

19



OFICINA ESPAÑOLA DE
PATENTES Y MARCAS

ESPAÑA



11 Número de publicación: **2 376 768**

51 Int. Cl.:

H05H 1/12 (2006.01)

G21B 1/00 (2006.01)

12

TRADUCCIÓN DE PATENTE EUROPEA

T3

96 Número de solicitud europea: **05112596 .1**

96 Fecha de presentación: **18.03.2002**

97 Número de publicación de la solicitud: **1641327**

97 Fecha de publicación de la solicitud: **29.03.2006**

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

30 Prioridad:
19.03.2001 US 277374 P
08.06.2001 US 297086 P
14.02.2002 US 76793

45 Fecha de publicación de la mención BOPI:
16.03.2012

45 Fecha de la publicación del folleto de la patente:
16.03.2012

73 Titular/es:
THE REGENTS OF THE UNIVERSITY OF CALIFORNIA
1111 FRANKLIN STREET, 12TH FLOOR
OAKLAND, CA 94607, US y
UNIVERSITY OF FLORIDA RESEARCH
FOUNDATION, INC.

72 Inventor/es:
Rostoker, Norman y
Monkhorst, Hendrik J.

74 Agente/Representante:
Isern Jara, Jorge

ES 2 376 768 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 de generación de potencia plasma-eléctrico

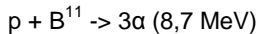
Ámbito a que pertenece la invención

5 La presente invención 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 materiales de fusión.

Antecedentes de la invención

10 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
15 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 10^4 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.

20 Las reacciones de fusión habituales comprenden:



25 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.

30 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 materiales 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 bajas; 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.
35

Los reactivos de las otras dos ecuaciones, $D-He^3$ y $p-B^{11}$, se denominan combustibles avanzados. El lugar de generar neutrones rápidos, como en las reacciones neutrónicas, sus materiales 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 $D-He^3$, mediante reacciones secundarias se produce cierta cantidad de neutrones rápidos, pero estos neutrones sólo suponen aproximadamente el 10% de la energía de los materiales de fusión. La reacción $p-B^{11}$ 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 materiales de fusión contienen
40 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 materiales de fusión de combustibles avanzados se puede captar con una gran eficacia, sobrepasando más del 90%.
45

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.

5 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.

10 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 $D_c = a_i^2/\tau_{ie}$, siendo a_i el radio giromagnético del ión y τ_{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 $D_b/D_c = (1/16) \Omega_i \tau_{ie} \cong 10^3$, 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.

20 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. La figura 5 muestra el campo magnético de un Tokamak 68 y la órbita propia de una partícula 66. 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), representado en la figura 7.

25 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 difundiéndose 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.

30

35

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 materiales 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%.

45 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.

50 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.

55

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 electrostático 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 electrostático 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 electrostático de los electrones y el confinamiento magnético de los iones. A pesar de que se han emprendido numerosos proyectos de investigación sobre el confinamiento electrostático de iones, ninguno de ellos ha conseguido establecer los necesarios campos electrostáticos 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 desdeñable 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 materiales de fusión.

La solicitud de patente PCT publicada nº WO97/10605 describe la utilización de boro ionizado y protones como reactivos nucleares en un sistema de configuración invertida por campo, que puede ser fusionada para conseguir tres partículas alfa con energía cinética convertible en energía útil. Los haces de boro y de protones son inyectados desde inyectores hacia dentro de la cámara de reacción de manera tal que tienen una energía relativa de 0,65 MeV, que corresponde a una resonancia máxima en la sección transversal de reacción. El haz de boro tiene una energía de 0,412 MeV y el haz de protones tiene una energía de 1 MeV. Además, en el dispositivo, los haces tienden a circular en la misma dirección, evitando de esta manera un cambio rápido de las velocidades medias de los haces debido a dispersión ion-ion. Los iones permanecen confinados durante periodos relativamente largos. Ambos haces de iones no deben tener temperaturas superiores a 100 keV, dado que esto disminuiría la resonancia en sección transversal.

Resumen de la invención

De acuerdo con ello, una primera realización de la invención da a conocer un sistema de generación de potencia plasma-eléctrico, tal como se indica en la reivindicación 1. Se prevén realizaciones ventajosas en las reivindicaciones dependientes.

Otros aspectos y características de la presente invención quedarán evidentes de la consideración de la siguiente descripción conjuntamente con los dibujos adjuntos.

