partir de:

$$W_1 = \frac{1}{2} m_i V_1^2 = \frac{1}{2} m_i (\omega_i r_0)^2 \tag{2}$$

Así, $V_1 = \omega_i r_0$, siendo V_1 la velocidad de inyección de los iones, ω_i la frecuencia giromagnética de los iones, y r_0 el radio de la superficie neutra 86. La energía cinética de los electrones en el haz se ha desestimado debido a que la masa del electrón m_e es mucho menor que la masa del ión m_i .

Para una velocidad de inyección determinada del haz (ω_i fijo), el campo magnético aplicado B_0 se puede sintonizar para obtener diferentes valores de ω_e . Como se demostrará más adelante, sintonizando el campo magnético externo B_0 también se pueden obtener valores diferentes del campo electrostático del interior de la capa de plasma. Esta característica del presente invento se ilustra en las figuras 11A y 11B. La figura 11A muestra tres resultados de campo eléctrico (expresados en voltios/cm) obtenidos para la misma velocidad de inyección, $\omega_i = 1,35 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, pero para tres valores diferentes del campo magnético aplicado B_0 :

Resultado	Campo magnético aplicado (B_0)	Velocidad angular electrón (ω_i)
154	$B_0 = 0.277 \text{ Tesla (2,77 kG)}$	$\omega_e = 0$
156	$B_0 = 0.515 \text{ Tesla (5,15 kG)}$	$\omega_e = 0,625 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$
158	$B_0 = 1.55 \text{ Tesla (15,5 kG)}$	$\omega_e = 1,11 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$

Los valores de ω_e de la tabla anterior se determinaron de acuerdo con la Ec. 1. Se puede apreciar que $\omega_e > 0$ significa que $\Omega > \omega_i$ en la Ec. 1, por tanto, los electrones giran siguiendo su dirección contradiamagnética. La figura 11B muestra el potencial eléctrico (en voltios) para el mismo conjunto de valores de B_0 y ω_e . El eje horizontal de las figuras 11A y 11B representa la distancia desde el eje FRC 78, que en el gráfico se especifica en centímetros. El campo eléctrico y el potencial eléctrico dependen en gran medida de ω_e .

Los resultados anteriores se pueden explicar en términos físicos sencillos. Cuando los iones giran en dirección diamagnética, los iones están confinados magnéticamente por la fuerza Lorentz, como muestra la figura 4A. Para los electrones, cuando giran en la misma dirección que los iones, la fuerza Lorentz se produce en dirección opuesta, de modo que los electrones no se confinan. Los electrones abandonan el plasma y, como resultado, se crea un excedente de carga positiva. Esto crea un campo eléctrico que evita que los demás electrones puedan abandonar el plasma. La dirección y la magnitud de este campo magnético, en equilibrio, están determinadas por la conservación de los impulsos.

El campo electrostático representa un papel esencial y por igual en el transporte de los electrones y de los iones. Por consiguiente, una característica notable del presente invento consiste en que se crea un campo electrostático potente en el interior de la capa de plasma 106, estando determinada la magnitud del campo eléctrico por el valor del campo magnético aplicado B_0 , que puede ser fácilmente ajustado.

Como se ha explicado, el campo electrostático tiene capacidad de confinamiento para los electrones si $\omega_e > 0$. Como muestra la figura 11B, la profundidad del pozo puede aumentar sintonizando el campo magnético aplicado B_0 . Excepto en una zona muy estrecha cerca del círculo neutro, los electrones siempre tienen un radio giromagnético pequeño. Por consiguiente, los electrones responden a las fluctuaciones de onda corta presentando un índice de difusión cuya velocidad es anómala. En realidad, esta difusión ayuda a mantener el pozo de potencial cuando se produce la reacción de fusión. Los iones del producto de fusión, al poseer una energía mucho más elevada, abandonan el plasma. Para mantener la casi-neutralidad de la carga, los productos de fusión deben expeler con ellos los electrones del plasma, principalmente tomando los electrones de la superficie de la capa de plasma. La densidad de electrones en la superficie del plasma es muy baja, y los electrones que abandonan el plasma junto con los productos de fusión deben ser reemplazados, pues en caso contrario el pozo de potencial se disiparía.

La figura 12 muestra una distribución maxweliana 162 de electrones. Sólo los electrones muy cargados de la cola 160 de la distribución de Maxwell pueden alcanzar la superficie del plasma y abandonarla junto con iones de fusión. De este modo, la cola 160 de la distribución 162 se crea continuamente debido a la colisión electrón-electrón en la zona de alta densidad cerca de la superficie neutra. Los electrones energéticos aún tienen un radio giromagnético pequeño, de modo que la difusión anómala les permite alcanzar la superficie con la rapidez suficiente para contener los iones de los productos de fusión salientes. Los electrones cargados pierden su energía al subir por el pozo de potencial y cuando lo abandonan tienen muy poca energía. Aunque los electrones pueden atravesar con rapidez el campo magnético, debido al transporte anómalo las pérdidas de energía anómalas tienden a evitarse debido a que se transporta poca energía.

Otro resultado del pozo de potencial consiste en un potente mecanismo de refrigeración para electrones similar a la refrigeración por evaporación. Por ejemplo, para evaporar agua se debe aportar calor latente de vaporización. Este calor se suministra mediante el agua líquida restante y el medio que la envuelve, que entonces termalizará rápidamente a una temperatura inferior con una velocidad superior de la que se precisa en los procesos de transporte de calor para reemplazar energía. De modo similar, para los electrones, la profundidad del pozo de potencial es equivalente al calor latente de la agua de la vaporización. Los electrones proporcionan la energía necesaria para ascender por el pozo de potencial mediante el proceso de termalización que resuministra la energía de la cola de distribución de Maxwell, de modo que se pueden liberar electrones. De este modo, el proceso de termalización consigue una temperatura menor del electrón, ya que es mucho más rápido que cualquier proceso de calentamiento. Debido a la diferencia de masas entre electrones y protones, el período de transferencia de energía de los protones es unas 1.800 veces menor que el período de termalización de los electrones. Este mecanismo de refrigeración también reduce la pérdida de radiación de los electrones. Esto resulta particularmente interesante para los combustibles avanzados, en los que la pérdida de radiación es aumentada por los iones de combustible con un número atómico Z mayor que 1; $Z > 1$.

El campo electrostático también afecta el transporte de iones. La mayoría de las órbitas de partículas de la capa de plasma 106 órbitas de betatrón 112. Las colisiones de gran ángulo, o sea, las colisiones con ángulos comprendidos entre 90° y 180° , pueden convertir una órbita de betatrón en una órbita de deriva. Como se ha descrito antes, la dirección de rotación de la órbita de deriva está determinada por la relación entre la deriva de $E \times B$ y la deriva del gradiente. Si predomina la deriva $E \times B$, la órbita de deriva gira siguiendo la dirección diamagnética. Si predomina la deriva del gradiente, la órbita de deriva gira siguiendo la dirección contradiamagnética, como muestran las figuras 13A y 13B. La figura 13A muestra la transición desde una órbita de betatrón a una órbita de deriva debido a una colisión de 180° , que tiene lugar en el punto 172. La órbita de deriva continúa girando en dirección diamagnética debido a que predomina la deriva $E \times B$. La figura 13B muestra otra colisión de 180° , pero en este caso el campo de electrostático es débil y predomina la deriva del gradiente. Por tanto, la órbita de deriva gira en dirección contradiamagnética.

La dirección de rotación de la órbita de deriva determina si se produce confinamiento o no. Una partícula que se desplaza en una órbita de deriva también tendrá una velocidad paralela al eje FRC. El tiempo que precisa una partícula para ir de un extremo a otro del FRC como resultado del desplazamiento paralelo, se denomina duración de recorrido. Así, las órbitas de deriva alcanzan un extremo del FRC en un tiempo del orden de la duración de recorrido. Según muestra la figura 10A al respecto, la fuerza Lorentz en los extremos del FRC sólo es confinante para las órbitas de deriva que giran en dirección diamagnética. Por consiguiente, después de una duración de recorrido se pierden los iones de las órbitas de deriva que giran en dirección contradiamagnética.

Este fenómeno explica la existencia de un mecanismo de pérdida para iones, que se supone debe haber existido en todos los experimentos de FRC. De hecho, en estos experimentos los iones transportan la mitad de la corriente y los electrones la otra mitad. En estas condiciones, el campo eléctrico en el interior de plasma es insignificante, y la deriva del gradiente predomina siempre sobre la deriva de $E \times B$. Por consiguiente, todas las órbitas de deriva producidas por colisiones de gran ángulo se pierden después de una duración de recorrido. En estos experimentos se han obtenido índices de difusión iónica más veloces que los previstos por las evaluaciones tradicionales de difusión.

Si existe un campo electrostático potente, la deriva $E \times B$ predomina sobre la deriva del gradiente, y las órbitas de deriva giran en dirección diamagnética. Esto se ha mostrado antes con respecto a la figura 13A. Cuando estas órbitas alcanzan los extremos del FRC, la fuerza Lorentz las expelle de nuevo a la zona de las líneas de campo cerradas, y por tanto, permanecen confinadas en el sistema.

Los campos electrostáticos en el sistema de haces colisionantes pueden tener la potencia suficiente para que la deriva $E \times B$ predomine sobre la deriva del gradiente. Así, el campo electrostático del sistema puede evitar el transporte de iones mediante la eliminación de este mecanismo de pérdida de iones, que es similar a un cono de pérdida de un dispositivo de espejo.

Se puede apreciar otra característica de la difusión de iones si se considera el efecto de las colisiones ión-electrón de ángulo reducido sobre las órbitas de betatrón. La figura 14A muestra una órbita de betatrón 112. La figura 14B

muestra la misma órbita 112 tomando en consideración colisiones ión-electrón de ángulo reducido 174. La figura 14C muestra la órbita de la figura 14B seguida para una duración más prolongada por un factor de diez 176. La figura 14D muestra la órbita de la figura 14B seguida para una duración más prolongada por un factor de veinte 178. Se puede apreciar que la topología de las órbitas de betatrón no cambia debido a las colisiones ión-electrón de ángulo reducido. No obstante, la amplitud de sus oscilaciones radiales aumenta con la duración. De hecho, las órbitas que muestran las figuras 14A a 14D aumentan con la duración, lo cual indica que se trata de una difusión clásica.

Formación del FRC

En principio, en los procedimientos convencionales que se utilizan para crear un FRC se emplea el procedimiento de estricción magnética de campo invertido. En este método convencional se aplica un campo magnético transversal utilizando bobinas externas que rodean una cámara que se ha rellenado de gas neutro por su parte posterior. Después de la aplicación, el gas se ha ionizado y el campo magnético transversal se ha congelado en el plasma. A continuación, la corriente de las bobinas externas se invierte rápidamente y las líneas de campo magnético orientadas en sentido opuesto se conectan con las líneas previamente congeladas para formar la topología cerrada del FRC (véase la figura 3). Este proceso de formación es básicamente empírico y no existen prácticamente medios para controlar la formación del FRC. El método presenta una reproducibilidad escasa y carece de capacidad de sintonización.

En cambio, los métodos de formación de FRC del presente invento permiten un gran control y la obtención de un proceso mucho más transparente y de reproducción más sencilla. De hecho, el FRC formado utilizando los métodos del presente invento se pueden sintonizar y su forma, así como otras propiedades, se puede modificar directamente mediante la manipulación del campo magnético aplicado por las bobinas externas de campo 325. La formación del FRC mediante representaciones que no figuran en las reivindicaciones también produce la formación de un campo eléctrico y un pozo de potencial de conformidad con lo que se ha descrito anteriormente con más detalle. Además, estos métodos también se pueden ampliar para acelerar el FRC a parámetros propios del reactor y corrientes de combustible de alta energía, y presentan la ventaja de que permiten el confinamiento clásico de iones. Asimismo, esta técnica se puede aplicar en un dispositivo compacto, ya que es muy sólida y fácilmente aplicable, características todas ellas de aplicación muy aconsejable en los sistemas reactores.

En los presentes métodos, la formación de FRC está vinculada al haz de plasma circulante 335. Puede apreciarse que el haz de plasma circulante 335, debido a que es una corriente, crea un campo magnético poloidal, al igual que una corriente eléctrica en un cable circular. En el interior del haz de plasma circulante 335, debido a la bobina externa 325, el campo magnético inducido que produce se opone al campo magnético aplicado externamente. En el exterior del haz de plasma circulante 335, el campo magnético inducido está situado en la misma dirección del campo magnético aplicado. Cuando la corriente del ión de plasma tiene la potencia suficiente, el campo inducido excede el campo aplicado y el campo magnético se invierte en el interior del haz de plasma circulante 335, formando de este modo la topología de FRC según muestran las figuras 3 y 5.

Los requisitos para la inversión de campo se pueden calcular utilizando un modelo siempre. Considerando una corriente eléctrica I_p , transportada por un anillo de radio principal r_0 y radio secundario $a \ll r_0$, el campo magnético situado en el centro de la normal del anillo hacia el mismo anillo es $B_p = 2\pi I_p / (cr_0)$. Considerando que la corriente del anillo $I_p = N_p e (\Omega_0 / 2\pi)$ es transportada por iones N_p que poseen una velocidad angular Ω_0 . Para cada ión que circule en el radio $r_0 = V_0 / \Omega_0$, $\Omega_0 = eB_0 / m_i c$ es la frecuencia ciclotrónica para un campo magnético externo B_0 . Considerando que V_0 es la velocidad media de los iones del haz, la inversión del campo se define como

$$B_p = \frac{N_p e \Omega_0}{r_0 c} \geq 2 B_0 \quad (3)$$

lo cual implica que $N_p > 2r_0 / \alpha_i$, y

$$I_p \geq \frac{eV_0}{\pi \alpha_i} \quad (4)$$

donde $\alpha_i = e^2 / m_i c^2 = 1,57 \times 10^{-16}$ cm y la energía del haz de iones es $m_i V_0^2$. En el modelo unidimensional, el campo magnético de la corriente de plasma es $B_p = (2\pi / c) i_p$, donde i_p representa la corriente por unidad de longitud. El requisito para la inversión de campo es $i_p > eV_0 / \pi r_0 \alpha_i = 0,225$ kA/cm, donde $B_0 = 0,00693$ Tesla (69,3 G) y $m_i V_0^2 = 100$ eV. Para un modelo con anillos periódicos y B_x , la media sobre las coordenadas axiales es $(B_2) = (2\pi / c) (I_p / s)$ (s es la separación del anillo), si $s = r_0$, este modelo tendría el mismo campo magnético medio que el modelo unidimensional con $i_p = I_p / s$.

Técnica de formación combinada betatrón/haz

Un método preferido para formar un FRC en el sistema de confinamiento 300 descrito previamente es el que aquí se denomina técnica combinada betatrón/haz. Esta técnica combina haces de iones de plasma de baja energía con aceleración betatrón mediante el uso de una bobina de flujo de betatrón 320.

5 El primer paso de este método consiste en inyectar una capa gaseosa anular de plasma de fondo en la cámara 310 utilizando fuentes de plasma de fondo 345. La bobina externa 325 produce un campo magnético en el interior de la cámara 310 que magnetiza el plasma de fondo. A intervalos cortos, los haces de iones de baja energía son inyectados en la cámara 310 a través de los puertos del inyector 340 debidamente transversales al campo magnético que se aplica externamente al interior de dicha cámara 310. Como se describía anteriormente, los haces de iones quedan atrapados en interior de la cámara 310 formando grandes órbitas de betatrón por efecto de dicho campo magnético. Los haces de iones se pueden generar mediante un acelerador de iones, como un acelerador que contenga un diodo de iones y un generador Marx (véase R.B. Miller, *Introducción a la física de haces de partículas de carga intensa*, 1982). Como podrán apreciar los entendidos en la materia, el campo magnético aplicado ejercerá una fuerza de Lorentz sobre el haz de iones inyectado tan pronto como se haya introducido en la cámara 310. No obstante, es aconsejable que el haz no se desvíe y, por tanto, no entre en la órbita de betatrón, hasta que el haz de iones no haya alcanzado el haz de plasma circulante 335. Para resolver este problema, el haz de iones se neutraliza con electrones y tal como se muestra en la figura 15, cuando el haz de iones 350 se dirige a un campo magnético apropiado, tal como el campo magnético aplicado unidireccionalmente dentro de la cámara 310, los iones de carga positiva y los electrones de carga negativa se separan. De este modo, debido al campo magnético el haz de iones 350 adquiere una polarización eléctrica inducida. Este campo magnético también se puede producir, por ejemplo, mediante un imán permanente o un electroimán colocado longitudinalmente al recorrido del haz de iones. Cuando después se introduce en la cámara de confinamiento 310, el campo eléctrico resultante equilibra la fuerza magnética de las partículas del haz, permitiendo que el haz de iones pueda desplazarse sin desviarse. La figura 16 muestra una vista desde arriba del haz de iones 350 cuando entra en contacto con el plasma 335. Según se muestra, los electrones del plasma 335 se desplazan por las líneas de campo magnético dentro o fuera del haz 350, el cual elimina así la polarización eléctrica del haz. Cuando el haz deja de estar polarizado eléctricamente, se une al haz de plasma circulante 335 en una órbita de betatrón que envuelve al eje principal 315, según se muestra en la figura 1 (véase también la figura 5).

30 Cuando el haz de plasma 335 circula por su órbita de betatrón, los iones desplazados forman una corriente, que a su vez origina un campo magnético inducido poloidal. Para obtener la topología del FRC en el interior de la cámara 310, es necesario incrementar la velocidad del haz de plasma 335, para incrementar así la magnitud del campo magnético inducido originado por el haz de plasma 335. Cuando el campo magnético inducido tiene las dimensiones adecuadas, se invierte la dirección del campo magnético en las distancias radiales desde el eje 315 en el interior del haz de plasma 335, creando un FRC (véanse las figuras 3 y 5). Se puede apreciar que, a fin de mantener la distancia radial del haz de plasma circulante 335 en la órbita de betatrón, es necesario aumentar el campo magnético aplicado desde la bobina exterior 325 mientras el haz de plasma 335 aumenta su velocidad. De este modo se crea un sistema de control que mantiene el adecuado campo magnético aplicado, inducido por la corriente que atraviesa la bobina exterior 325. De modo opcional, se puede utilizar una segunda bobina exterior para obtener el campo magnético aplicado adicional que se precisa a fin de mantener el radio de la órbita del haz de plasma mientras éste se acelera.

45 Para incrementar la velocidad del haz de plasma circulante 335 en su órbita, se aplica una bobina de flujo de betatrón 320. En la figura 17 se puede apreciar que aumentando la corriente a través de la bobina de flujo de betatrón 320, según la ley de Amperio, se induce un campo eléctrico azimutal E en el interior de la cámara 310. Los iones de carga positiva del haz de plasma 335 se aceleran debido a este campo eléctrico inducido, produciendo la inversión del campo, como se ha descrito anteriormente. Cuando se añaden haces de iones 350, que son neutralizados y polarizados tal como se ha descrito anteriormente, al haz de plasma circulante 335, el haz de plasma 335 despolariza los haces de iones.

50 Para la inversión de campo, el haz de plasma circulante 335 se acelera hasta una energía rotacional aproximada de 100 eV, preferentemente en un rango aproximado comprendido entre 75 eV y 125 eV. Para alcanzar unas condiciones considerables de fusión, el haz de plasma circulante 335 se acelera aproximadamente a unos 200 keV, preferentemente en un rango aproximado comprendido entre 100 keV a 3,3 MeV.

55 Se ha demostrado la eficacia de la formación de FRC utilizando la técnica de formación combinada betatrón/haz. La técnica de formación combinada betatrón/haz se llevó a cabo de modo experimental en una cámara de 1 metro de diámetro y 1,5 metros de longitud en la que se utilizó un campo magnético aplicado externamente de hasta 0,05 Tesla (500 G), un campo magnético desde el plasma rotatorio inducido por la bobina de flujo de betatrón 320 de hasta 0,5 Tesla (5 kG) y un vacío de $1,6 \times 10^{-3}$ Pascal ($1,2 \times 10^{-5}$ torn). En este experimento, el plasma de fondo tenía una densidad de 10^{13} cm^{-3} y el haz de iones se neutralizó con un haz de hidrógeno cuya densidad era de $1,2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, una velocidad de $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$ y una duración del impulso aproximada de 20 μs (a mitad de altura). Se observó inversión de campo.

65 Técnica de formación de betatrón

Otro método preferido que no figura en las reivindicaciones de formación de FRC dentro del sistema de confinamiento 300 se denomina en este documento técnico de formación de betatrón. Esta técnica se basa en conducir directamente la corriente inducida de betatrón para acelerar el haz de plasma circulante 335 utilizando la bobina de flujo de betatrón 320. Una realización preferida de esta técnica utiliza el sistema de confinamiento 300 que se muestran en la figura 1, excepto que la inyección del haz de iones de baja energía no es necesaria.

Como se ha indicado, el principal componente de la técnica de formación de betatrón es la bobina de flujo de betatrón 320 montada en el centro y en posición longitudinal con respecto al eje de la cámara 310. Debido a su construcción de devanado separado en paralelo, la bobina 320 presenta una inductancia muy baja y, cuando se acopla a una fuente de energía adecuada, presenta una constante de tiempo LC baja, lo cual permite una subida controlada rápida de corriente en la bobina de flujo 320.

De preferencia, la formación de FRC se inicia mediante la alimentación de las bobinas externas de campo 325, 330. Esto produce un campo de guía axial, así como componentes de campo magnético radial, cerca de los extremos para el confinamiento axial del plasma inyectado en el interior de la cámara 310. Una vez que se ha obtenido el suficiente campo magnético, las fuentes de plasma de fondo 345 reciben alimentación de sus propias fuentes de energía. El plasma que emerge de los cañones se desplaza longitudinalmente a la guía axial, extendiéndose ligeramente debido a su temperatura. Cuando el plasma alcanza el plano medio de la cámara 310, se forma una capa anular continua de plasma frío que se extiende lentamente a lo largo del eje.

En esta fase, la bobina de flujo de betatrón 320 recibe alimentación. La corriente que está aumentando rápidamente en la bobina 320 produce un flujo axial que cambia rápidamente en el interior de la bobina. En virtud del efecto inductivo, este rápido aumento del flujo axial genera un campo eléctrico azimutal E (véase la figura 18), que impregna el espacio alrededor de la bobina de flujo. Según la ecuación de Maxwell, este campo eléctrico E es directamente proporcional al cambio de la potencia del flujo magnético del interior de la bobina, o sea, un aumento más rápido de subida controlada de la corriente de la bobina de betatrón puede generar un campo eléctrico más potente.

El campo eléctrico E creado por inducción se acopla a las partículas cargadas del plasma y genera una fuerza ponderomotiva que acelera las partículas de la capa de plasma anular. Los electrodos, al tener una masa menor, son los primeros que experimentan aceleración. Por tanto, la corriente inicial formada por este proceso se debe fundamentalmente a los electrones. No obstante, un tiempo suficiente de aceleración (aproximadamente varios cientos de microsegundos) también pueden producir una corriente de iones. Con respecto a la figura 18, el campo eléctrico E que muestra acelera los electrones y los iones en direcciones opuestas. Una vez que ambos componentes han alcanzado sus velocidades terminales, la corriente es transportada tanto por los iones como por los electrones.

Como se ha señalado antes, la corriente transportada por el plasma rotatorio produce un campo magnético inducido. La creación de la topología real FRC queda establecida cuando el campo magnético inducido creado por la corriente en la capa de plasma llega a ser comparable al campo magnético aplicado desde las bobinas externas de campo 325, 330. En esta fase se produce la reconexión magnética y las líneas de campo abiertas del campo magnético inicial producido externamente comienzan a cerrarse y forman las superficies de flujo FRC (véanse las figuras 3 y 5).

La base FRC determinada mediante este método presenta un campo magnético modesto y las partículas de energía no presentan los parámetros operativos habituales de reacción. No obstante, el campo de aceleración eléctrica inductiva se mantendrá mientras la corriente de la bobina de flujo de betatrón 320 continúe aumentando a una velocidad rápida. El efecto este proceso consiste en que la energía y la potencia total del campo magnético del FRC continua aumentando. El ámbito de este proceso está, por tanto, limitado inicialmente por la alimentación de la bobina de flujo, ya que la aportación continuada de energía eléctrica requiere un almacenamiento enorme de energía. No obstante, en general es bastante sencillo acelerar el sistema para alcanzar las condiciones pertinentes del reactor.

Para inversión de campo, el haz de plasma circulante 335 se acelera de preferencia a una energía rotacional aproximada de 100 eV, comprendida preferentemente entre 75 eV y 125 eV. Para alcanzar las condiciones pertinentes de fusión, el haz de plasma circulante 335 se acelera aproximadamente a 200 eV, de preferencia entre 100 eV y 3,3 MeV. Cuando los haces de iones se añaden al haz de plasma circulante 335, según se ha descrito antes, el haz de plasma 335 despolariza los haces de iones.

La formación de FRC mediante la técnica de formación de betatrón se alcanzó con éxito con los siguientes niveles de parámetros:

- Dimensiones de la cámara de vacío: aproximadamente 1 m de diámetro y 1,5 m de longitud.
- Radio de la bobina de betatrón de 10 cm.
- Radio de la órbita de plasma de 20 cm.
- Campo magnético externo medio producido en la cámara de vacío hasta 0,01 Testa (100 Gauss), con un período de subida controlada de 150 μ s y un índice de espejo de 2 a 1 (fuente: bobinas externas y bobinas de betatrón).

- Plasma de fondo (principalmente gas hidrógeno) caracterizado por una densidad media aproximada de 10^{13} cm^{-3} , con una temperatura cinética menor a 10 eV.

- La vida útil de la configuración estaba limitada por la energía total almacenada durante el experimento y, en general, era de unos 30 μs .

5 El experimento se llevó a cabo inyectando primero una capa de plasma de fondo mediante dos unidades de cañones de cable coaxial montados de modo circular el interior de la cámara. Cada conjunto de 8 cañones se montó sobre una de las dos unidades de bobinas de espejo. Los cañones se situaron con un espaciado azimutal equidistante y externo con respecto al otro conjunto. Esta disposición permite el disparo simultáneo de los cañones y, por consiguiente, la creación de una capa de plasma anular.

10 Mediante la creación de esta capa, la bobina de flujo de betatrón recibió alimentación. El aumento de corriente en el devanado de la bobina de betatrón produjo el incremento de flujo en el interior de la bobina, produciéndose un campo eléctrico azimutal que envolvió la bobina de betatrón. La subida controlada rápida de la corriente de la bobina de flujo de betatrón produjo un campo eléctrico potente que aceleró la capa de plasma anular, obteniéndose, por tanto, una cantidad de energía considerable. La potencia suficiente de la corriente de plasma produjo un campo magnético inducido que alteró el campo aplicado externamente, originando la creación de la configuración de campo inverso. La medición detallada mediante bucles *B-dot* determinó la amplitud, la potencia y la duración del FRC.

15 En la figura 19 se puede apreciar un ejemplo clásico de datos correspondientes a las señales de la sonda *B-dot*. Los datos de la curva A representan la potencia absoluta del componente axial del campo magnético en el plano medio axial (a 75 cm de cada placa final) de la cámara experimental y una posición radial de 15 cm. Los datos de la curva B representan la potencia absoluta del componente axial del campo magnético en el plano medio de la cámara axial y con una posición radial de 30 cm. El conjunto de datos de la curva A, por tanto, indica la potencia del campo magnético en el interior de la capa de plasma combustible (entre la bobina de betatrón y el plasma), mientras que el conjunto de datos de la curva B representa la potencia del campo magnético situado en el exterior de la capa de plasma combustible. Los datos indican con claridad que la orientación del campo magnético interno se invierte (es negativa) entre aproximadamente 23 y 47 μs , mientras que campo externo permanece positivo, o sea, no invierte la orientación. El tiempo de inversión está restringido por la subida controlada de corriente en la bobina de betatrón. Una vez que se ha alcanzado el pico de corriente en la bobina de betatrón, la corriente inducida en la capa de plasma combustible comienza a disminuir y el FRC decae con rapidez. Hasta este momento la vida útil del FRC está limitada por la energía que se puede almacenar durante el experimento. Igual que en los experimentos de inyección y captación, el sistema se puede mejorar a fin de proporcionar una vida útil y una aceleración del FRC más largas en relación con los parámetros pertinentes del reactor.

20 En general, esta técnica no sólo produce un FRC compacto, sino que, además, su aplicación es sólida y sencilla. Lo más importante es que la base FRC producida mediante este método se puede acelerar con facilidad para alcanzar el nivel de energía rotacional y a la potencia de campo magnético que se deseen. Esto resulta crucial en las aplicaciones de fusión de confinamiento clásico de haces de combustible de alta energía.

40 Fuente de plasma inductivo

Las técnicas de formación de FRC de betatrón y haz/betatrón descritas anteriormente, se basan en ambos casos en impartir energía a un plasma de fondo con intermedio de la bobina de flujo 320. De forma análoga a un transformador, la bobina de flujo lleva a cabo las funciones de los arrollamientos primarios del transformador, mientras que el plasma actúa como arrollamiento secundario. Para que este sistema inductivo funcione eficazmente, es necesario que el plasma sea buen conductor.

50 Al contrario que en conductores típicos, tales como metales, un plasma resulta menos resistivo y, por lo tanto, más conductivo al aumentar la temperatura. La temperatura de los electrones del plasma en particular, juega un importante papel y en gran medida determina la disipación, que es una función de las colisiones electrón-ión. De manera esencial, la disipación es debida a la resistencia que es provocada por las colisiones electrón-ión: cuanto mayor es la frecuencia de las colisiones, mayor es la resistividad. Esto es debido a los fenómenos colectivos en un plasma, en los que se rastrea la sección transversal de colisión coulomb. La frecuencia de colisión (la velocidad a la que las sucesivas colisiones tienen lugar) es esencialmente una función de la densidad, sección transversal de dispersión coulomb rastreada y velocidad térmica (o promedio) de las cargas de colisión/dispersión, es decir: $v_c = n\sigma v$. Por definición v escala con $T^{1/2}$, σ es proporcional a v^{-4} , por lo tanto, T^{-2} . La frecuencia de colisión v_c es, por lo tanto, proporcional a $nT^{-3/2}$. La resistividad está relacionada con la frecuencia de colisión por $\eta = v_c m / ne^2$. Por lo tanto, la resistividad es proporcional a $T^{-3/2}$ y notablemente, de forma independiente de la densidad, lo cual es resultado directo del hecho de que aunque el número de portadores de carga aumenta con la densidad, el número de centros de dispersión aumenta también. Por lo tanto, una temperatura más elevada conduce a mayor conductividad del plasma y menores pérdidas por disipación.

65 Para conseguir mejor rendimiento con respecto al confinamiento en un FRC, es altamente deseable, por lo tanto, un plasma caliente. En el caso del sistema PEG, una mayor temperatura de los electrones conduce a mejor arranque de FRC (cuanto mejor pasa un conductor el plasma, mejor es el acoplamiento inductivo entre el plasma y la bobina

de flujo), mejor es la corriente de mantenimiento (una menor resistividad del plasma conduce a menores pérdidas por fricción/disipación) y, por lo tanto, menores pérdidas de corriente) y mayor intensidad de campo magnético (cuanto mayor es la corriente mayor es el campo autoinducido). Una temperatura adecuada de los electrones durante la formación inicial de plasma y antes de actuar sobre la bobina de flujo conducirá a un mejor acoplamiento de la bobina de flujo con el plasma (lo que tiende de manera ventajosa a reducir la formación de corrientes imagen azimutales en la pared de la cámara). Esto tendrá como resultado a su vez una aceleración mejorada del betatrón (una menor resistividad conduce a mejor transferencia inductiva de energía desde la bobina de flujo al plasma) y calentamiento del plasma (una parte de la energía direccional impartida representada por el flujo de corriente rotativa se termalizará y transformará en energía al azar – conduciendo finalmente al calentamiento del plasma por la bobina de flujo) lo que incrementará como consecuencia el tiempo de colisión ión-electrón (debido a la temperatura más elevada), reducirá la disipación (menor resistividad) y permitirá finalmente conseguir mayores campos de FRC (las corrientes mayores conducen a campos más intensos).

Para conseguir mejor temperatura de plasma inicial, se dispone una fuente de plasma inductivo. Tal como se ha mostrado en las figuras 20A, 20B y 20C, la fuente 1010 de plasma inductivo se puede montar dentro de la cámara 310 alrededor del extremo de la bobina de flujo 320 e incluye un conjunto 1030 de bobina de choque de una sola espira que es alimentada preferentemente por una fuente de alto voltaje (aproximadamente 5-15 kV) (no mostrada). Un gas neutro, tal como hidrógeno (u otro combustible de fusión gaseosa apropiado) es introducido en la fuente 1010 a través de alimentaciones directas de gas con intermedio de una tobera Laval 1020. El flujo de gas es controlado preferentemente por conjuntos de válvulas de empuje ("puff") ultrarrápidas para producir un frente de choque definido. Una vez que el gas sale de la tobera 1020 y se distribuye sobre la superficie de los arrollamientos de bobina 1040 correspondientes a la bobina de choque 1030, los arrollamientos 1040 son excitados. La corriente ultrarrápida y el aumento del flujo en la bobina de choque de baja inductancia 1030 conducen a un campo eléctrico muy elevado dentro del gas, que provoca descomposición, ionización y subsiguiente expulsión del plasma formado desde la superficie de la bobina de choque 1030 hacia el centro de la cámara 310.

En una realización preferente, la bobina de choque 1030 comprende un cuerpo 1032 conformado en forma de disco anular, limitado por un anillo externo 1034 formado alrededor de su periferia externa y un cubo anular 1036 formado alrededor de su periferia interna. El anillo 1034 y el cubo 1036 se extienden axialmente más allá de la superficie del cuerpo 1032 formando los bordes de un canal anular superior abierto 1035. El cuerpo 1032, el anillo 1034 y el cubo 1036 están formados preferentemente por una construcción moldeada de forma unitaria de un material apropiado no conductor con buenas propiedades de vacío y bajas características de desgaseado, tales como cristal, plexiglass, pìrex, cuarzo, cerámica o similares.

Una pantalla de secciones múltiples 1012 está preferentemente acoplada al anillo 1034 de la bobina de choque 1030 para limitar que el plasma producido se disperse radialmente. Cada una de las secciones 1014 de la pantalla 1012 comprende una serie de expansiones salientes axialmente 1016. Los extremos de cada sección 1014 comprenden un soporte de montaje 1015.

Los arrollamientos de bobina 1040 están acoplados preferentemente al frontal del cuerpo 1032 de la bobina en el canal 1035 utilizando un adhesivo epoxi u otro adhesivo apropiado. Para conseguir características electromagnéticas rápidas de la bobina de choque 1030, es importante mantener su inductancia lo más baja posible. Esto se consigue utilizando un número lo más reducido posible de espiras en la bobina 1040 y también construyendo la bobina 1040 de múltiples trenzados de cable 1042 arrollados en paralelo. En una realización a título de ejemplo, la bobina 1040 comprende 24 trenzados de cable 1042, cada uno de los cuales forma un bucle. Cada uno de los cables 1042 empieza en puntos de entrada 1044 que están situados preferentemente con una separación de unos 15 grados sobre el perímetro externo del cuerpo 1032 y terminan después de solamente una espira que rodea el eje en los puntos de salida 1046 sobre el radio interno del cuerpo 1032. Los arrollamientos 1040 de la bobina, por lo tanto, cubre toda el área entre los bordes interno y externo del canal 1035. Preferentemente, grupos de trenzados 1042 están conectados al mismo almacenamiento capacitivo. En general, la potencia puede ser alimentada a todos los trenzados 1042 desde el mismo almacenamiento capacitivo, o bien tal como en una realización a título de ejemplo, cada uno de ocho grupos de tres trenzados 1042 están conectados entre sí y alimentados en común por una batería de almacenamiento capacitivo de dos baterías separadas.

Un cuerpo 1022 de la tobera anular en forma de disco está acoplado alrededor de su perímetro interno en el cubo 1036 para formar la tobera Laval 1020. La superficie 1024 del cuerpo 1022 de la tobera dirigido al cubo 1036 tiene un perfil de la sección media que se expansiona definiendo una cámara de gas anular 1025 entre la superficie 1024 y la cara 1037 del cubo 1036. Adyacente a la periferia externa del cuerpo 1022 de la tobera, la superficie 1024 tiene un perfil de contracción-expansión que define una salida 1023 de la tobera de tipo Laval que se extiende azimutalmente entre la superficie 1024 y la cara 1037 del cubo 1036.

Fijada a la cara opuesta del cubo 1036 se encuentra un anillo de asiento de válvula 1050 con varios asientos de válvula 1054 formados en la cara externa del anillo 1050. Los asientos de válvula 1054 están alineados con canales de alimentación de gas 1052 formados a través del cubo 1036.

En funcionamiento, se alimenta gas neutro a través de válvulas de empuje ultrarrápidas en los asientos de válvula 1054 a los canales de gas 1052 que se extienden a través del cubo 1036. A causa de la parte que se estrecha de la salida de la tobera 1023, el gas tiende a alimentar y llenar la cámara anular 1025 antes de salir de la tobera 1020. Una vez que el gas sale de la tobera 1020 y se distribuye sobre la superficie de los arrollamientos de bobina 1040 de la bobina de choque 1030, los arrollamientos 1040 son excitados. La corriente ultrarrápida y subida de flujo en la bobina de choque de baja inductancia 1030 conduce a un campo eléctrico muy elevado dentro del gas que provoca descomposición, ionización y subsiguiente expulsión del plasma formado desde la bobina de choque 1030 hacia el centro de la cámara 310.

El aumento de la corriente está preferentemente bien sincronizado en todos los cables 1042 o grupos de cables 1042 que están destinados a su activación conjunta. Otra opción posible y que es potencialmente ventajosa consiste en activar grupos distintos de cables a tiempos distintos. Se puede establecer deliberadamente un retraso entre grupos distintos de cables 1042 en acoplamiento para activar diferentes grupos de cables en diferentes tiempos. Cuando se activan diferentes grupos de cables en diferentes tiempos es importante agrupar los cables, de manera que la disposición sea azimutalmente simétrica y proporcione suficiente recubrimiento de la superficie de la bobina 1040 con cables 1042 portadores de corriente para cualquier impulso de potencia. De esta manera, es posible crear, como mínimo, dos impulsos de plasma distintos. El retraso entre impulsos está limitado por la cantidad de gas neutro disponible. En la práctica es posible activar estos impulsos entre unos 5 y 600 microsegundos de separación.

En la práctica, los parámetros operativos de entrada son preferentemente los siguientes:

Voltaje de carga: aproximadamente de 10 a 25 kV suministro partido

Corriente: hasta aproximadamente 50 kA de corriente total mediante todos los arrollamientos combinados

Tiempo de pulso/elevación: hasta unos 2 microsegundos

Presión de gas: aproximadamente -20 a 50 psi

Dimensiones de la cámara: aproximadamente 0,5 a 1 cm³ por válvula, es decir: aproximadamente 4 a 8 cm³ de volumen total de gas por ciclo

En una realización a título de ejemplo, los parámetros operativos de entrada serán preferentemente los siguientes:

Voltaje de carga: 12 a 17 kV suministro partido, es decir: desde -12 kV a +12 kV

Corriente: 2 a 4,5 kA por grupo de 3 cables, es decir: 16 a 36 kA de corriente total mediante todos los arrollamientos combinados

Tiempo de pulso/elevación: 1 a 1,5 microsegundos

Presión de gas: -15 a 30 psi

Dimensiones de la cámara: 0,5 a 1 cm³ por válvula, es decir: 4 a 8 cm³ de volumen total de gas por ciclo

El plasma creado por este método operativo de la fuente de plasma inductivo 1010 utilizando los parámetros indicados anteriormente tiene las siguientes características ventajosas:

Densidad $\sim 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

Temperatura $\sim 10\text{-}20 \text{ eV}$

Escalado anular $\sim 40\text{-}50 \text{ cm}$ diámetro

Velocidad de desplazamiento axial $\sim 5\text{-}10 \text{ eV}$.

Debido a la forma y orientación de la fuente 1010, la estructura del plasma de salida es anular y tiene un diámetro que tiende a igualar el anillo de plasma rotativo del FRC a formar. En un sistema actual PEG, se colocan preferentemente dos de dichas fuentes de plasma inductivo 1010 en cada extremo axial de la cámara 310 y se activan preferentemente en paralelo. Las dos distribuciones de plasma formadas se desplazan axialmente hacia el centro de la cámara 310, en la que forman la capa anular de plasma que es acelerada a continuación por la bobina de flujo 320, tal como se ha descrito anteriormente.

Control RF para iones y electrones en FRC

Un control de corriente RF llamado un rotomak, ha sido utilizado para los FRC, en los que la corriente es transportada principalmente por electrones. Comporta un campo magnético radial rotativo producido por dos antenas en fase. Los electrones son magnetizados y fijados a las líneas de campo magnético rotativas. Esto mantiene la corriente hasta que las colisiones de Coulomb de los iones con electrones provocan que los iones sean acelerados y se reduce la corriente. No obstante, el rotomak no es adecuado para mantener la corriente indefinidamente, aunque ha sido satisfactorio durante milisegundos.

En los FRC del presente sistema, la corriente es transportada principalmente por iones que se encuentran en órbitas el betatrón que no estarían fijadas a las líneas de campo magnético rotativo. Las órbitas grandes de los iones son importantes en cuanto a estabilidad y difusión clásica. En vez de antenas, se utilizan electrodos, igual que en los ciclotrones, y los iones son controlados por una onda electroestática. El problema es completamente electroestático porque la frecuencia de RF es menor de 10 Megaciclos, de manera que la longitud de onda (30 m) es mucho mayor

que cualquier dimensión del plasma. Los campos electroestáticos pueden penetrar en el plasma FRC de manera mucho más fácil que las ondas electromagnéticas.