Breve descripción de los dibujos

Se ilustran a modo de ejemplo, realizaciones preferentes, sin que supongan ninguna limitación, mediante los números que acompañan a los gráficos, en los cuales los números de referencia indica los componentes correspondientes.

La figura 1 muestra una cámara de confinamiento prototipo de la presente invención.

ES 2 376 768 T3

La figura 2 muestra el campo magnético de un FRC.

Las figuras 3A y 3B muestran respectivamente la dirección diamagnética y contradiamagnética de un FRC.

La figura 4 muestra el sistema de haces colisionantes de la presente invención.

La figura 5 muestra la trayectoria de un betatrón o acelerador de inducción magnética.

- 5 Las figuras 6A y 6B muestran, respectivamente, el campo magnético y la dirección de la deriva del gradiente de un FRC.

Las figuras 7A y 7B muestran, respectivamente, el campo magnético y la dirección de la deriva $E \times B$ de un FRC.

Las figuras 8A, 8B y 8C muestran las trayectorias de la deriva de iones.

Las figuras 9A y 9B muestran la fuerza de Lorentz de los extremos de un FRC.

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

La figura 11 muestra una distribución de Maxwell.

Las figuras 12A y 12B muestran transiciones desde trayectorias de betatrón a trayectorias de deriva debido a colisiones ión-ión de gran ángulo.

- 15 Las figuras 13 muestran órbitas de betatrón A, B, C y D cuando se producen colisiones electrón-ión de ángulo pequeño.

La figura 14 muestra un haz de iones neutralizados al ser polarizado antes de penetrar en una cámara de confinamiento.

- 20 La figura 15 consiste en una vista desde arriba de un haz de iones neutralizados al entrar en contacto con el plasma de una cámara de confinamiento.

La figura 16 consiste en una vista lateral de una cámara de confinamiento de conformidad con una realización preferida de un procedimiento de encendido.

La figura 17 consiste en una vista lateral de una cámara de confinamiento de conformidad con otra realización preferida de un procedimiento de encendido.

- 25 La figura 18 muestra marcas de una sonda $B\text{-dot}$ indicando la formación de un FRC.

La figura 19A 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.

La figura 19B muestra la vista posterior de un convertidor ciclotrónico de inversión.

La figura 19C muestra la trayectoria de un ión en el convertidor ciclotrónico de inversión.

- 30 La figura 20A muestra un sistema de generación de potencia plasma-eléctrico parcial que comprende un reactor de fusión de haz de colisión acoplado a una realización alternativa del convertidor de ciclotrón inverso.

La figura 20B muestra una vista desde un extremo del convertidor de ciclotrón inverso de la figura 20A.

La figura 21A muestra la trayectoria de una partícula en el interior de un ciclotrón convencional.

La figura 21B muestra un campo eléctrico oscilante.

La figura 21C muestra la energía cambiante de una partícula de aceleración.

La figura 22 muestra el campo eléctrico azimutal experimentado por un ión de velocidad angular en los intersticios situados entre los electrodos del ICC.

La figura 23 muestra una lente de doblete tetrapolar.

5 Las figuras 24A y 24B muestran un sistema auxiliar magnético bobina-campo.

La figura 25 muestra un reactor de 100 MW.

La figura 26 muestra el equipo auxiliar del reactor.

La figura 27 muestra un sistema de propulsión mediante plasma.

Descripción detallada de las realizaciones preferidas

10 Como muestran las figuras, un generador electricidad -plasma de la presente invención, comprende principalmente un reactor de fusión de haces colisionantes acoplado a un sistema de conversión directa de energía. Como se ha
 15 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, la presente invención utiliza un sistema de confinamiento de campo magnético provisto de configuración de campo invertido (FRC). El
 20 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
 25 externamente para obtener un campo eléctrico potente que produzca su confinamiento electroestático en un pozo de potencial.

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 la presente invención, se puede reducir la velocidad de las partículas cargadas de los materiales de fusión y convertir directamente en electricidad su energía cinética. El sistema de conversión directa de energía de la presente invención 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 la presente invención. 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 externa 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 8 y 10). 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 externa 325.

En la figura 1 se muestra la bobina externa 325 y las bobinas de espejo 330 colocadas fuera de la pared de la cámara 315. 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 deberán tener unas dimensiones y una forma suficientes para permitir que el haz o la capa de plasma circulante 335 pueda 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 externas 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.

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 el 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 16) de forma tangencial a y siguiendo la misma dirección de la órbita de betatrón del haz de plasma confinado 335.

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.