5 Las ondas electroestáticas producidas por los electrodos están diseñadas para desplazarse a una señal que es próxima a la velocidad azimutal, promedio de los iones o de los electrones. Si la onda se desplaza más rápido que la velocidad promedio de los iones, los acelerará y, por lo tanto, compensará el freno, debido a las colisiones ión-electrón. No obstante, los electrones son acelerados por colisiones de Coulomb con los iones. En este caso, la onda debe tener una velocidad menor que la velocidad promedio del electrón, y los electrones acelerarán la onda. La velocidad promedio del electrón es menor que la velocidad promedio de los iones, de manera que los electrones deben ser controlados a dos frecuencias distintas. La frecuencia más elevada será para iones y la energía suministrada preferentemente por el circuito externo. Para los electrones, la energía puede ser extraída a la frecuencia más baja.

15 *Sistemas de Electroodos*

Un sistema de control RF cuádrupolo se muestra en las figuras 21A y 21B. Tal como se ha mostrado, el control RF comprende un ciclotrón cuádrupolar 1110 situado dentro de la cámara 310 y que tiene cuatro electrodos alargados, azimutalmente simétricos 1112 con intersticios intermedios 1114. El ciclotrón cuádrupolo 1110 produce preferentemente una onda de potencial eléctrico que gira en la misma dirección que la velocidad azimutal de los iones, pero a mayor velocidad. Los iones de velocidad apropiada pueden ser atrapados en esta onda y reflejados periódicamente. Este proceso aumenta el impulso y la energía de los iones de combustible, y este incremento es transportado a los iones de combustible que no están atrapados por colisiones. Los iones de combustible del plasma combustible 335 pueden ser sustituidos al inyectar neutros a cualquier velocidad conveniente.

25 Un método alternativo y suplementario de controlar corriente consiste en aumentar el sistema del electrodo con bobinas de campo magnético adicionales 1116 dispuestas alrededor de la bobina de flujo 325 y del ciclotrón cuádrupolo 1110, y que son controladas a la mitad de frecuencia que los electrodos 1112 del ciclotrón. La siguiente explicación está destinada, no obstante, a mostrar solamente la versión de electrodos (sin bobinas de campo magnético 1116).

30 En la figura 21C, se han mostrado electrodos para configuraciones de dos y cuatro electrodos.

El potencial creado por los electrodos con los voltajes aplicados que se han indicado, se han representado en la figura 21C para vacío en el espacio $r < r_b$. Las expresiones son para el armónico más bajo. Se obtienen resolviendo la ecuación de Laplace

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \Phi(r, \theta, t) = 0 \quad (5)$$

40 con condiciones límite apropiadas. Por ejemplo para el ciclotrón dipolo

$$\begin{aligned} \Phi(r_b, t) &= -V_o \cos \omega t \text{ para } 0 \leq \theta \leq \pi \\ &= V_o \cos \omega t \text{ para } \pi \leq \theta \leq 2\pi \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Phi(r, \theta, t) \text{ es finito.}$$

Dado que $\Phi(r, \theta, t)$ es periódico en θ con un periodo 2π , se puede expandir en una serie de Fourier, es decir:

$$\Phi(r, \theta, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_n(r, t) e^{in\theta} \quad (7)$$

45

$$u_n(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta e^{-in\theta} \Phi(r, \theta, t) \quad (8)$$

50 y u_n satisface la ecuación

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{n^2}{r^2}\right) u_n(r, t) = 0 \quad (9)$$

$$u_n(r_o, t) = \frac{V_o \cos \omega t}{in\pi} (e^{-in\pi} - 1) = 0 \text{ si } n = 2, 4 \dots \text{ etc.}$$

$$u_n(0, t) = 0$$

$$\Phi(r, \theta, t) = \frac{4V_o \cos \omega t}{\pi} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\text{sen}(2l-1)\theta}{2l-1} \left(\frac{r}{r_b}\right)^{2l-1} \quad (10)$$

El armónico más bajo es

5

$$\Phi_1(r, \theta, t) = \frac{2V_o}{\pi} \frac{r}{r_b} [\text{sen}(\omega t + \theta) - \text{sen}(\omega t - \theta)] \quad (11)$$

Los armónicos más altos son

$$\Phi_l(r, \theta, t) = \frac{2V_o}{\pi} \left(\frac{r}{r_b}\right)^{2l-1} \{ \text{sen}[\omega t + (2l-1)\theta] - \text{sen}[\omega t - (2l-1)\theta] \} \quad (12)$$

10

La velocidad de la onda en la dirección azimutal es $\theta = \pm \omega / (2l-1)$, de manera que los armónicos más elevados tienen una velocidad de fase y amplitud más pequeñas. Estos complementarios se aplican a ambos casos en la figura 21C. La frecuencia ω estaría próxima a ω_j que es la frecuencia de rotación de los iones en un equilibrio de rotor rígido para el FRC. De este modo $\theta = \omega_j$ para $l = 1$. Para $l = 20$ $\theta = \omega_j/3$ y la amplitud de la onda sería sustancialmente más baja; por lo tanto, es una aproximación satisfactoria considerar solamente el armónico más bajo.

15

Efecto del plasma

La respuesta del plasma se puede describir por un tensor dieléctrico. El campo eléctrico produce corrientes de plasma que producen separación de carga, de acuerdo con la ecuación de conservación de carga

$$\nabla \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (13)$$

en la que \vec{J} es la densidad actual y ρ es la densidad de la carga. La ecuación apropiada es

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho = 4\pi\vec{\chi} \cdot \vec{E} \quad (14)$$

ó

30

$$\nabla \cdot \vec{\epsilon} \cdot \vec{E} = -\nabla \cdot \vec{\epsilon} \cdot \nabla \Phi = 0$$

en la que $\vec{\epsilon} = \vec{1} + 4\pi\vec{\chi}$ es el tensor dieléctrico y χ es la polarizabilidad. Si solamente se incluye a continuación de los electrones, el tensor $\vec{\epsilon}$ es diagonal con un componente

35

$$\epsilon_{\perp} = 1 + \frac{4\pi n m c^2}{B^2} \quad (15)$$

en la que n es la densidad y B es el campo magnético de FRC. n y B varían rápidamente con r y $B = 0$ sobre una superficie en $r = r_o$ dentro del plasma. La expresión para ϵ_{\perp} es derivada suponiendo que los electrones tienen un pequeño radio de giro y el campo eléctrico cambia lentamente comparado con $\Omega_c = eB/mc$, la frecuencia de giro. Esta aproximación se interrumpe cerca de la superficie nula. Los cambios característicos de órbita de las órbitas de desviación a las órbitas de betatrón que tienen una respuesta mucho más reducida al campo eléctrico, es decir,

40

$\varepsilon_{\perp} \cong 1$ cerca de la superficie nula en $r = r_0$. Los iones tienen principalmente órbitas de betatrón y para las órbitas de desplazamiento la respuesta al campo eléctrico es pequeña porque el campo eléctrico cambia a la velocidad $\omega \cong \omega_i$.

el resultado neto es que la ecuación de Laplace es sustituida por

5

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{\varepsilon_{\perp}(r)} \frac{d\varepsilon_{\perp}}{dr} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} = 0 \quad (16)$$

que se debe resolver numéricamente. El término adicional desaparece cerca de $r = r_0$. El potencial para el armónico más bajo del caso cuadrípulo tiene la forma

10

$$\Phi = V_0 \frac{F(r)}{2} \text{sen}(2\theta - \omega t) \quad (17)$$

y una forma similar para el caso dipolo. Se despreciarán las ondas que se desplazan en dirección opuesta a los iones (o electrones).

15

Aceleración debida a iones atrapados en una onda electroestática

Se supondrá que $t_0 = 2\omega_i + \Delta\omega$, de manera que la onda $\theta = \omega/2 = \omega_i + \Delta\omega/2$ es un poco más rápida que los iones. La función de distribución del rotor rígido estándar se supone para los iones

20

$$f_i(\bar{x}, \bar{v}) = \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{3/2} n_i(r) \exp \left\{ -\frac{m_i}{2T_i} [v_r^2 + v_z^2 + (v_{\theta} - r\omega_i)^2] \right\}. \quad (18)$$

La función de distribución reducida de interés es

25

$$F_i(r, v_{\theta}) = \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{m_i}{2T_i} (v_{\theta} - r\omega_i)^2 \right].$$

La velocidad de la onda de la onda electroestática producida por ciclotrón cuadrípulo es $v_w = r\omega/2 = r\omega_i + \Delta v_w$. Los iones que se desplazan más rápidamente que la onda se reflejan si

30

$$v_{\theta} - v_w < \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{m_i}}. \quad (19)$$

Esto incrementa la energía de la onda, es decir

35

$$\frac{dW_+}{dt} = \sum_{i=1,2} \frac{n_i m_i}{\lambda} \int_{v_{\theta}=v_w}^{v_{\theta}=v_w + \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{m_i}}} dv_{\theta} F_i(r, v_{\theta}) \left[\frac{v_{\theta}^2}{2} - \frac{(2v_w - v_{\theta})^2}{2} \right] (v_{\theta} - v_w). \quad (20)$$

Los iones que se desplazan más lentos que la onda se reflejan si

40

$$v_w - v_{\theta} < \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{m_i}}.$$

y la onda pierde energía a la velocidad

$$\frac{dW_-}{dt} = \sum_{i=1,2} \frac{n_i m_i}{\lambda} \int_{v_\theta = v_w - \sqrt{\frac{2e\Phi_o}{m_i}}}^{v_\theta = v_w} dv_\theta F_i(r, v_\theta) \left[\frac{v_\theta^2}{2} - \frac{(2v_w - v_\theta)^2}{2} \right] (v_w - v_\theta). \quad (21)$$

Los resultados netos se simplifican con el cambio de variable $v'_\theta = v_\theta - v_w$, es decir,

$$\frac{dW}{dt} = \frac{dW_+}{dt} - \frac{dW_-}{dt} = \sum_{i=1,2} \frac{2n_i m_i v_w}{\lambda} \int_0^{\sqrt{\frac{2e\Phi_o}{m_i}}} dv'_\theta (v'_\theta)^2 [F_i(v_w + v'_\theta) - F_i(v_w - v'_\theta)]. \quad (22)$$

La aproximación

$$F_i[v_w \pm v_\theta] = F_i(v_w) \pm \frac{\partial F_i}{\partial v_\theta} \Big|_{v_w} v_\theta, \quad (23)$$

resulta en

$$\frac{dW}{dt} = \sum_{i=1,2} \frac{2n_i m_i v_w}{\lambda} \left(\frac{2e\Phi_o}{m_i} \right)^2 \frac{\partial F_i}{\partial v_\theta} \Big|_{v_w = v_w}. \quad (24)$$

Ésta tiene una forma similar a una amortiguación de Landau, pero no es físicamente la misma, porque la amortiguación de Landau (crecimiento) es un fenómeno lineal, y éste es claramente no lineal.

Dado que

$$\frac{\partial F_i}{\partial v_\theta} \Big|_{v_w} = \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{1/2} \frac{m_i}{T_o} (v_w - r\omega_o) \exp \left[-\frac{m_i}{2T_i} (v_w - r\omega_i)^2 \right]. \quad (25)$$

Si $v_w = r\omega_i$ no hay cambio en la energía de la onda. Si $v_w > r\omega_i$ o $\Delta v_w > 0$, la energía de la onda disminuye; para $\Delta v_w < 0$ la energía de la onda aumenta. Esto es similar a la interpretación de la amortiguación de Landau. En el primer caso $\Delta v_w > 0$, hay más iones que van más lentos que la onda que iones que van más rápidos. Por lo tanto, la energía de la onda disminuye. En el caso opuesto, $\Delta v_w < 0$, la energía de la onda aumenta. El primer caso se aplica a mantener la energía de los iones y el impulso con el ciclotrón cuadrípulo. Esto es control por corriente. El último caso facilita la base para un convertidor, las ecuaciones (22) y (24) pueden ser utilizadas para evaluar la aplicabilidad a condiciones de reactor de fusión.

La potencia transferida a los iones cuando $v_w - r\omega_i = \Delta v_w \cong v_i$, velocidad térmica del ión, es

$$P = 2\pi \int_0^{r_b} \frac{dW}{dt} r dr,$$

en la que dW/dt se determina por las ecuaciones (24) y (25).

Para simplificar la integración $\Phi_o(r)$ es sustituida por $\Phi_o(r_o)$, el valor de la densidad pico que es un límite más bajo de la amplitud de la onda.

$$P = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{3/2} \sum_{i=1,2} (N_i T_i) \omega_i \left[\frac{2e_i \Phi_o(r_o)}{T_i} \right]^2 \quad (26)$$

N_i es la densidad lineal de iones. $i = 1,2$ se adapta a dos tipos de iones, lo cual es usualmente el caso en un reactor.

Los cálculos detallados de $F(r)$ indican que la amplitud de la onda $\Phi_o(r_o)$ es aproximadamente un factor de 10 menor que el voltaje de intervalo máximo que es $2V_o$. Esto determinará las limitaciones de este método de control de RF. V_o

estará limitado por el voltaje de intersticio máximo que puede ser mantenido, que es probablemente de unos 10 kVoltios para un intersticio de 1 cm.

Requerimientos del reactor

5 Para control por corriente, se transfiere preferentemente una potencia P_i a los iones a una frecuencia ω_i y una potencia P_e se transfiere preferentemente a los electrones a la frecuencia ω_e . Esto compensará las interacciones Coulomb entre electrones, lo que reduce la velocidad de los iones y aumenta la velocidad de los electrones. (En ausencia de transferencias de potencia, las colisiones de Coulomb conducirían a la misma velocidad para los electrones y los iones y sin corriente. El campo eléctrico promedio para mantener el equilibrio de electrones e iones viene dado por

$$2\pi r_0 \langle E_\theta \rangle = IR \quad (27)$$

15 en la que $I = \frac{N_e e}{2\pi} (\omega_i - \omega_e)$ es la corriente/unidad de longitud y

$$R = \frac{(2\pi r_0)^2 m}{N_e e^2} \left(\frac{N_1 Z_1 m_1}{N_e t_{1e}} + \frac{N_2 Z_2 m_2}{N_e t_{2e}} \right)$$

20 es la resistencia/unidad de longitud. N_e , N_1 , N_2 son densidades lineales de electrones e iones $N_e = N_1 Z_1 + N_2 Z_2$ en la que Z_1 , Z_2 son número atómico de los iones; t_{1e} y t_{2e} son tiempos de transferencia de impulso de los iones a los electrones. El campo eléctrico promedio es el mismo para los iones o los electrones, porque $N_e \cong N_i$ para casi neutralidad y la carga es opuesta. La potencia que se debe transferir de los iones es

$$P_i = 2\pi r_0 I_{i\theta} \langle E_\theta \rangle \quad (28)$$

25 y la potencia que se puede extraer de los electrones es

$$P_e = - \left| 2\pi r_0 I_{e\theta} \langle E_\theta \rangle \right| \quad (29)$$

30 en la que $I_{i\theta} = N_e e \omega_i / 2\pi$ y $I_{e\theta} = N_e e \omega_e / 2\pi$.

Para renovar el combustible con control RF, el combustible puede ser sustituido a cualquier energía a las tasas indicadas por los tiempos de fusión $t_{F1} = 1/n_1 \langle \sigma v \rangle_1$ y $t_{F2} = 1/n_2 \langle \sigma v \rangle_2$; n_1 y n_2 son densidades de los iones del plasma y $\langle \sigma v \rangle$ son reactividades. La magnitud será de segundos. Los neutros inyectados (para sustituir los iones de combustible que se queman y desaparecen) se ionizarán rápidamente y se acelerarán debido a colisiones Coulomb hasta la velocidad promedio de los iones en un tiempo del orden de milisegundos (para densidades del reactor del orden de 10^{15} cm^{-3}). No obstante, esto requiere una adición a $\langle E_\theta \rangle$ y una adición para transferencia de potencia para mantener un estado permanente. La adición es

$$40 \quad \delta \langle E_\theta \rangle = \frac{V_{i\theta} - V_{e\theta}}{N_e e^2} \left(\frac{N_1 Z_1 m_1}{t_{F1}} + \frac{N_2 Z_2 m_2}{t_{F2}} \right) \quad (30)$$

que aumentará la transferencia de potencia requerida en un factor aproximado de dos (2).

45 La potencia puede ser facilitada para control por corriente y reposición de combustible sin superar la amplitud máxima del voltaje de intersticio de 10 kVoltios/cm. Considerando que la frecuencia será de 1-10 Mega-Hertzios y el campo magnético será del orden de 100 kGauss no se espera ruptura. La potencia que debe ser transferida para control de corriente y reposición de combustible es similar para cualquier método de control de corriente. No obstante, se ha establecido como tecnología de alto rendimiento durante muchos años la tecnología RF a 1-10 Mega-Hertzios. El método descrito que utiliza electrodos en vez de antenas tiene una considerable ventaja porque

50 las condiciones para penetración de campo son mucho más rebajadas que para las ondas electromagnéticas. Por lo tanto, este método tendría ventajas con respecto a la circulación de potencia y al rendimiento.

Fusión

De manera significativa, estas dos técnicas, u otras similares, de formación de un FRC en el interior de un sistema de confinamiento 300 descritas anteriormente pueden generar plasmas con las propiedades adecuadas para que se produzca una fusión nuclear en su interior. De modo más concreto, el FRC formado mediante estos métodos se puede acelerar para alcanzar el nivel de energía rotacional y la potencia de campo magnético que se deseen. Esto resulta crucial en las aplicaciones clásicas de fusión y confinamiento de haces de combustible de alta energía. El sistema de confinamiento 300, por consiguiente, puede captar y confinar haces de plasma de alta energía durante períodos de tiempos suficientes para que se genere una reacción de fusión en el interior de aquellos.

Para adecuar la fusión, el FRC formado utilizando estos métodos se acelera de preferencia a los niveles adecuados de energía rotacional y a la potencia de campo magnético mediante aceleración de betatrón. La fusión, no obstante, requiere normalmente un conjunto determinado de condiciones físicas para que la reacción pueda tener lugar. Además, para alcanzar una ignición eficaz de combustible y obtener un equilibrio positivo de energía, el combustible debe mantenerse en un estado inalterado durante períodos de tiempo prolongados. Esto es importante, ya que una temperatura y/o una energía cinética elevadas son las características primordiales de un estado de fusión correcto. La creación de dicho estado, no obstante, requiere una aportación de energía considerable que sólo se puede obtener cuando una gran cantidad de combustible experimenta fusión. En consecuencia, el período de confinamiento del combustible tiene que ser más prolongado que el tiempo de ignición. Esto produce un equilibrio positivo de energía y, como resultado, una producción neta de energía.

Una ventaja significativa del presente invento es que el sistema de confinamiento y el plasma que se describen en él pueden soportar tiempos de confinamiento prolongados, o sea, tiempos de confinamiento que excedan los tiempos de ignición del combustible. Un estado coneccto para la fusión, por tanto, se caracteriza por las siguientes condiciones físicas (que acostumban a variar según el tipo de combustible y el modo operativo):

Temperatura media del ión: aproximadamente entre 30 y 230 keV y preferentemente en una gama comprendida entre 80 y 230 keV.

Temperatura media del electrón: aproximadamente entre 30 y 100 keV y preferentemente en una gama comprendida entre 80 y 100 keV.

Energía análoga de los haces de combustible (haces inyectados de iones y haz de plasma circulante): aproximadamente entre 100 y 3,3 MeV y preferentemente en una gama comprendida entre 300 keV y 3,3 MeV.

Campo magnético total: aproximadamente entre 4,75 y 12 Tesla (47,5 a 120 kG), de preferencia aproximadamente unos 9,5 y 12 Tesla (95 a 120 kG), con el campo aplicado externamente en un rango comprendido entre 0,25 y 1,5 Tesla (2,5 a 15 kG), de preferencia en una gama comprendida entre 0,5 y 1,5 Tesla (5 a 15 kG).

Tiempo de confinamiento medio: mayor que el tiempo de ignición del combustible, preferentemente en una gama comprendida entre 10 y 100 segundos.

Densidad iónica del combustible: aproximadamente entre 10^{14} a menos de 10^{16} cm^{-3} , preferentemente en una gama comprendida entre 10^{14} y 10^{15} cm^{-3} .

Potencia total de fusión: de preferencia en una gama comprendida aproximadamente entre 50 a 450 kW/cm (potencia por cm de longitud de la cámara).

Para ajustar el estado de fusión que se indica más arriba, el FRC se acelera preferentemente a un nivel de energía rotacional análogo comprendido preferentemente entre 100 keV y 3,3 MeV y más preferentemente aún, en una gama comprendida entre 300 keV y 3,3 MeV, y un nivel de potencia de campo magnético preferentemente en una gama aproximada comprendida entre 4,5 y 12 Tesla (5 a 120 kG), con mayor preferencia si esta gama está comprendida entre 9,0 a 11,5 Tesla (90 a 115 kG). A estos niveles, los haces de iones de alta energía, que son neutralizados y polarizados tal como se ha descrito anteriormente, se pueden inyectar en el FRC y captar para formar una capa de haces de plasma en la que los iones del haz de plasma se confinan magnéticamente y los electrones del haz de plasma se confinan electroestáticamente.

Preferentemente, en la práctica la temperatura del electrón debe mantenerse tan baja como sea posible para reducir la cantidad de radiación *bremsstrahlung*, ya que se podrían, de otro modo, producir pérdidas de energía radiactiva. El pozo de energía electroestática del presente invento proporciona un sistema efectivo para conseguirlo.

La temperatura irónica se mantendrá preferentemente a un nivel que proporcione una ignición eficaz, ya que la fusión transversal es una función de temperatura irónica. Es indispensable que la energía directa de los haces iónicos de combustible sea elevada para poder obtener un transporte correcto, como se explica en la presente aplicación. También minimiza los efectos de inestabilidades eventuales del plasma combustible. El campo magnético está vinculado con la energía de rotación del haz. Se crea parcialmente mediante el haz de plasma (campo inducido) y a su vez proporciona el apoyo y la potencia adecuados para mantener el haz de plasma en la órbita deseada.

Productos de fusión

Los productos de fusión se crean en el centro, predominantemente cerca de la superficie neutra 86 desde donde emergen por difusión para dirigirse a la separadora 84 (véanse las figuras 3 y 5). Ello es debido a la colisión con los

electrones (ya que la colisión con iones no modifica el centro de la masa y, por tanto, no provoca que éstos modifiquen las líneas de campo). Debido a su elevada energía cinética (los iones de producto de fusión poseen una energía mucho más elevada que los iones de combustible), los productos de fusión pueden atravesar con rapidez la separadora 84. Una vez que han sobrepasado la separadora 84, pueden emerger longitudinalmente siguiendo las líneas abiertas de campo 80 siempre que hayan experimentado una dispersión debido a colisiones ión-ión. Aunque este proceso colisional no produce difusión, puede modificar la dirección del vector de velocidad del ión y hacer que éste apunte en paralelo al campo magnético. Estas líneas de campo abiertas 80 conectan la topología del FRC del centro con el campo uniforme aplicado externamente a la topología FRC. Los iones de producto emergen en diferentes líneas de campo, a las que siguen con distribución de energías. Oportunamente, los iones de producto y los electrones neutralizadores de carga emergen en forma de haces anulares rotativos de ambos extremos del plasma combustible. Por ejemplo, para un diseño de 50 MW de una reacción p-B¹¹, estos haces tendrán un radio aproximado de 50 cm y un espesor aproximado de 10 cm. En los potentes campos magnéticos situados fuera de la separadora 84 (normalmente unos 100 kG), los iones de producto poseen una distribución asociada de radios giromagnéticos que oscilan desde un valor mínimo aproximado de 1 cm hasta un máximo de unos 3 cm para los iones de producto de mayor energía.

Inicialmente los iones de producto poseen una energía longitudinal, así como rotacional que se caracteriza por $M(V_{\text{par}})^2$ y $M(V_{\text{perp}})^2$. V_{perp} es la velocidad azimutal asociada a la rotación alrededor de la línea de campo tomada como centro orbital. Debido a que las líneas de campo se extienden después de alejarse de las inmediaciones de la topología FRC, la energía rotacional tiende a disminuir mientras que la energía total permanece constante. Esto es una consecuencia de la invariancia adiabática del momento magnético de los iones de producto. Es bien sabido en esta disciplina que las partículas cargadas en órbita alrededor de un campo magnético poseen un momento magnético asociado con su desplazamiento. En el caso de partículas que se desplazan a longitudinalmente siguiendo un campo magnético que cambia lentamente, también existe una invariante adiabática del desplazamiento descrito por $M(V_{\text{perp}})^2/B$. Los iones de producto en órbita alrededor de sus respectivas líneas de campo poseen un momento magnético y la correspondiente invariante adiabática asociada a su desplazamiento. Como B disminuye en un factor aproximado de 10 (indicado por la extensión de las líneas de campo), se deduce que V_{perp} , también disminuirá aproximadamente el 3,2. De este modo, cuando los iones de producto alcanzan la zona de campo uniforme, su energía rotacional será menor que el 5% de su energía total, es decir, casi toda la energía estará situada en el componente longitudinal.

Conversión de energía

El sistema de conversión directa de energía del presente invento comprende un convertidor ciclotrónico inverso (ICC) 420 representado en las figuras 22A y 23A acoplado (ilustrado parcialmente) a un centro 436 de un reactor de fusión de haces colisionantes (CBFR) 410 para formar un sistema de generación electricidad-plasma 400. Un segundo ICC (no figura en los gráficos) se puede disponer simétricamente a la izquierda del CBFR 410. Un vértice magnético 486, que se forma cuando los campos magnéticos del CBFR 410 y el ICC 420 se unen, se coloca entre el CBFR 410 y el ICC 420.

Antes de describir en detalle el ICC 420 y su funcionamiento, se hará un resumen de un acelerador ciclotrónico típico. En los aceleradores ciclotrónicos convencionales, los iones de energía con velocidades perpendiculares al campo magnético giran en círculo. El radio de la órbita de los iones energéticos está determinado por la potencia de campo magnético y por su relación carga/masa, que aumenta si recibe energía. No obstante, la frecuencia de rotación de los iones es independiente de su energía. Esta característica se ha utilizado en el diseño de aceleradores ciclotrónicos.

En relación con la figura 24A, un acelerador ciclotrónico convencional 700 incluye dos electrodos 710 de imagen especular en forma de C que forman cavidades de imagen especular en forma de D situados en un campo magnético homogéneo 720 provisto de líneas de campo perpendiculares al plano de simetría de los electrodos, o sea, el plano de la página. Se aplica un potencial eléctrico oscilante entre los electrodos en forma de C (ver figura 21B). Desde una fuente situada en el centro del ciclotrón 700 se emiten iones I. El campo magnético 720 se ajusta de modo que la frecuencia de rotación de los iones concuerde con el potencial eléctrico y con el campo eléctrico asociado. Si un ión I recorre el intersticio 730 situado entre los electrodos 710 en forma de C en la misma dirección que el campo eléctrico, éste se acelera. Al acelerarse el ión I, aumenta su energía y el radio de la órbita. Cuando el ión ha recorrido un arco semicircular (sin experimentar ningún aumento de energía), atraviesa de nuevo el intersticio 730. Entonces el campo eléctrico situado entre los electrodos 710 en forma de C presenta una dirección invertida. Cuando el ión I se acelera nuevamente, su energía también aumenta. Este proceso se repite cada vez que el ión atraviesa el intersticio 730 siempre que su frecuencia de rotación siga correspondiendo a la del campo eléctrico oscilante (véase la figura 24C). Si por otra parte una partícula atraviesa el intersticio 730 cuando el campo eléctrico se halla en la dirección opuesta, se desacelerará y regresará a la fuente situada en el centro. Sólo se acelerarán las partículas con velocidades iniciales perpendiculares al campo magnético 720 y que atraviesen los intersticios 730 en la fase adecuada del campo eléctrico oscilante. Así, la correspondencia adecuada de fases es fundamental para la aceleración.

En principio, un ciclotrón se puede utilizar para extraer energía cinética de un haz concentrado de iones energéticos idénticos. La desaceleración de iones con un ciclotrón, pero sin extracción de energía, se ha observado para los protones, según describen Bloch y Jeffries en Phys. Rev. 80, 305 (1950). Los iones se pueden inyectar en el interior de la cavidad de forma que se pueden llevar a una fase de desaceleración relativa al campo oscilante. De este modo, los iones invertirán la trayectoria T del ión de aceleración que muestra la figura 24A. Cuando los iones reducen su velocidad debido a la interacción con el campo eléctrico, su energía cinética se transforma en energía eléctrica oscilante en el circuito eléctrico del que forma parte el ciclotrón. Entonces se produce la conversión directa en energía eléctrica, lo que suele suceder con una gran eficacia.

En la práctica, los iones de un haz de iones entrarán en el ciclotrón en todas las fases posibles. Excepto si se compensan las fases de variación en el diseño del ciclotrón, la mitad de los iones experimentarán aceleración y la otra mitad desaceleración. Como resultado, el rendimiento máximo de conversión sería del 50%. Además, los haces iónicos del producto de fusión anular que se han explicado antes, poseen una geometría inadecuada para un ciclotrón convencional.

Según se explica con mayor detalle más adelante, el ICC del presente invento ajusta el carácter anular de los haces del producto de fusión que emergen del FRC del centro del reactor de fusión, la fase relativa aleatoria de los iones en el interior del haz y la expansión de su energía.

Volviendo a la figura 22A, a la izquierda figura una ilustración de un fragmento del centro 436 del CBF 410 en la que el centro de combustible plasma 475 está confinado en un FRC 470 formado en parte debido a un campo magnético que se aplica desde bobinas externas de campo 425. El FRC 470 comprende líneas de campo cerradas 482, una separadora 484 y líneas de campo abiertas 480, las cuales, como se ha indicado antes, determinan las propiedades del haz anular 437 de los productos de fusión. Las líneas de campo abiertas 480 se extienden hacia el centro 436 en dirección al vértice magnético 486. Como se ha indicado antes, los productos de fusión emergen del centro 436 longitudinalmente a las líneas de campo abiertas 480 formando un haz anular 437 que contiene iones de energía y electrones de carga neutralizadora.

La estructura del ICC 420 tiene forma de cilindro hueco y una longitud de unos cinco metros. Preferiblemente, cuatro o más electrodos semi cilíndricos iguales 494 con pequeños intersticios rectilíneos 497 constituyen la superficie del cilindro. En funcionamiento, se aplica de forma alterna un potencial de oscilación a los electrodos 494. El campo eléctrico E en el interior del convertidor poseen una estructura tetrapolar según se muestra en la vista final de la figura 22B. El campo eléctrico E se desvanece del eje de simetría y aumenta linealmente con el radio. El valor máximo está situado en el intersticio 497.

Además, el ICC 420 comprende bobinas externas de campo 488 que forman un campo magnético uniforme en el interior del cilindro hueco del ICC. Debido a que la corriente atraviesa las bobinas de campo del ICC 488 en dirección opuesta a la dirección de la corriente que atraviesa las bobinas de campo CBF 425, las líneas de campo 496 en el ICC 420 se desplazan en dirección opuesta a la dirección de las líneas de campo abiertas 480 del CBF 410. En el extremo más alejado del centro 436 del CBF 410, el ICC contiene un colector de iones 492.

Entre el CBF 410 y el ICC 420 existe un vértice magnético simétrico 486 en el cual las líneas de campo abiertas 480 del CBF 410 se unen a las líneas de campo 496 del ICC 420. Un colector de electrones de forma anular 490 está situado cerca del vértice magnético 486, acoplado eléctricamente al colector de iones 498. Como se ha explicado antes, el campo magnético del vértice magnético 486 convierte la velocidad axial del haz 437 en velocidad rotacional de alto rendimiento. La figura 22C ilustra una órbita de ión 422 típica en el interior del convertidor 420.

El CBF 410 posee una simetría cilíndrica. En su centro está situado el centro de fusión 436 con un centro de plasma de fusión 435 contenido en una topología de campo magnético de FRC 470 en la que se produce la reacción de fusión. Como se ha indicado, los núcleos de material y los electrones de carga neutralizadora emergen como haces anulares 437 de ambos extremos del plasma de combustible 435. Por ejemplo, para una aplicación de 50 MW de una reacción p-B¹¹, estos haces tendrán un radio de unos 50 centímetros y un grosor de unos 10 cm. El haz anular tiene una densidad $n \cong 10^7-10^8 \text{ cm}^{-3}$. Para esta densidad, el vértice magnético 486 separa los electrones y los iones. Los electrones siguen las líneas de campo magnético hasta el colector de electrones 490 y los iones atraviesan el vértice 486 donde las trayectorias de los iones son modificadas para continuar por una trayectoria helicoidal que sigue longitudinalmente el ICC 420. La energía se extrae de los iones cuando girando cerca de los electrodos 494 conectados a un circuito resonante (no figura en los gráficos). La pérdida de energía perpendicular es mayor para los iones de mayor energía que circulan inicialmente cerca de los electrodos 494, donde el campo eléctrico tiene mayor potencia.

Los iones alcanzan el vértice magnético 486 con una energía rotacional aproximadamente igual a la energía total inicial, o sea, $Mv_p^2 \cong Mv_0^2$. Cuando los iones alcanzan el vértice magnético 486 hay una distribución de energías fónicas y radios iniciales iónicos r_0 . No obstante, los radios iniciales r_0 tienden a ser aproximadamente proporcionales a la velocidad inicial v_0 . El campo magnético radial y la velocidad del haz radial producen una fuerza Lorentz en la dirección azimutal. El campo magnético en el vértice 486 no altera la energía de las partículas pero convierte la

velocidad axial inicial $v_p \equiv v_0$ en velocidad axial residual v_z , y una velocidad azimutal v_{\perp} , donde $v_0^2 = v_z^2 + v_{\perp}^2$. El valor de la velocidad azimutal v_{\perp} se puede determinar a partir de la conservación del impulso canónico

$$P_{\theta} = Mr_0 v_{\perp} - \frac{qB_0 r_0^2}{2c} = \frac{qB_0 r_0^2}{2c} \quad (31)$$

Un haz de iones penetra en el lado situado a mano izquierda del vértice 486 con $B_z = B_0$, $v_z = v_0$, $v_{\perp} = 0$ y $r = r_0$. Emerge por el lado situado a mano derecha del vértice 486 con $r = r_0$, $B_z = B_0$, $v_{\perp} = qB_0 r_0 / Mc$ y $v_z = \sqrt{v_0^2 - v_{\perp}^2}$

$$\frac{v_z}{v_0} = \sqrt{1 - \left(\frac{r_0 \Omega_0}{v_0} \right)^2} \quad (32)$$

donde $\Omega_0 = \frac{qB_0}{Mc}$ es la frecuencia del ciclotrón. La frecuencia de rotación de los iones presenta un intervalo de aproximadamente 1-10 MHz, y preferentemente un intervalo de aproximadamente 5-10 MHz, que es la frecuencia en que tiene lugar la generación de energía.

A fin de que los iones atraviesen el vértice 486, el radio giromagnético efectivo del ión debe ser mayor que la anchura del vértice 486 en el radio r_0 . En el ámbito experimental, es perfectamente factible reducir la velocidad axial en un factor de 10, de forma que la energía axial residual se reduzca en un factor de 100. Así, el 99% de la energía iónica se convierte en energía rotacional. El haz de iones posee una distribución de valores para v_0 y r_0 . No obstante, debido a que r_0 es proporcional a V_0 como indicaban anteriormente las propiedades del reactor basado en el FRC, el rendimiento de la conversión a energía rotacional suele ser del 99% para los iones.

Como se muestra en la figura 22B, la estructura simétrica de electrodo del ICC 420 del presente invento incluye preferiblemente cuatro electrodos 494. Un circuito tanque (no figura en los gráficos) se conecta a las estructuras de electrodo 494 de modo que los campos instantáneos de tensión y electrostáticos son los que se muestran. La tensión y el circuito tanque oscilan a una frecuencia de $\omega = \Omega_0$. El campo electrostático azimutal en los intersticios 497 se muestra en la figura 22B y en la figura 25. La figura 25 muestra el campo electrostático en los intersticios 497 entre los electrodos 494 y el campo que experimenta un ión cuando gira a velocidad angular Ω_0 . Es evidente que durante una vuelta completa, la partícula experimentará aceleración y desaceleración alternativamente en un orden que estará determinado por la fase inicial. Además del campo eléctrico azimutal E_{θ} , existe un campo eléctrico radial E_r . El campo azimutal E_{θ} presenta sus dimensiones máximas en los intersticios 497 y disminuye a medida que disminuye el radio. En la figura 22 se considera que al girar la partícula mantiene un radio constante. Debido al gradiente del campo eléctrico, la desaceleración siempre predominará sobre la aceleración. La fase de aceleración hace que el radio del ión aumente, de modo que si el ión encuentra seguidamente un campo eléctrico desacelerante, el radio del ión será mayor. La fase de desaceleración predominará independientemente de la fase inicial del ión debido a que el gradiente radial del campo electromagnético azimutal E_{θ} es siempre positivo. Como resultado, el rendimiento de la conversión de energía no se limita al 50% debido al problema de la fase inicial asociado a los ciclotrones convencionales. El campo eléctrico E_r también tiene su importancia, ya que también oscila y produce un efecto de red siguiendo la dirección radial que devuelve la trayectoria del haz al radio original con una velocidad cero en el plano perpendicular al eje, tal como muestra la figura 22C.

El proceso mediante el cual los iones siempre experimentan desaceleración es similar al principio de concentración potente que constituye una característica fundamental de los aceleradores modernos, según se describe en la patente USA nº 2.736.799. La combinación de una lente positiva (concentración) y negativa (desenfoco) resulta positiva si el campo magnético tiene un gradiente positivo. En la figura 26 se muestra una lente de doblete tetrapolar de concentración potente. La primera lente enfoca hacia la dirección x y desenfoca hacia la dirección y. La segunda mente es similar, pero sus propiedades x e y están intercambiadas. El campo magnético se disipa en el eje de simetría y posee un gradiente radial positivo. En un haz de iones que atraviesa ambas lentes el resultado consiste en que el enfoque se efectúa en todas direcciones independientemente del orden de paso.

Se han obtenido resultados similares con un haz que atraviesa una cavidad resonante la cual contiene un campo magnético axial potente que funciona en modo TE_{111} , (véase Yoshikawa *et al.*) Este dispositivo se denomina peniotrón. En el modo TE_{111} , la cavidad resonante posee ondas longitudinales cuyo campo eléctrico posee una simetría tetrapolar. Los resultados son cualitativamente similares a algunos de los que aquí se describen. Existen diferencias cuantitativas, ya que la cavidad resonante tiene unas dimensiones mucho mayores (10 metros de longitud), y funciona a una frecuencia mucho más elevada (155 MHz) y de campo magnético (10 T). Para la obtención de energía a partir de ondas de alta frecuencia se precisa una rectena. El espectro de energía del haz reduce el rendimiento de conversión. La existencia de dos tipos de iones plantea un problema más serio, pero el rendimiento de conversión es adecuado para un reactor D-He³ que produce 15 MeV protones.

La figura 22C muestra la órbita de una partícula única 422 situada en el interior del ICC 420. Este resultado se obtuvo mediante simulación computerizada, obteniéndose un resultado similar para el peniotrón. Un ión que entre en una espiral del radio r_0 siguiendo longitudinalmente el ICC y después de haber perdido la energía rotacional inicial converge en un punto situado sobre el círculo del mismo radio r_0 . Las condiciones iniciales son asimétricas y el estado final refleja esta asimetría, pero es independiente de la fase inicial, de modo que las partículas experimentan desaceleración. El haz en el extremo del colector de iones del ICC vuelve a ser anular y posee unas dimensiones similares. La velocidad axial se reduciría por un factor de 10 y la densidad incrementaría de modo proporcional. Para una sola partícula es posible obtener un rendimiento del 99%. No obstante, varios factores, como la energía rotacional perpendicular del haz anular antes de que entre en el convertidor, pueden reducir este rendimiento aproximadamente en un 5%. La obtención de electricidad sería aproximadamente de 1-10 MHz, preferentemente de 5-10 MHz, con una reducción adicional del rendimiento de conversión debido al condicionamiento de la energía para conectarse a una red eléctrica.

Tal como se ha mostrado en las figuras 23A y 23B, realizaciones alternativas de las estructuras de electrodo 494 del ICC 420 pueden incluir dos electrodos semicirculares simétricos y/o electrodos cónicos 494, cuya conicidad está dirigida hacia el colector de iones 492.

Se pueden realizar ajustes en la dinámica del ión en el interior del campo magnético principal del ICC 420 utilizando dos conjuntos de bobinas auxiliares 500 y 510, según muestran las figuras 27A y 27B. Ambos conjuntos de bobinas 500 y 510 comprenden conductores adyacentes con corrientes de dirección opuesta, de modo que los campos magnéticos poseen una amplitud reducida. Un gradiente de campo magnético, cuyo esquema se muestra en la figura 27A, puede alterar la frecuencia de rotación del ión y la fase. Un campo magnético multipolar, cuyo esquema se muestra en la figura 27B, producirá amontonamiento, como en un acelerador lineal.

Reactor

La figura 28 muestra un reactor de 100 MW. La sección transversal del generador muestra una zona del centro de fusión provista de bobinas superconductoras destinadas a aplicar un campo magnético uniforme y una bobina de flujo para la formación de un campo magnético con topología de inversión de campo. Los extremos adyacentes opuestos de la zona del centro de fusión consisten en convertidores de energía ICC para la conversión directa en energía eléctrica de la energía cinética de los productos de fusión. El equipo auxiliar de este reactor se ilustra en la figura 29.

Sistema de propulsión

La exploración del sistema solar (y más allá) requiere capacidades de propulsión que exceden, en mucho, los mejores sistemas de propulsión químicos y eléctricos disponibles. Para aplicaciones de propulsión avanzadas, la presente invención presenta las mejores perspectivas: simplicidad de diseño, elevado empuje, elevado impulso específico, elevada densidad de potencia específica, baja masa del sistema y combustibles que producen poca o ninguna radioactividad.