Partículas cargadas en un FRC

La figura 2 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 separatriz 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).

5 En la figura 3A, 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.

15 La figura 3B 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 4 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 2).

20 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 velocidad 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.

25 La figura 5 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.

La figura 6 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.

35 Según muestra la figura 6B, 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.

La figura 7A 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.

45 Según muestra la figura 7B, 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.

50 Las figuras 8A y 8B 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 8A, o interior, como muestra la figura 8B. 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 8A y 8B giran siguiendo la dirección diamagnética 102 desde el punto inicial 116.

Una órbita de deriva, como la que muestra la figura 8C, 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.

- 5 Las figuras 9A y 9B muestra la dirección de la fuerza Lorentz en los extremos de un FRC 151. La figura 9A 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 9B 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 desconfinante para los iones.

Confinamiento electroestático y magnético de un FRC

- 15 Se puede formar una capa de plasma 106 (véase la figura 4) 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 5), 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 :

20

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

- 25 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:

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

- 30 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 .

- 35 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 electroestático del interior de la capa de plasma. Esta característica de la presente invención se ilustra en las figuras 10A y 10B. La figura 10A 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_e)
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	$B_0 = 1.55 \text{ Tesla (15,5 kG)}$	$\omega_e = 1,11 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$

- 40 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 $\Omega_0 > \omega_i$ en la Ec. 1, por tanto, los electrones giran siguiendo su dirección contradiamagnética. La figura 10 muestra el potencial eléctrico (en voltios) para el mismo conjunto de valores de B_0 y ω_e . El eje horizontal de las figuras 10A y 10B 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 3A. 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 electroestático representa un papel esencial y por igual en el transporte de los electrones y de los iones. Por consiguiente, una característica notable de la presente invención consiste en que se crea un campo electroestático 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 electroestático tiene capacidad de confinamiento para los electrones si $\omega_e > 0$. Como muestra la figura 10B, 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 material de fusión, al poseer una energía mucho más elevada, abandonan el plasma. Para mantener la casi-neutralidad de la carga, los materiales 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 materiales de fusión deben ser reemplazados, pues en caso contrario el pozo de potencial se disiparía.

La figura 11 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 materiales 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 electroestático 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 12A y 12B. La figura 12A 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 12B muestra otra colisión de 180° , pero en este caso el campo de electroestático 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 9A 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.

5 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.

15 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 12A. 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.

20 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 13A muestra una órbita de betatrón 112. La figura 13B muestra la misma órbita 112 tomando en consideración colisiones ión-electrón de ángulo reducido 174. La figura 13C muestra la órbita de la figura 13B seguida para una duración más prolongada por un factor de diez 176. La figura 13D muestra la órbita de la figura 13B 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 13A a 13D aumentan con la duración, lo cual indica que se trata de una difusión clásica.

Formación del FRC

30 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 2). 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.

40 En cambio, los métodos de formación de FRC de la presente invención 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 de la presente invención se pueden sintonizar y su forma, así como otras propiedades, se pueden modificar directamente mediante la manipulación del campo magnético aplicado por las bobinas externas de campo 325. La formación del FRC mediante métodos de la presente invención 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.

50 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 2 y 4.

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

5

$$B_p = \frac{N_p e \Omega_0}{r_0 c} \geq 2 B_0$$

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

10

$$I_p \geq \frac{e V_0}{\pi \alpha_i}$$

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

15 $i_p > e V_0 / \pi r_0 \alpha_i = 0,225$ 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 $(B_z) = (2\pi / c) (I_p / s)$ (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

20 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.

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 externamente 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 se dirige a través de un campo magnético unidireccional constante antes de que penetre en la cámara 310. Como muestra la figura 14, cuando el haz de iones 350 se dirige a un campo magnético apropiado, 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 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 15 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 4).

50 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 2 y 4). Se puede apreciar que, a fin de mantener la

5 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.

10 Para incrementar la velocidad de la haz de plasma circulante 335 en su órbita, se aplica una bobina de flujo de betatrón 320. En la figura 16 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 al haz de plasma circulante 335, como se ha descrito anteriormente, el haz de plasma 335 despolariza los haces de iones.

15 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.

20 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 una 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 $1,2 \times 10^{13}$ cm⁻³, una velocidad de 2×10^7 cm/s y una duración del impulso aproximada de 20 μ s (a mitad de altura). Se observó inversión de campo.

Técnica de formación de betatrón

25 Otro método preferido de formación de FRC dentro del sistema de confinamiento 300 se denomina en este documento técnica 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.