Un sistema de propulsión por empuje de plasma, de acuerdo con la presente invención, utiliza la elevada energía cinética contenida en los productos de fusión al ser éstos expulsados hacia fuera del núcleo del plasma de fusión. El sistema 800 se ha mostrado esquemáticamente en las figuras 30 y 31. El sistema comprende un reactor de fusión de haz colisionante con núcleo de potencia FRC 836, en el que está contenido un núcleo 835 de combustible de fusión, tal como se ha descrito anteriormente. El reactor comprende, además, un generador de campo magnético 825, una bobina de corriente (no mostrada) e inyector de haces de iones 840. Un convertidor de energía 820 ICC en corriente continua, tal como se ha descrito anteriormente, está acoplado a un extremo del núcleo de potencia 836 e intercepta aproximadamente a la mitad de las partículas producto de la fusión que emergen de ambos extremos del núcleo de potencia 836 en forma de haces anulares 837. Tal como se ha descrito en lo anterior, el ICC 820 las desacelera por proceso de ciclotrón inverso y convierte su energía cinética en energía eléctrica. Una tobera magnética 850 queda dispuesta adyacente al otro extremo del núcleo de potencia 836 y dirige las partículas producto restante de la fusión al espacio como empuje T. El haz anular 837 de productos de fusión circula desde un extremo del núcleo de potencia de fusión 836 a lo largo de las líneas de campo 837 hacia dentro del ICC820 para conversión de energía, y desde el otro extremo del núcleo de potencia 836 a lo largo de las líneas de campo 837 hacia fuera de la tobera 850 para el empuje T.

La radiación "Bremsstrahlung" (radiación fotónica de frenado electromagnético) es convertida en energía electromagnética por un convertidor de energía termoeléctrico (TEC) 870. La radiación "Bremsstrahlung", que no es convertida por el TEC 870, es pasada a un motor térmico 880 de ciclo Brayton. El calor de desperdicio es rechazado hacia el espacio. Un subsistema de control de potencia (810, ver figura 32), controla todas las fuentes y sumideros de energía eléctrica y térmica para mantener el funcionamiento del sistema en estado continuo y para proporcionar una fuente independiente de energía (es decir, células de combustible, baterías, etc.) para iniciar el funcionamiento del vehículo espacial y sistema de propulsión desde una situación no operativa. Dado que los productos de fusión son partículas a cargadas, el sistema no requiere la utilización de radiación masiva y pantallas de neutrones, y por lo

ES 2 390 786 T3

tanto se caracteriza por una masa del sistema significativamente reducida en comparación con otros sistemas de propulsión espacial nucleares.

El rendimiento del sistema de propulsión 800 por impulso de plasma se caracteriza por los siguientes parámetros cinéticos para un ejemplo de núcleo de fusión de 100 MW p-B11 que tiene el diseño mostrado en la figura 31:

5

10

Impulso específico I_{sp}	1,4 x 10 ⁶ s
Potencia de impulso, P_T	50,8 MW
Potencia de impulso/Potencia total de salida, P_T/P_o	0,51
Impulso, T	28,1 N
Impulso/Potencia total de salida, T/P_o	281 mN/MW

El sistema 800 muestra un impulso específico muy elevado, que permite elevadas velocidades terminales del vehículo espacial que utiliza el sistema de propulsión por impulso de plasma.

15

20

Una cuestión métrica clave del rendimiento/limitación de una misión para todos los vehículos espaciales es la masa del sistema. Los componentes principales de masa en el sistema 800 de propulsión por empuje de plasma, se han mostrado en las figuras 31 y 32. El núcleo de fusión 835 requiere aproximadamente 50 MW de potencia inyectada para el funcionamiento en estado permanente. El sistema genera, aproximadamente, 77 MW de potencia nuclear (partículas), de la que la mitad se recupera en el convertidor directo de energía 820, con un rendimiento que llega al 90% de eficiencia. De este modo, se necesitan 11,5 MW adicionales para mantener el reactor, que son proporcionados por el TEC 870 y el motor térmico de ciclo Brayton 880.

25

30

La fuente principal de calor en el sistema de propulsión por impulso de plasma 880 es debido a la radiación Bremsstrahlung. El TEC 870 recupera aproximadamente 20% de la radiación, es decir, 4,6 MW transfiriendo aproximadamente 18,2 MW al motor térmico 880 de ciclo cerrado de tipo Brayton. El motor térmico 880 de tipo Brayton comprende un cambiador de calor 860, un turbo alternador 884, compresor 882 y radiadores 886, tal como se ha mostrado en la figura 31. El motor Brayton 880 suministra los restantes 7 MW de potencia necesaria para mantener el reactor, siendo vertidos directamente al espacio otros 11 MW por medio de radiadores.

35

Un motor térmico Brayton de ciclo cerrado es una opción evolucionada y eficaz para convertir el calor en exceso rechazado por el TEC 870. En los motores Brayton, la temperatura de ciclo máxima está limitada por consideraciones de materiales, que limitan el rendimiento termodinámico máximo del ciclo. Basándose en un mapa de rendimiento estándar para el motor Brayton, se pueden extraer varios puntos de diseño. Se pueden alcanzar rendimientos típicos que llegan a 60%. Para el caso actual se requiere la recuperación de 7 MW, por lo que solamente es aceptable un 40% de rendimiento en la conversión del calor residual que se encuentra dentro de los límites actualmente asequibles de los motores Brayton convencionales.

40

El componente de masa para el motor Brayton en su conjunto (menos los radiadores de calor) se calcula basándose en parámetros específicos típicos de tecnologías industriales avanzadas, es decir, en el rango de 3 kg/kWe. Se combinan turbomáquinas, incluyendo compresores, turbinas de potencia y cambiadores de calor para una masa total del subsistema de 18 MT.

45

La masa del radiador se estima en 6 MT, utilizando preferentemente paneles de tubo de calor con elevada conductividad, según el estado de la técnica.

50

55

Una parte significativa del peso del sistema procede también de los imanes 825 que confinan el núcleo de plasma 835. Las bobinas magnéticas superconductoras 825 están realizadas preferentemente a base de Nb3Sn, que funciona de manera estable a 4,5 K y en un campo de 12,3-13,5 T. Las exigencias criogénicas para Nb3Sn son menos rigurosas que para otros materiales considerados. Con un requerimiento de campo magnético de 7 Tesla y una longitud del dispositivo aproximadamente de 7,5 metros, la bobina necesita aproximadamente 1500 espiras de cable llevando una corriente de 56 kA. Utilizando cables con un radio de 0,5 cm, la masa total de esta bobina es de unos 3097 kg. El sistema de refrigeración de helio líquido está formado por dos bombas, una en cada extremo de la bobina principal. La masa total de estas bombas es aproximadamente de 60 kg. La envolvente estructural externa es utilizada para soportar los imanes y todos los componentes internos desde el exterior. Está constituida por un compuesto de 0,01 m de grosor de kevlar/carbono con una masa total aproximada de 772 kg. La capa más externa es la camisa de aislamiento para proteger el interior contra las grandes variaciones de temperatura en el espacio, siendo estimada en 643 kg. La masa total para el subsistema de imán 825 es, por lo tanto, de 4,8 MT aproximadamente.

60

65

En la actualidad, el sistema de inyección de iones 840 más apropiado para aplicaciones espaciales sería un linac de inducción o RFQ. Hace aproximadamente unos 15 años se hizo volar un RFQ en un cohete científico y se demostró satisfactoriamente la utilización de potencia de alto voltaje y la inyección de haces de iones en el espacio. En una realización preferente se utilizan seis inyectores 840 distribuidos según la longitud del CBF, tres de cada especie de ión. Cada inyector 840 es preferentemente un RFQ de 30 haces con una dimensión global de 0,3 metros de longitud y un radio de 0,020 m. Cada inyector requiere una fuente de iones, preferentemente de una longitud de 0,02

m y un radio de 0,020 m que suministra hidrógeno o boro ionizados. Se requiere una fuente para cada acelerador. Tanto el inyector como la fuente se encuentran dentro de los límites actualmente alcanzables; con perfeccionamientos de diseño para el espacio, su masa total, incluyendo las fuentes y los aceleradores, debería ser de unos 60 kg.

5 El convertidor directo de energía ICC 820 en forma de cono está situado en un extremo del reactor 836, que está realizado preferentemente en acero inoxidable. Con un radio de la base de 0,5 m y una longitud de 2 m, la masa del ICC es aproximadamente de 1690 kg. Un suministro de potencia RF 820 (inversor/convertidor) recupera el flujo
10 directo de iones convirtiéndolo en potencia eléctrica. La masa del suministro de potencia es de unos 30 kg. Una batería de almacenamiento 812 es utilizada para poner en marcha/repetir puesta en marcha del CBFR. La capacidad almacenada es de unos 30 MJ. Su masa es de unos 500 kg. De manera alternativa también se podría utilizar una célula de combustible. Unidades de control adicionales coordinan el funcionamiento de todos los componentes. La masa del subsistema de control se estima en unos 30 kg. La masa total del subsistema convertidor de energía/arrancador se estima, por lo tanto, en unas 2,25 MT.

15 Una tobera magnética 850 está situada en el otro extremo del núcleo de fusión 835. La tobera 850 enfoca la corriente producto de fusión como flujo de partículas dirigido. Se estima que la masa de la tobera magnética y el ICC son aproximadamente iguales, dado que ambas están formadas por imanes superconductores y componentes
20 estructurales de masa relativamente baja.

El TEC 870 recupera energía de las emisiones electromagnéticas del núcleo de fusión. Es preferentemente una estructura de película delgada realizada en boro-carburo/silicio-germanio con un grosor de 0,02 cm, que tiene una densidad de masa aproximada de 5 g/cm³. El TEC 870 está situado en la primera pared y preferentemente recubre por completo la superficie interna del núcleo del reactor; la masa del TEC 870 se estima en unos 400 kg. El flujo
25 radiante al TEC 870 es de 1,2 MW/m² y su temperatura máxima operativa se supone que es menos de 1800°K.

La masa total del sistema de propulsión de empuje de plasma se estima, por lo tanto, en unas 33 MT. Esto define el resto de parámetros críticos para la unidad actualmente explicada de 100 MW:

30	Masa total/potencia total, M_T/P_o	$0,33 \times 10^{-3} \text{ kg/W}$
	Empuje/Masa, T/M_T	$0,85 \times 10^{-3} \text{ N/kg}$

Si bien la invención es susceptible de varias modificaciones y formas alternativas, se ha mostrado un ejemplo específico de las mismas en los dibujos y se describe a continuación de manera detallada. No obstante, se debe comprender que la invención no se debe limitar a la forma específica que se ha dado a conocer, sino al contrario, la invención está destinada a abarcar todas las modificaciones, equivalentes y alternativas que estén comprendidas dentro del alcance de las reivindicaciones adjuntas.

REIVINDICACIONES

- 5 1. Sistema para el control de iones y electrones de plasma en un campo magnético con configuración de campo inverso (FRC), que comprende una cámara (310) que tiene un eje principal y un primer generador de campo magnético (325) para crear el campo magnético azimutalmente simétrico dentro de una zona central de la cámara con un flujo sustancialmente paralelo al eje principal de la cámara, caracterizado porque el sistema comprende además un sistema de control RF (1110) acoplado a la zona central de la cámara, en el que el sistema de control RF genera una onda de potencial eléctrico que gira alrededor del eje principal de la cámara.
- 10 2. Sistema, según la reivindicación 1, que comprende además una bobina de corriente (320) concéntrica con el eje principal de la cámara para crear un campo eléctrico azimutal dentro de la cámara.
- 15 3. Sistema, según la reivindicación 1, en el que el sistema de control RF comprende un ciclotrón cuadripolo.
4. Sistema según la reivindicación 3, en el que el ciclotrón cuadripolo comprende cuatro electrodos semicilíndricos (1112) que forman una superficie cilíndrica.
- 20 5. Sistema, según la reivindicación 1, en el que el sistema de control RF comprende un ciclotrón dipolo.
6. Sistema, según la reivindicación 5, en el que el ciclotrón dipolo comprende dos electrodos semicilíndricos (1112) que forman una superficie cilíndrica.
- 25 7. Sistema, según la reivindicación 1, en el que el sistema de control RF comprende bobinas moduladoras de campo (1116) que se extienden de forma adyacente axialmente al perímetro de la cámara.
8. Sistema, según la reivindicación 1, que comprende además un sistema (420) de conversión de potencia dentro de la cámara.
- 30 9. Sistema, según la reivindicación 8, en el que el sistema de conversión de potencia comprende una serie de electrodos semicilíndricos (494) que forman una superficie cilíndrica en una primera zona extrema de la cámara.
10. Sistema, según la reivindicación 9, en el que la serie de electrodos comprende más de dos electrodos separados entre sí que forman un intersticio entre electrodos adyacentes.
- 35 11. Sistema, según la reivindicación 10, que comprende además: un segundo generador de campo magnético (488) para crear un campo magnético azimutalmente simétrico dentro de la primera región extrema de la cámara con un flujo sustancialmente paralelo al eje principal de la cámara, un colector de electrones (490) interpuesto al primer y segundo generadores de campo y adyacente al primer extremo de la serie de electrodos, y un colector de iones (492) dispuesto adyacente a un segundo extremo de la serie de electrodos.
- 40 12. Sistema, según la reivindicación 11, que comprende además: una segunda serie de electrodos semicilíndricos que forman una superficie cilíndrica en una segunda región extrema de la cámara, en el que la segunda serie de electrodos comprende más de dos electrodos en relación de separación, formando un intersticio entre electrodos adyacentes, un tercer generador de campo magnético para crear un campo magnético azimutalmente simétrico dentro de la primera región extrema de la cámara, con un flujo sustancialmente paralelo al eje principal de la cámara, un segundo colector de electrones interpuesto entre el primer y el tercer generadores de campo magnético y adyacente a un primer extremo de la segunda serie de electrodos, y un segundo colector de iones dispuesto adyacente a un segundo extremo de la segunda serie de electrodos.
- 50 13. Sistema, según la reivindicación 12, que comprende además inyectores de haces de iones (340) acoplados a la cámara.
- 55 14. Sistema, según la reivindicación 13, en el que los inyectores de haces de iones incluyen un medio para neutralizar la carga eléctrica de los haces de iones emitidos desde los inyectores.
- 60 15. Sistema, según la reivindicación 1, en el que el sistema de control RF (1110) comprende dos o más electrodos alargados (1112) que forman una superficie cilíndrica.
- 65 16. Método para el control de iones y electrones en una configuración de campo invertido (FRC) utilizando un sistema, según las reivindicaciones 1-15, cuyo método comprende las etapas de: generar un FRC caracterizado porque el FRC es generado alrededor de un haz de iones y electrones de plasma rotativo anular alargado que se extiende radialmente dentro de la cámara, y

crear una onda de potencial eléctrico que gira en la misma dirección que la velocidad azimutal de iones en edad de plasma rotativo.

5 17. Método, según la reivindicación 16, en el que la etapa de crear una onda de potencial eléctrico incluye la activación de una serie de electrodos alargados (1112) que forman una superficie cilíndrica.

18. Método, según la reivindicación 17, en el que la serie de electrodos alargados forman un ciclotrón alargado.

10 19. Método, según la reivindicación 17, en el que el ciclotrón es un ciclotrón cuadripolo.

20. Método, según la reivindicación 17, en el que el ciclotrón es un ciclotrón dipolo.

21. Método, según la reivindicación 16, que comprende además la etapa de inyectar iones neutros en la onda.

15 22. Método, según la reivindicación 17, que comprende además la etapa de atrapar los iones neutros inyectados en la onda.

20 23. Método, según la reivindicación 22, que comprende además la etapa de incrementar el impulso y energía de los iones atrapados.

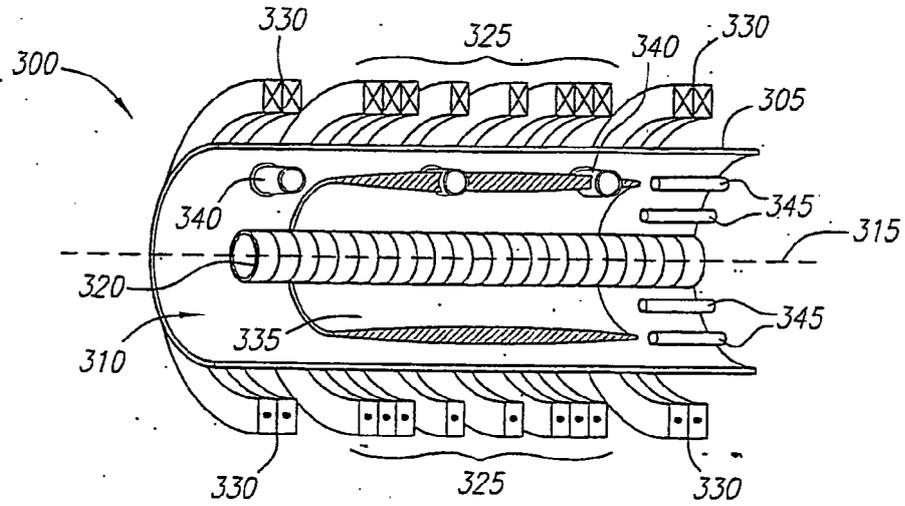


FIG. 1

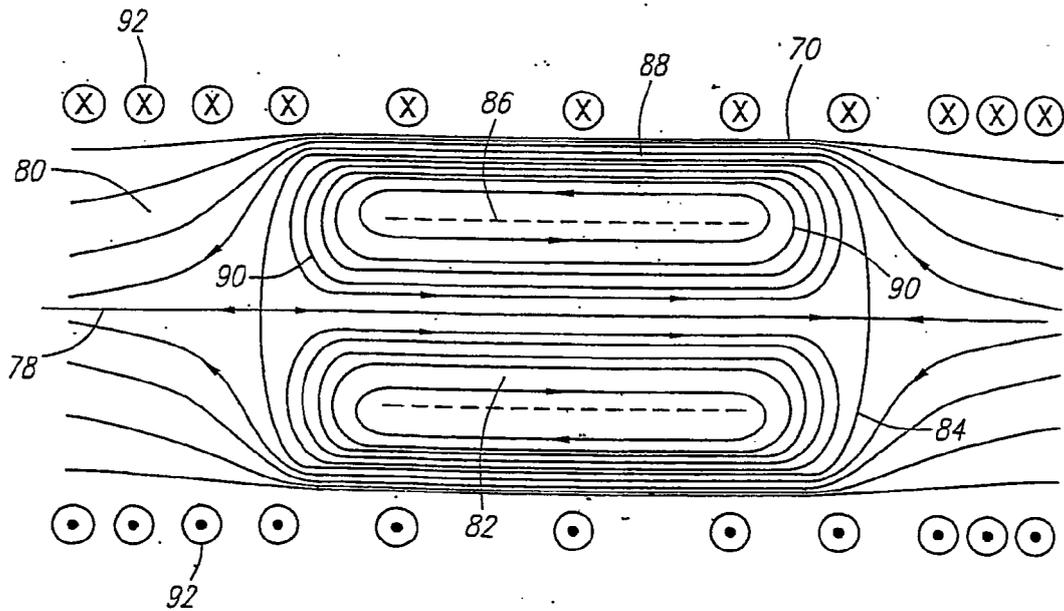


FIG. 3

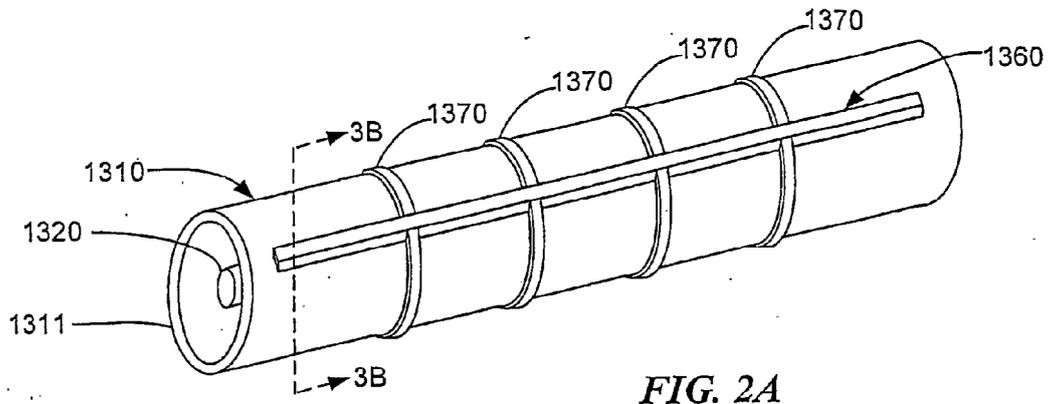


FIG. 2A

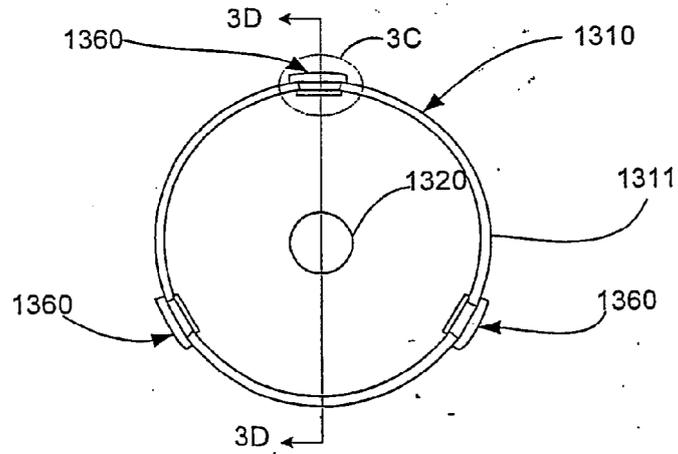


FIG. 2B

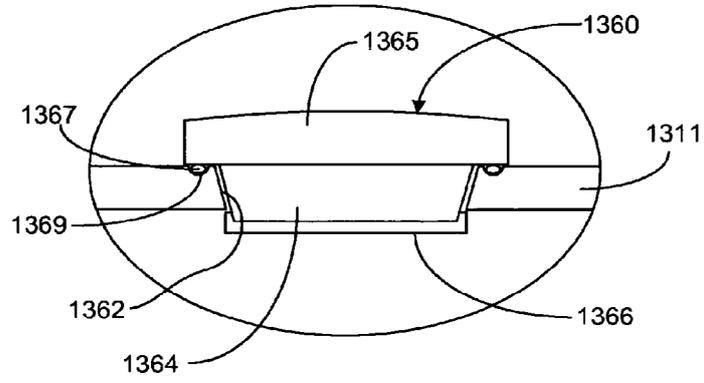


FIG. 2C

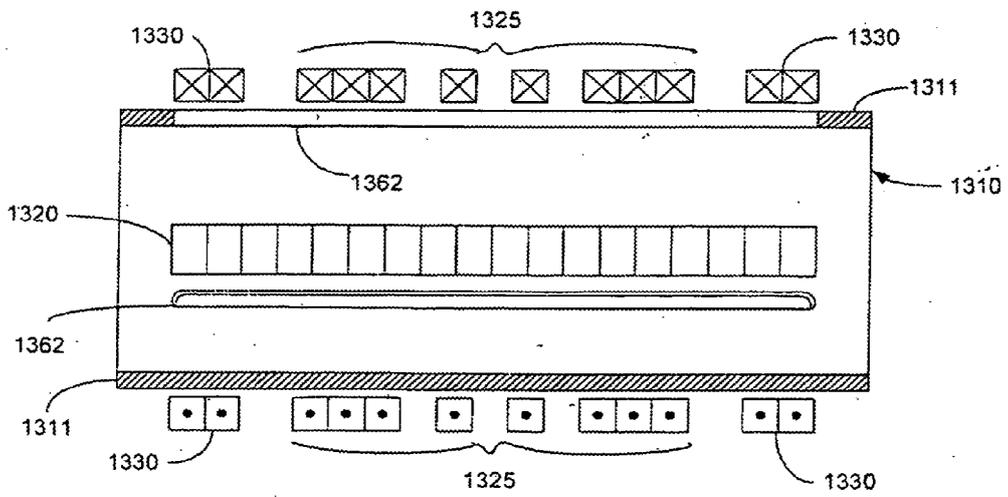


FIG. 2D

FIG. 4A

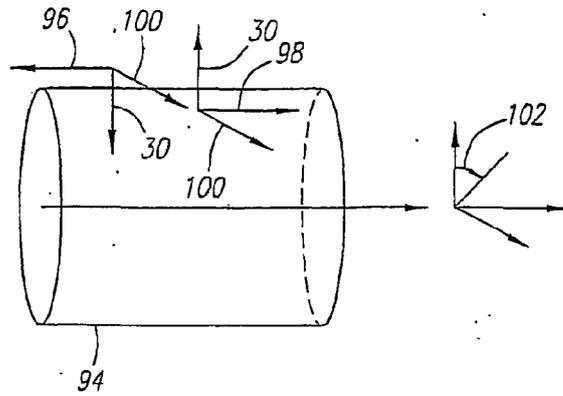


FIG. 4B

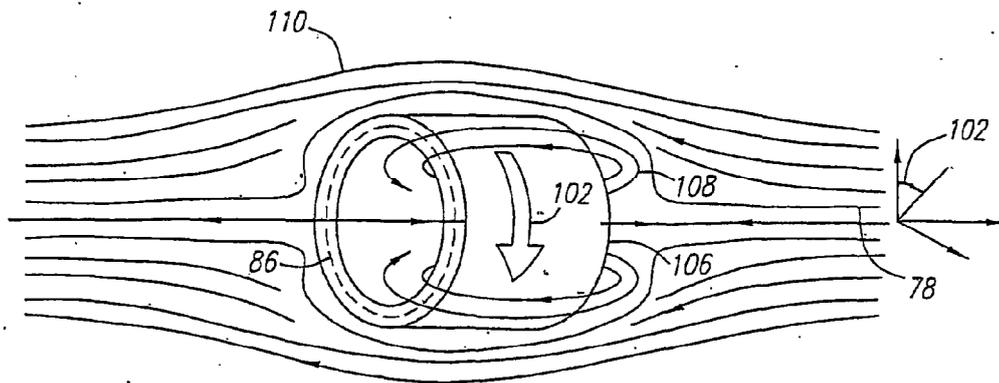
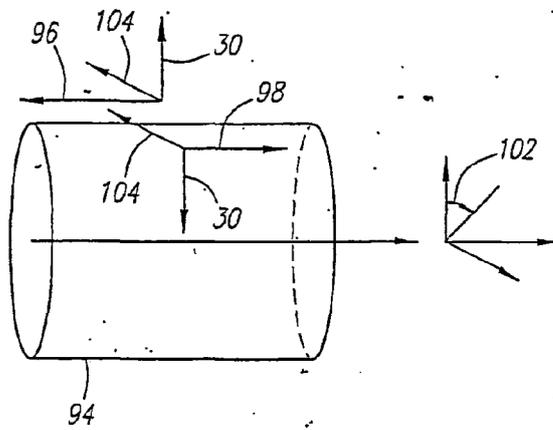


FIG. 5

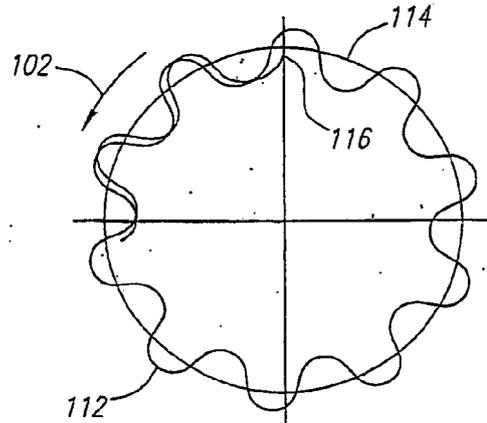


FIG. 6

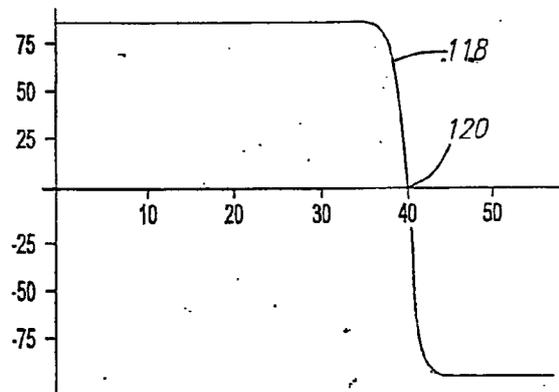


FIG. 7A

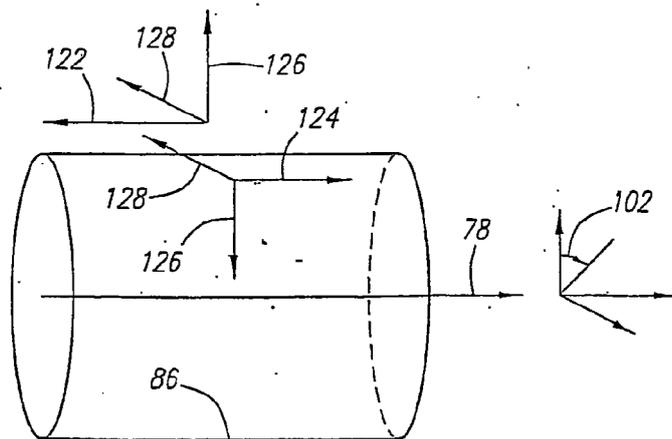
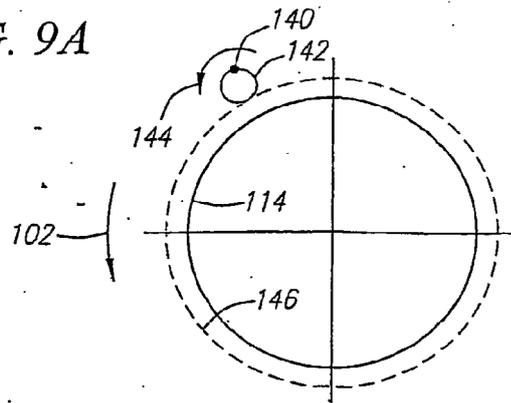
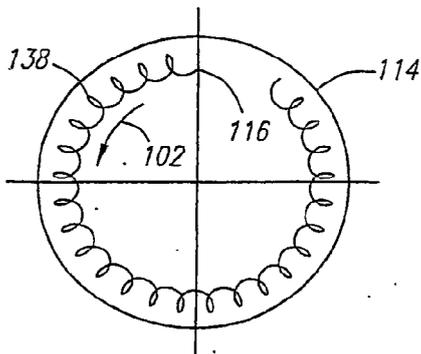
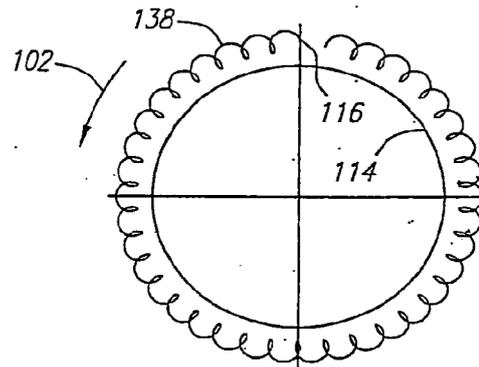
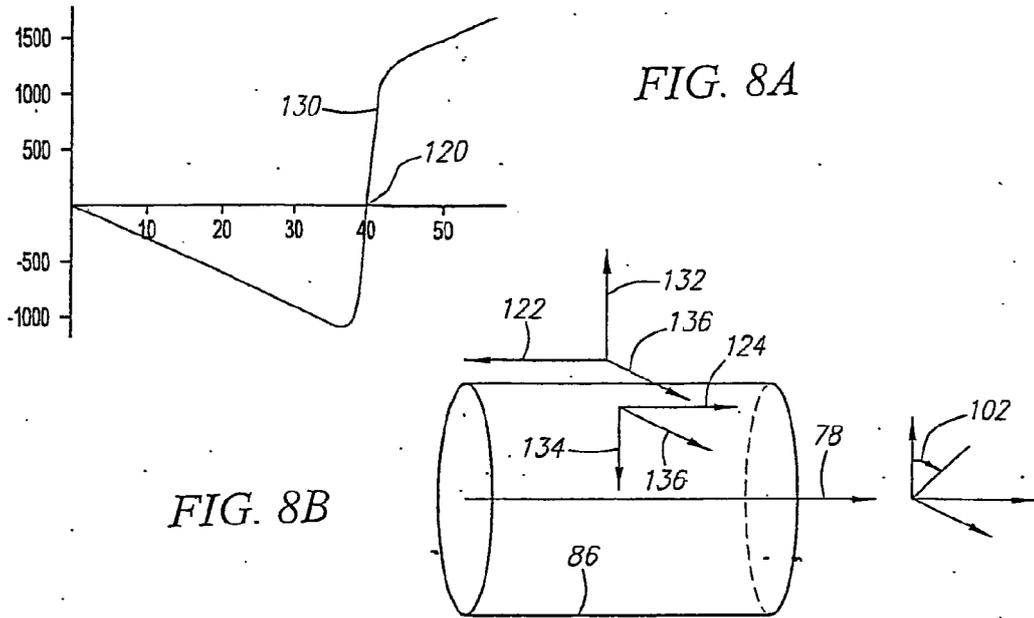


FIG. 7B



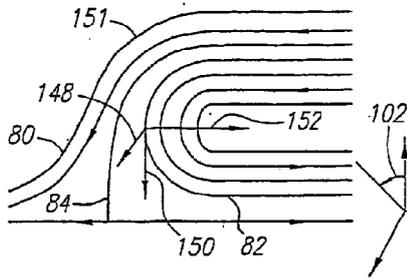


FIG. 10A

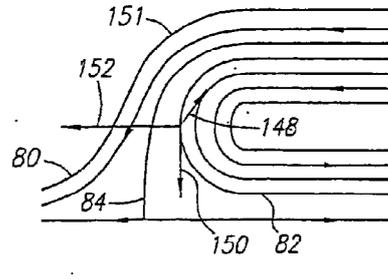


FIG. 10B

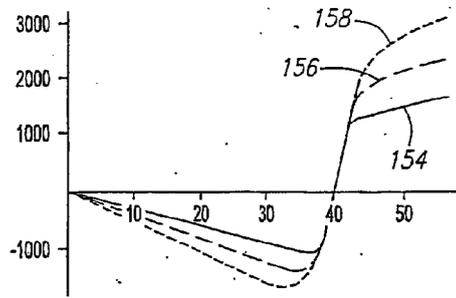


FIG. 11A

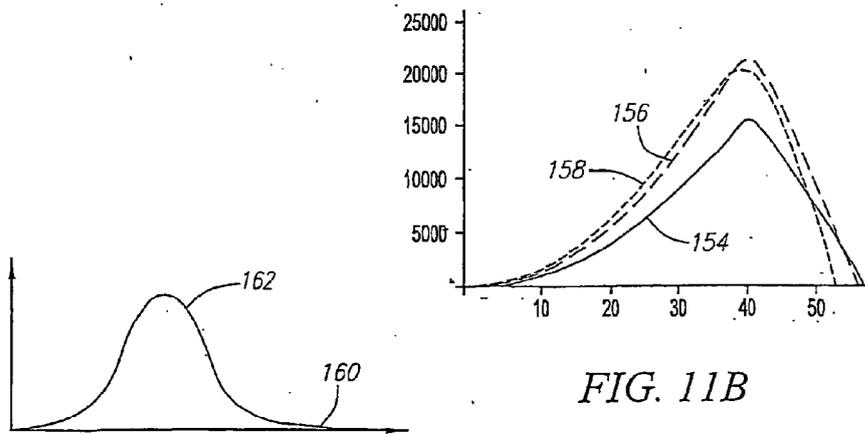


FIG. 11B

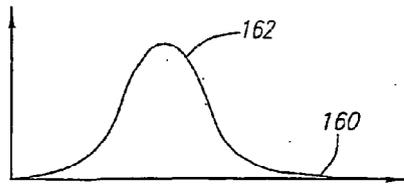


FIG. 12

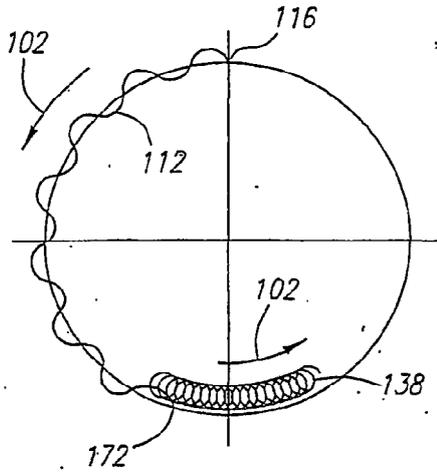


FIG. 13A

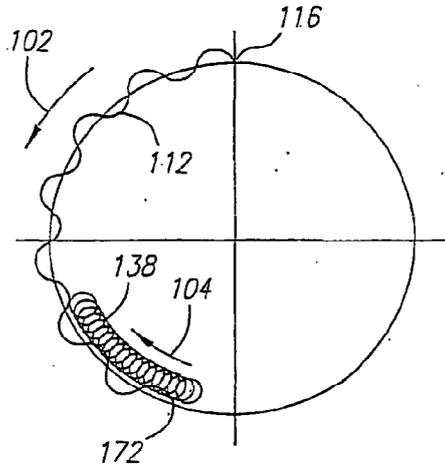


FIG. 13B

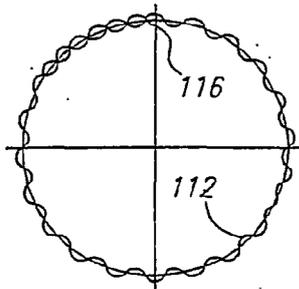


FIG. 14A

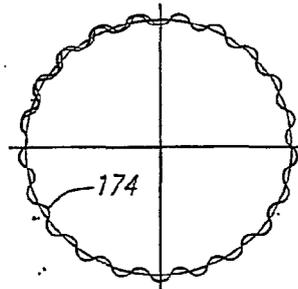


FIG. 14B

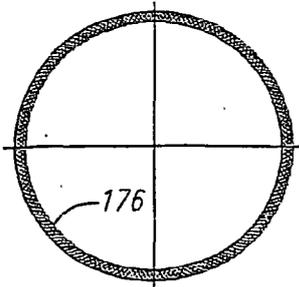


FIG. 14C

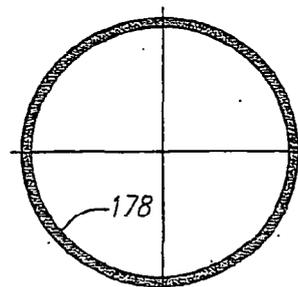


FIG. 14D

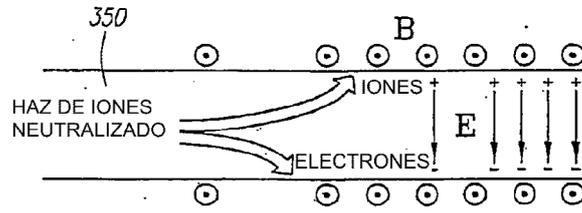


FIG. 15

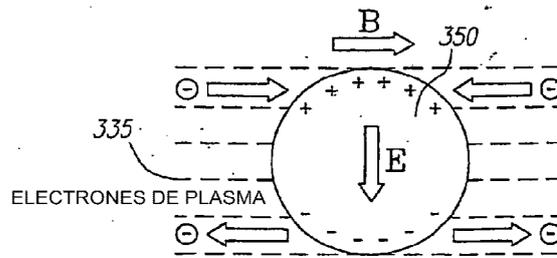


FIG. 16

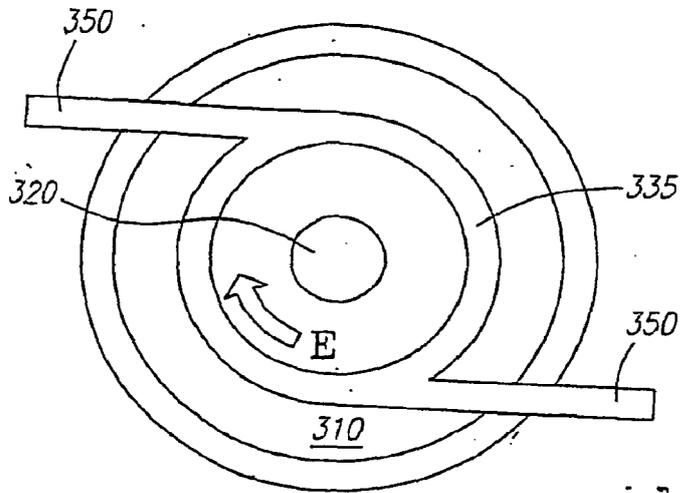


FIG. 17

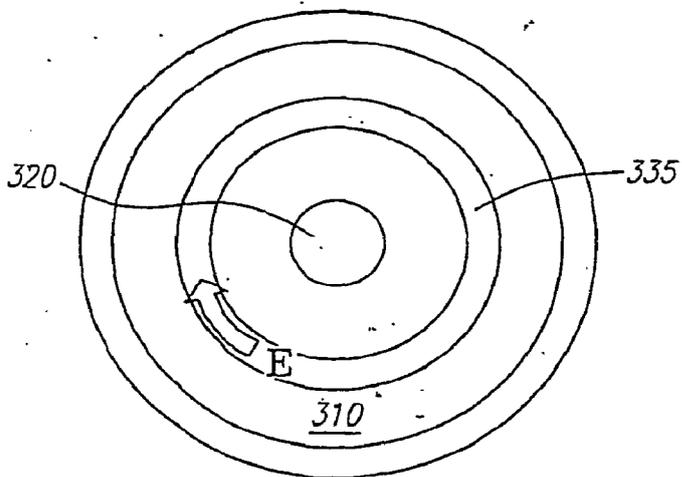


FIG. 18

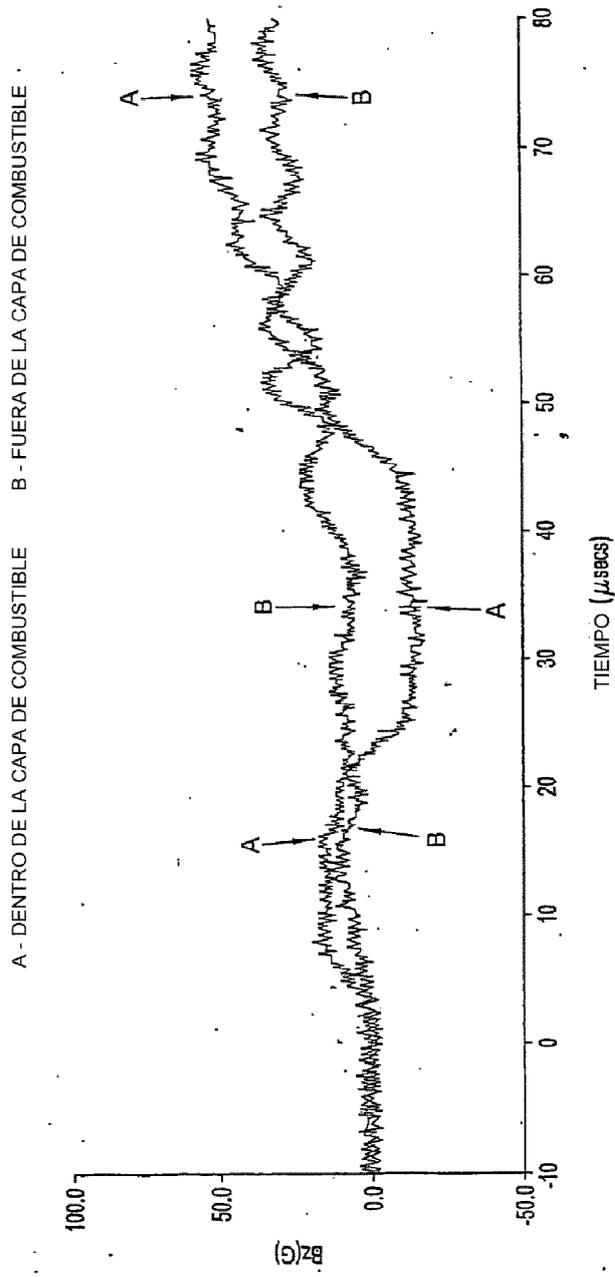


FIG. 19

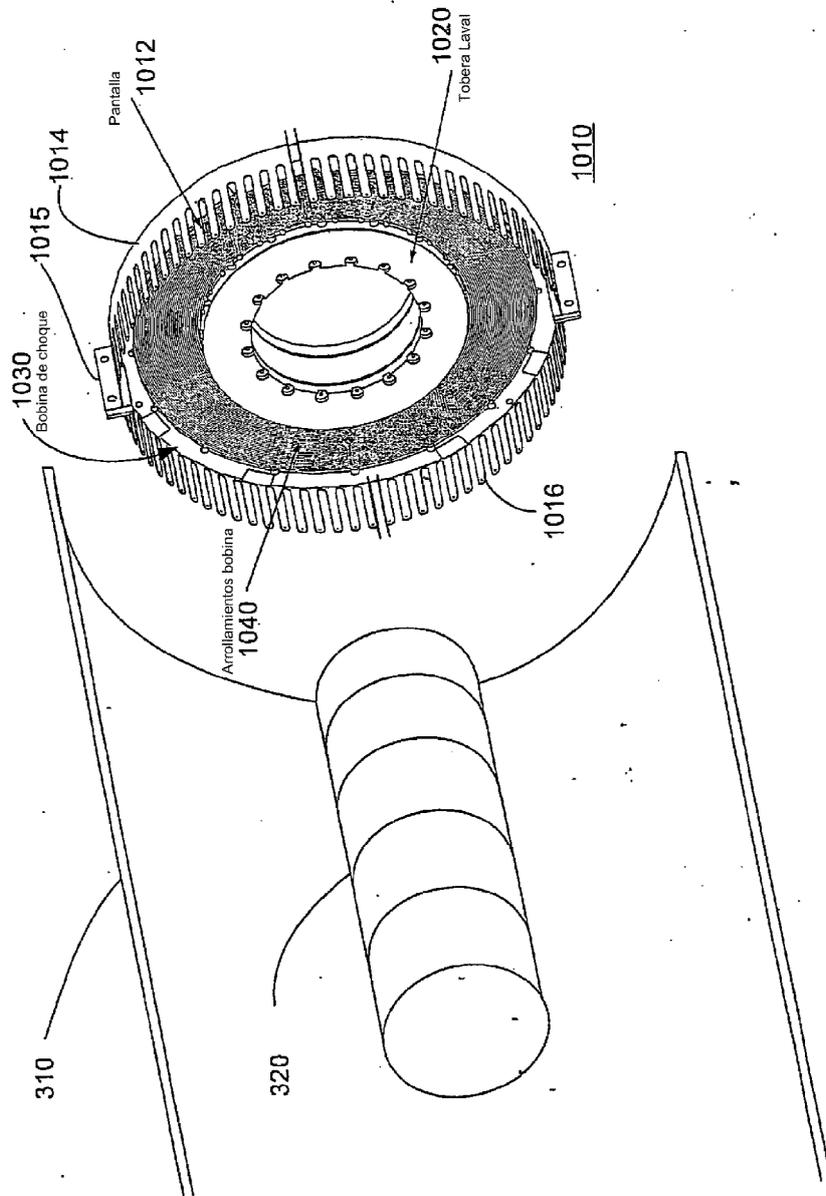


FIG. 20A

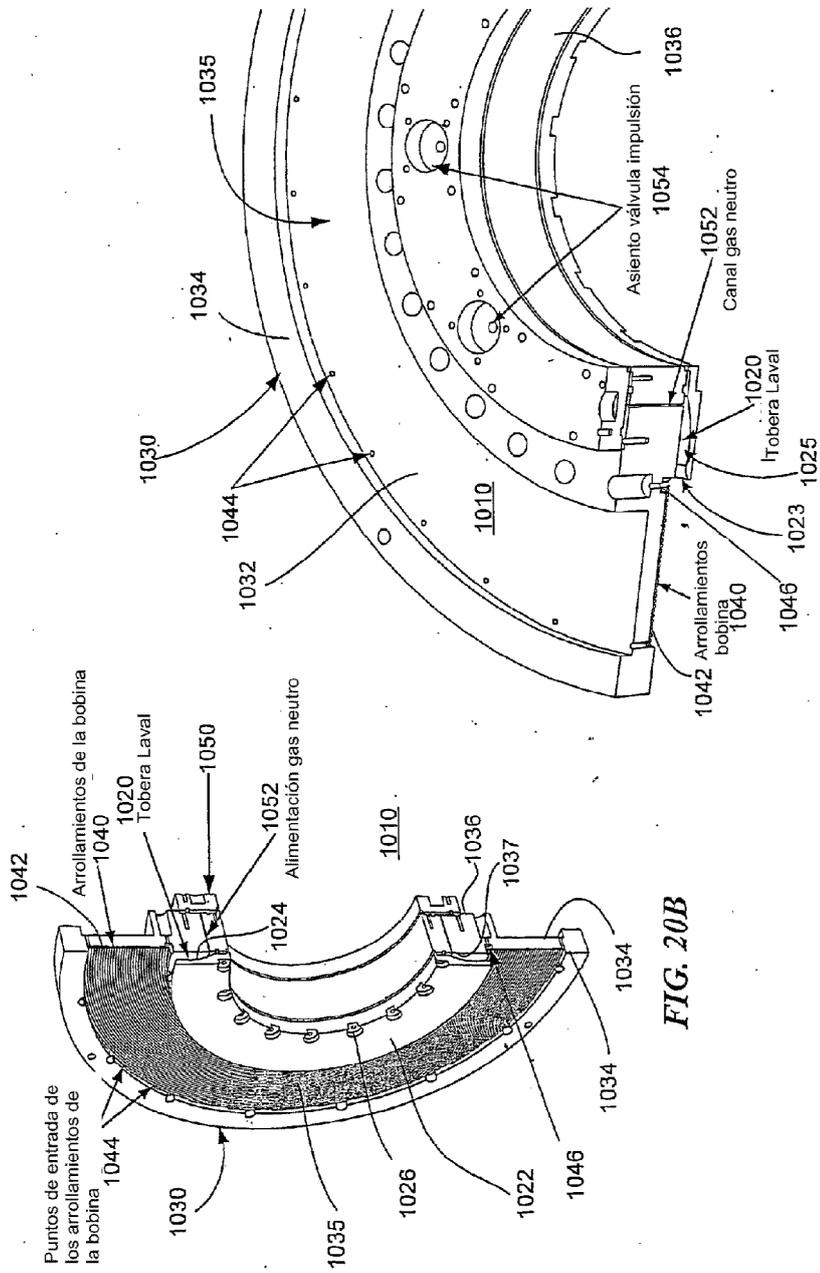
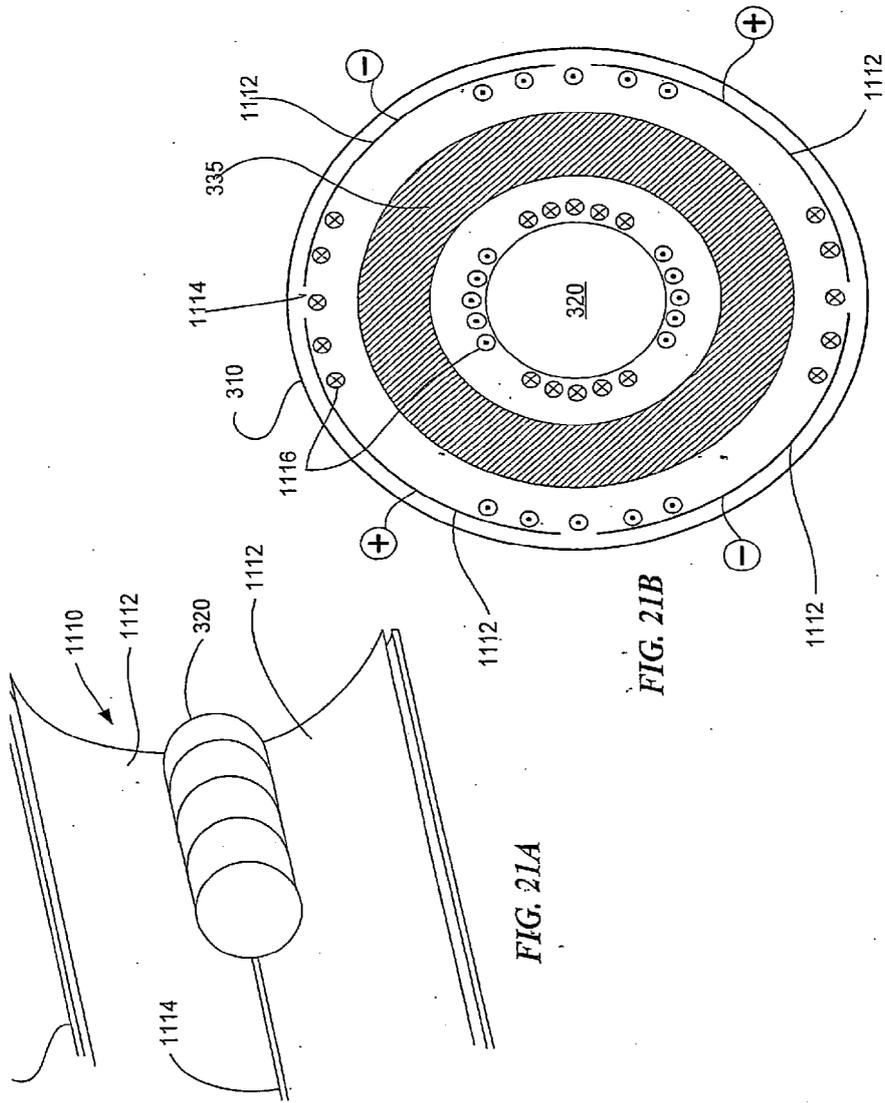


FIG. 20C

FIG. 20B



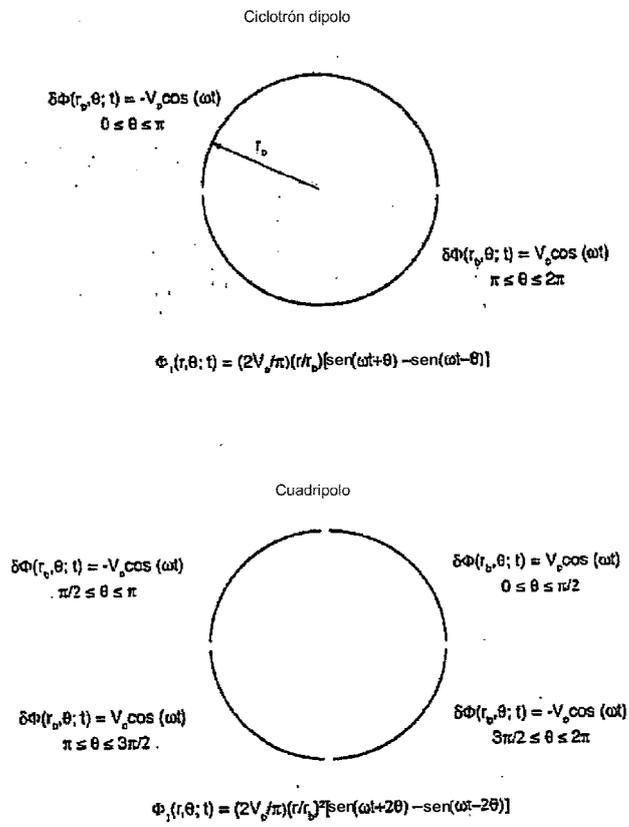


FIG. 21C

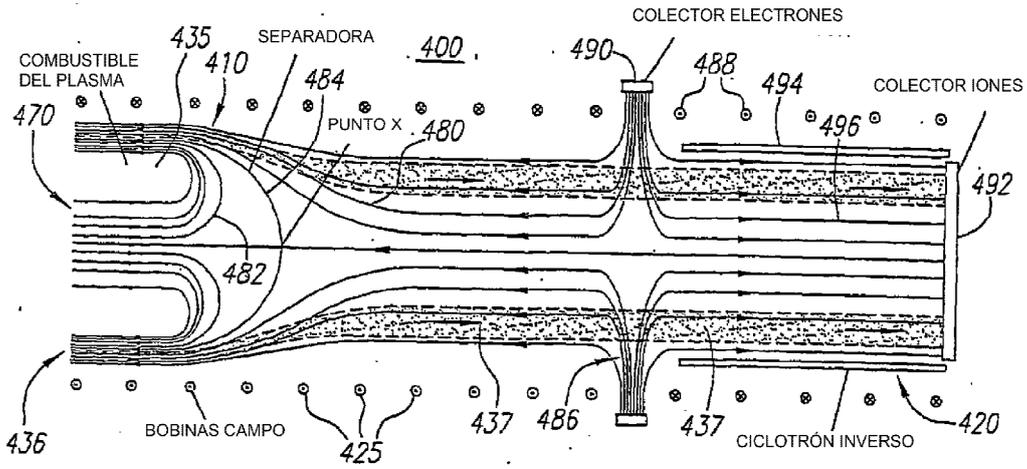


FIG. 22A

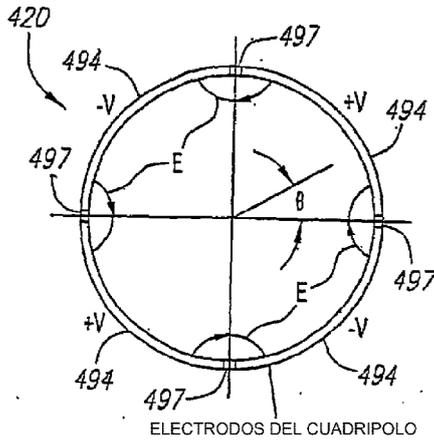


FIG. 22B

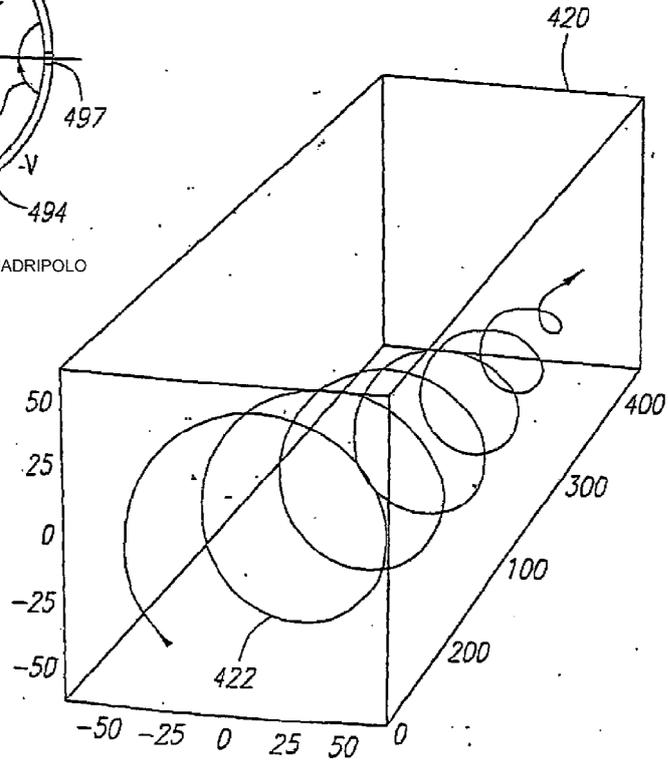


FIG. 22C

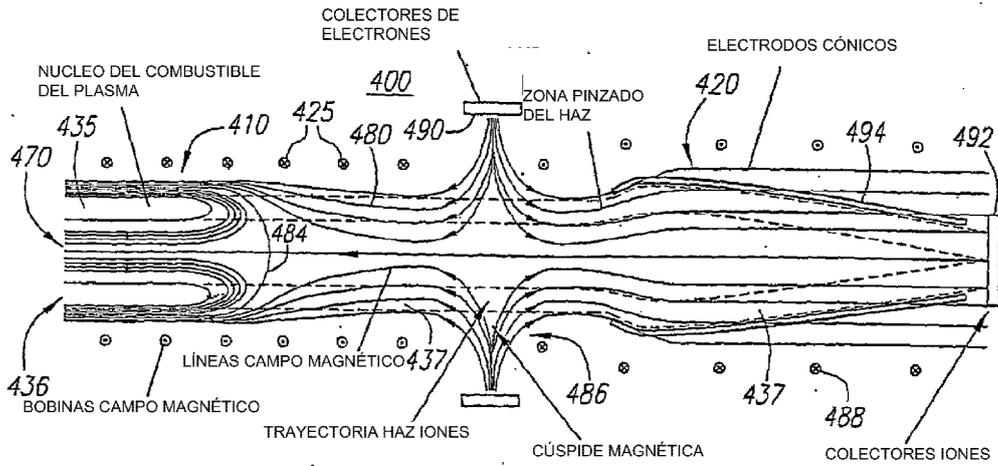


FIG. 23A

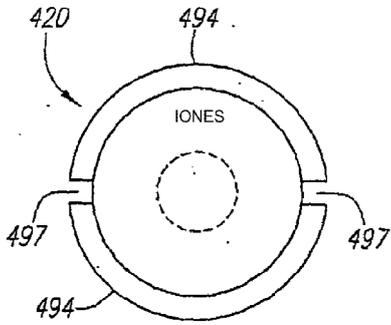


FIG. 23B

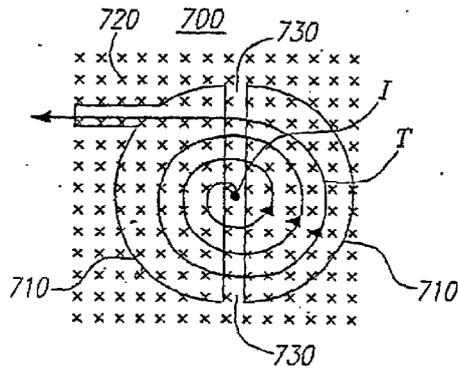


FIG. 24A

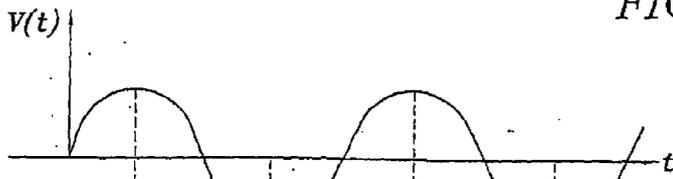


FIG. 24B

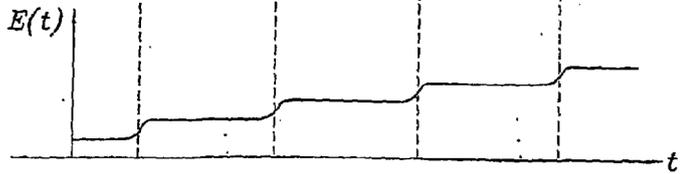


FIG. 24C

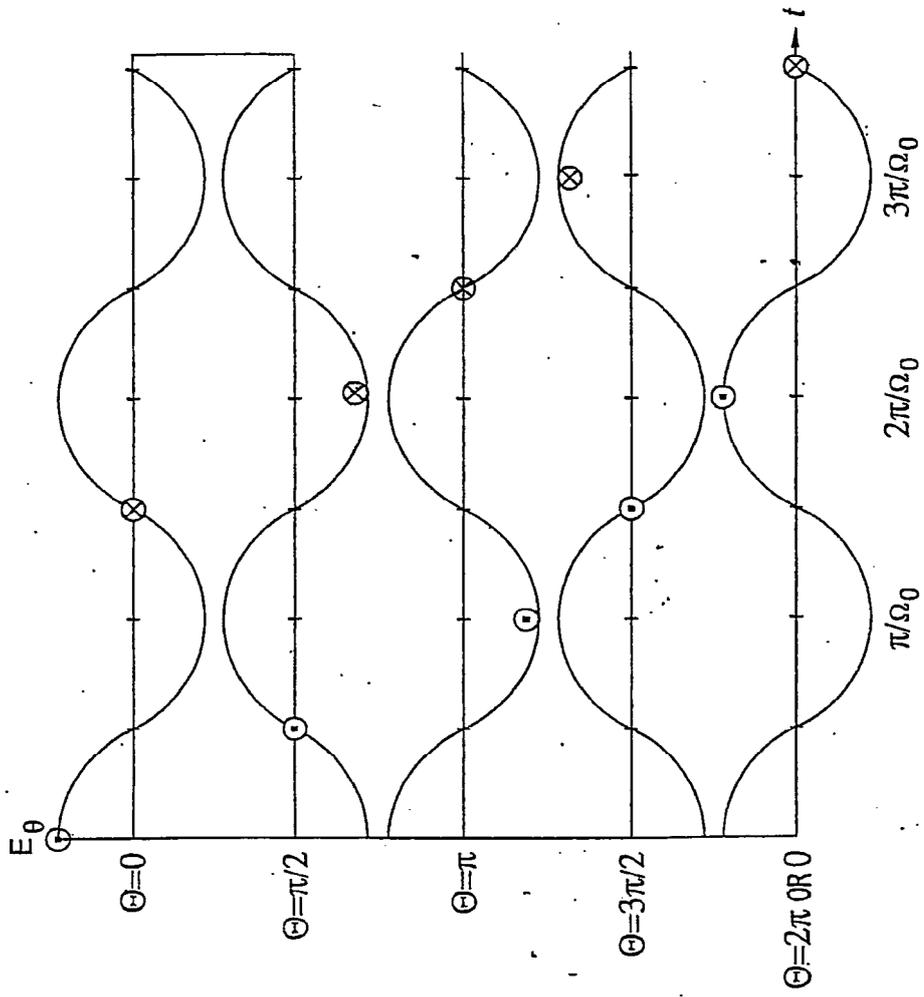


FIG. 25

FIG. 26

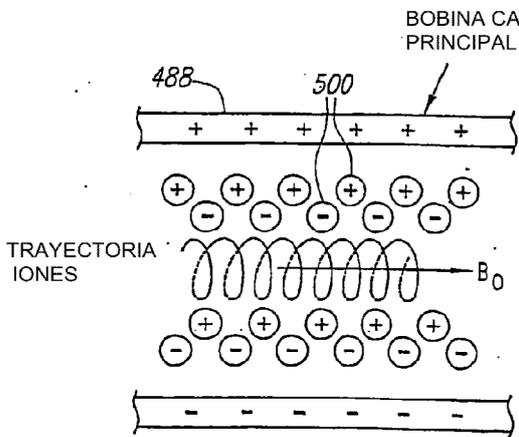
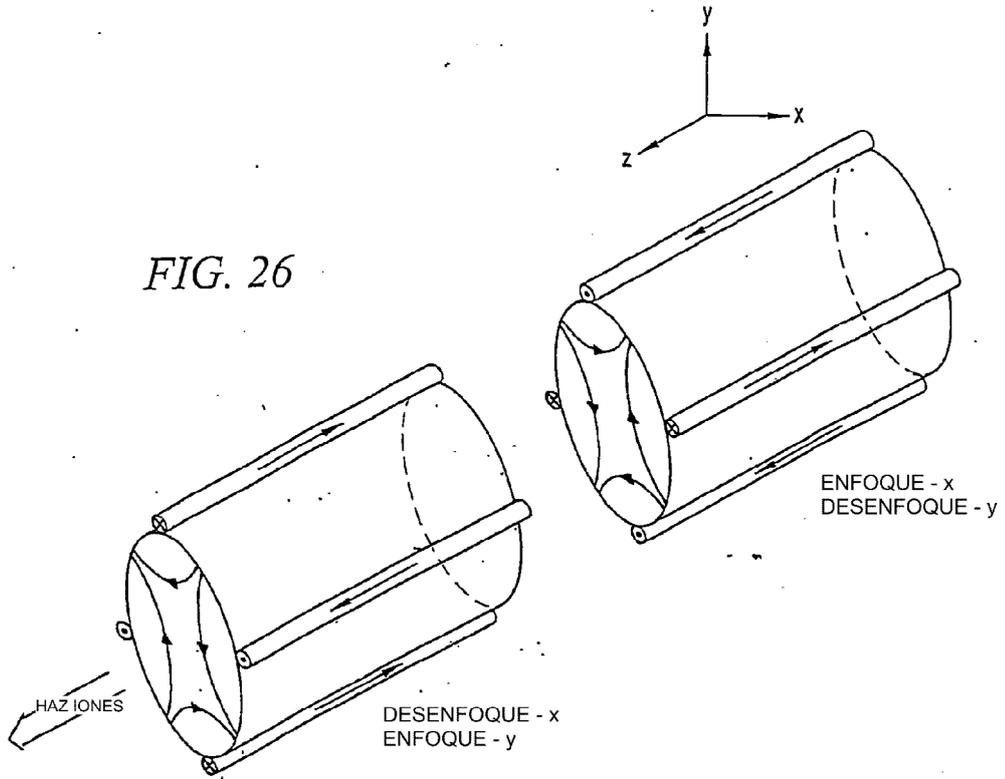


FIG. 27A

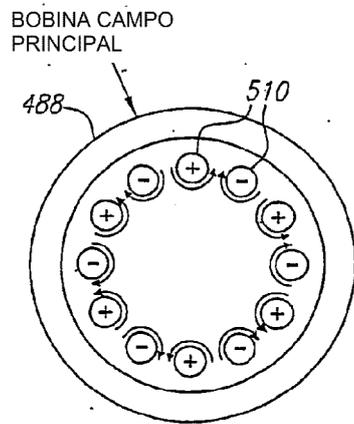


FIG. 27B

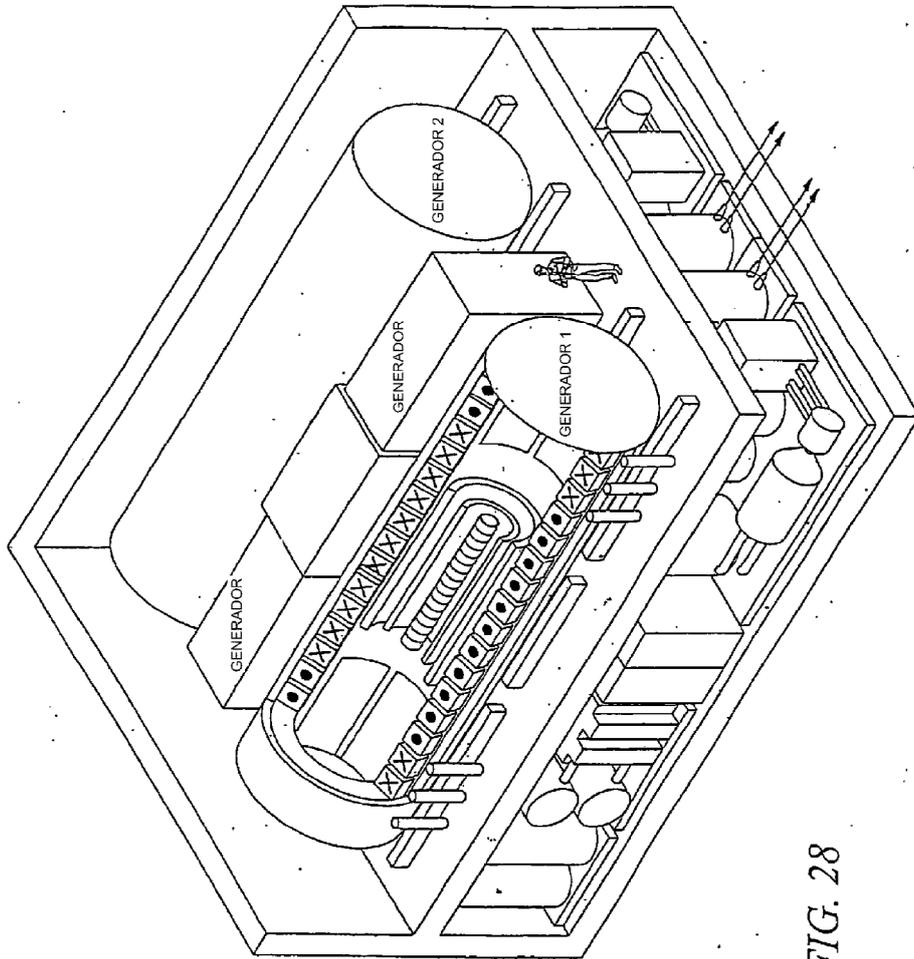
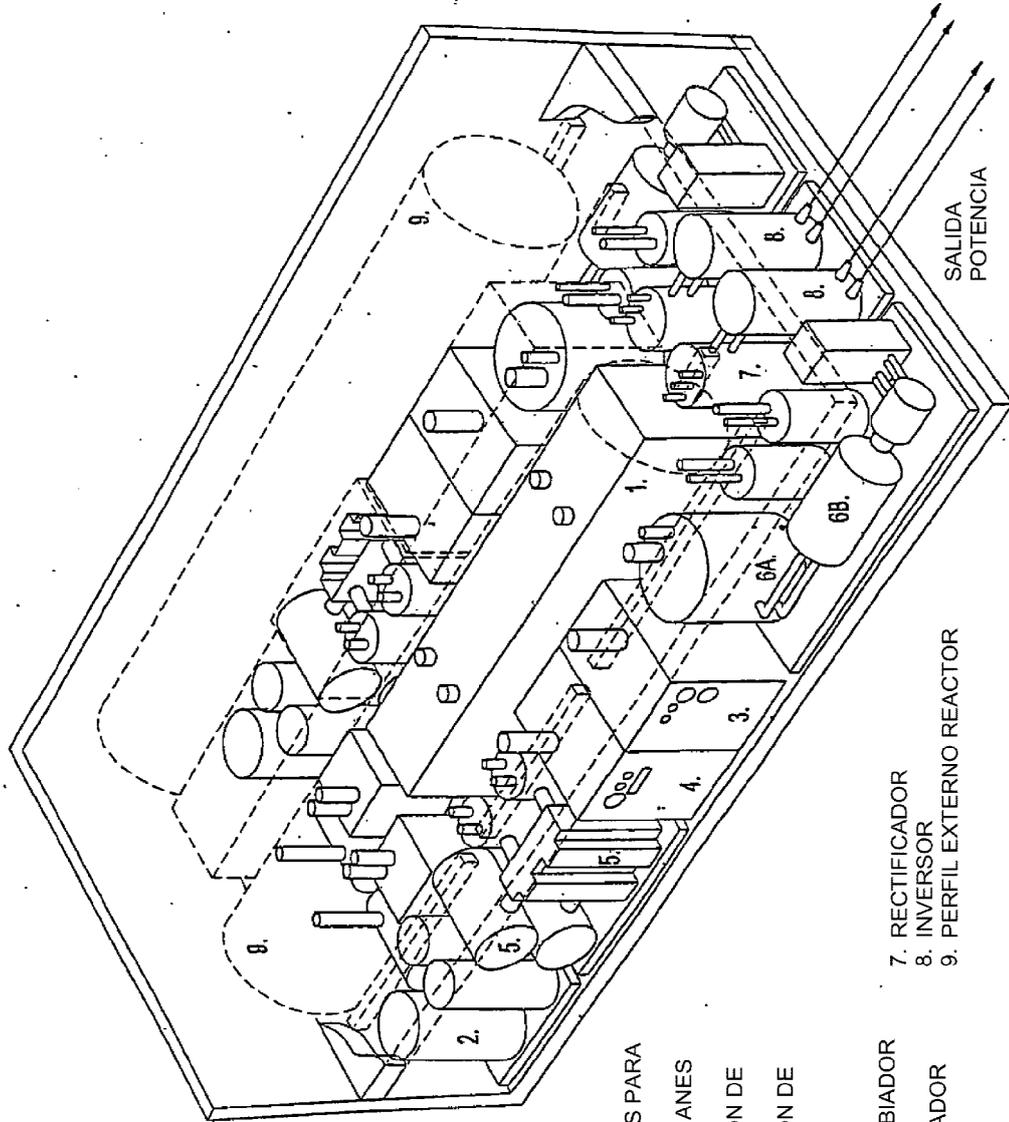


FIG. 28

FIG. 29



EQUIPO DE SOPORTE DEL REACTOR

- 1. BATERÍA DE CONDENSADORES PARA ARRANQUE INDUCTIVO
- 2. EQUIPO CRIOGÉNICO PARA IMANES SUPERCONDUCTORES
- 3. ACCELERADOR PARA INYECCIÓN DE PROTONES
- 4. ACCELERADOR PARA INYECCIÓN DE BORO
- 5. BOMBAS DE VACÍO
- 6A. BOMBA ELECTROMAGNÉTICA DE DEPÓSITO NAK O LITIO Y CAMBIADOR DE CALOR
- 6B. TURBINA DE VAPOR Y GENERADOR
- 7. RECTIFICADOR
- 8. INVERSOR
- 9. PERFIL EXTERNO REACTOR

SALIDA POTENCIA

7. RECTIFICADOR
8. INVERSOR
9. PERFIL EXTERNO REACTOR

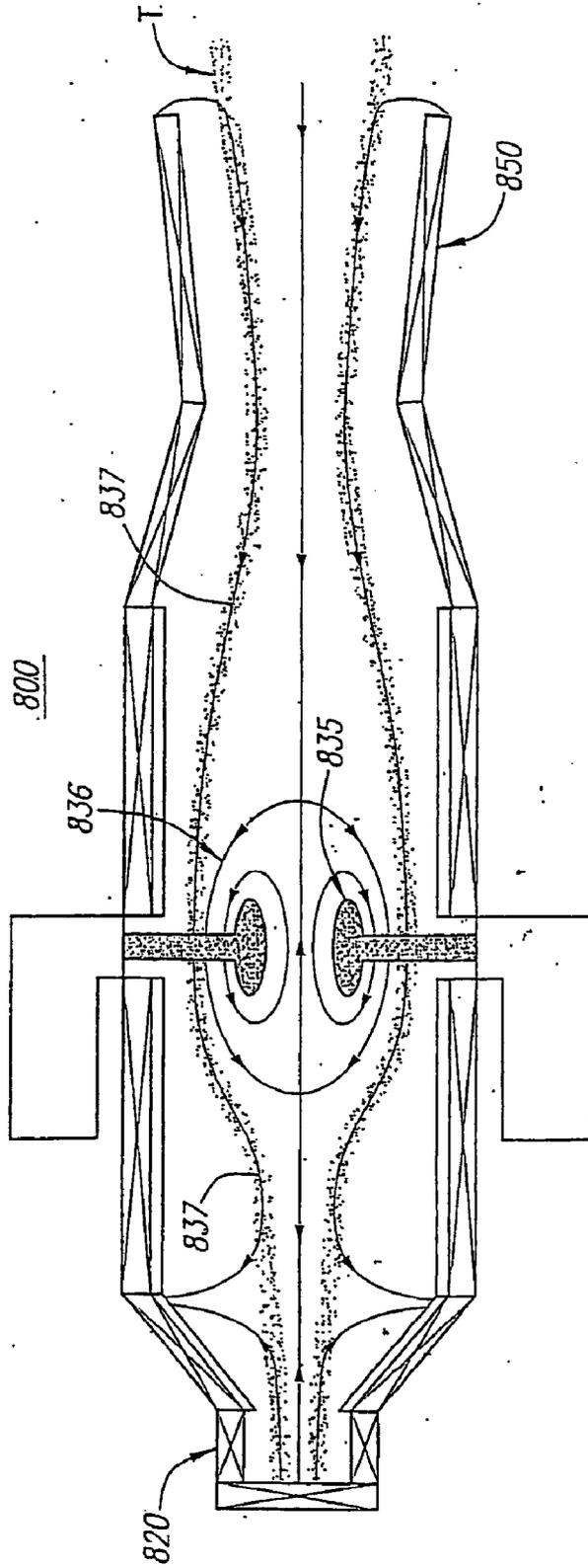


FIG. 30

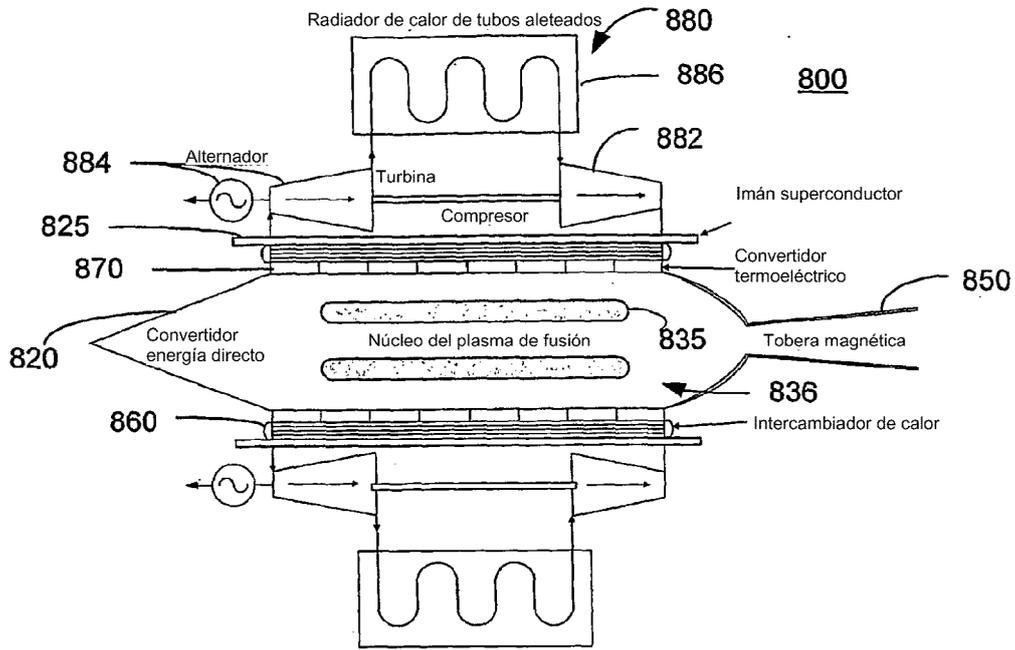


FIG. 31

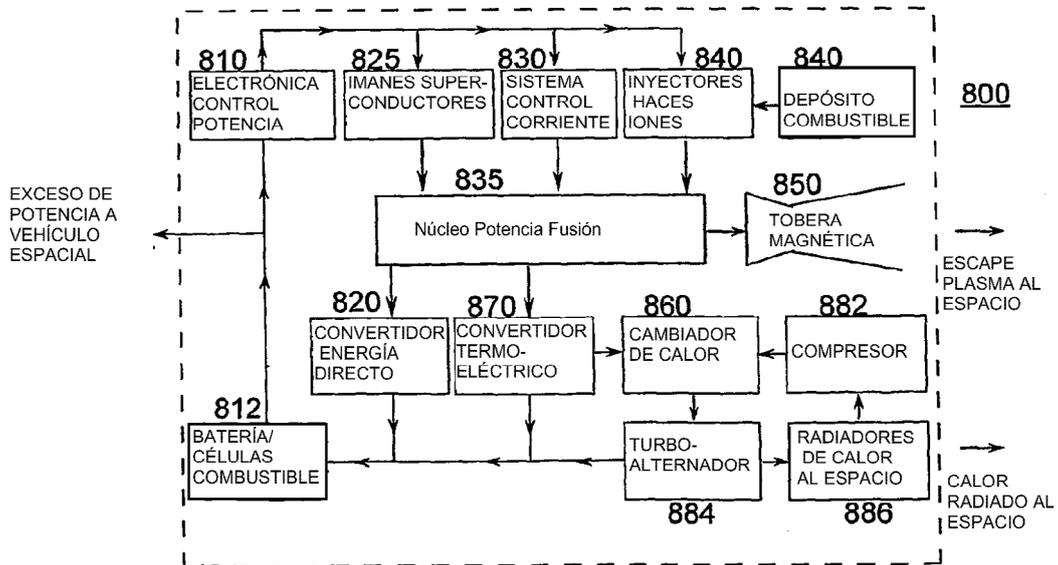


FIG. 32