30 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.

35 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.

40 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 17), 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.

50 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 17, 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 2 y 4).

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 μ s.

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.

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.

En la figura 18 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 μ s, 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.

- 5 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.

Fusión

- 10 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.

- 15 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.

- 25 Una ventaja significativa de la presente invención 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 conec to para la fusión, por tanto, se caracteriza por las siguientes condiciones físicas (que acostumbran a variar según el tipo de combustible y el modo operativo):

- 30 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.

- 35 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.

- 40 Densidad fónica 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).

- 45 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 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.

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

10 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

15 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 separatriz 84 (véanse las figuras 2 y 4). 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 material poseen una energía mucho más elevada que los iones de combustible), los materiales de fusión pueden atravesar con rapidez la separatriz 84. Una vez que han sobrepasado la separatriz 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 material emergen en diferentes líneas de campo, a las que siguen con distribución de energías. Oportunamente, los iones de material 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 separatriz 84 (normalmente unos 100 kG), los iones de material 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 material de mayor energía.

35 Inicialmente los iones de material poseen una energía longitudinal, así como rotacional que se caracteriza por $M(V_{par})^2$ y $M(V_{perp})^2$. 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 material. 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 $M(V_{perp})^2/B$. Los iones de material 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 material 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.

45 Conversión de energía

El sistema de conversión directa de energía de la presente invención comprende un convertidor ciclotrónico inverso (ICC) 420 representado en las figuras 19A y 20A 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.

55 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.

5 En relación con la figura 21A, un acelerador ciclotrónico convencional 700 incluye dos electrodos 710 de imagen
 10 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
 15 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
 20 atraviesa el intersticio 730 siempre que su frecuencia de rotación siga correspondiendo a la del campo eléctrico
 oscilante (véase la figura 21C). 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.

20 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 21A. Cuando los iones
 25 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.

30 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 material de fusión anular que se han explicado antes, poseen una geometría inadecuada para un
 ciclotrón convencional.

35 Según se explica con mayor detalle más adelante, el ICC de la presente invención ajusta el carácter anular de los
 haces del material 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.

40 Volviendo a la figura 19A, a la izquierda figura una ilustración de un fragmento del centro 436 del CBFR 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 separatriz 484 y líneas de campo abiertas 480, las cuales, como se ha indicado antes, determinan las
 propiedades del haz anular 437 de los materiales 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 materiales de fusión emergen del
 centro 436 longitudinalmente a las líneas de campo abiertas 480 formando una haz anular 437 que contiene iones
 de energía y electrones de carga neutralizadora.

45 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 19B. 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.

50 Además, el ICC 420 comprende bobinas externas de campo 488 que forman un campo 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 CBFR 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 CBFR 410. En el extremo
 más alejado del centro 436 del CBFR 410, el ICC contiene un colector de iones 492.

55 Entre el CBFR 410 y el ICC 420 existe un vértice magnético simétrico 486 en el cual las líneas de campo abiertas
 480 del CBFR 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 49. 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 19C ilustra una órbita de ión 422 típica en el interior del convertidor 420.

5 El CBFR 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 $n \cong 10^7 \cdot 10^8 \text{ cm}^3$. Para esta densidad, el vértice magnético 486 separa los electrones y los 10 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 15 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 20 dirección azimutal. El campo magnético en el vértice 486 no altera la energía de las partículas pero convierte la velocidad axial inicial $v_p \cong v_0$ 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

$$P\theta = Mr_0v_\perp - \frac{qB_0r_0^2}{2c} = \frac{qB_0r_0^2}{2c}$$

25 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 $r = r_0$, $B_z = B_0$, $v_\perp = qB_0r_0/Mc$ y $v_z = \sqrt{v_0^2 - v_\perp^2}$

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

donde $\Omega_0 = \frac{qB_0}{Mc}$

30 es la frecuencia del ciclotrón. La frecuencia de rotación de los iones presenta un índice comprendido entre 1-10 MHz, siendo preferentemente de 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 35 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 19B, la estructura simétrica de electrodo del ICC 420 de la presente invención 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 electroestáticos son los que se muestran. La 40 tensión y el circuito tanque oscilan a una frecuencia de $\omega = \Omega_0$. El campo electroestático azimutal en los intersticios 497 se muestra en la figura 19B y en la figura 22. La figura 22 muestra el campo electroestático 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 45 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, 50 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 19C.

5 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 (desenfoque) resulta positiva si el campo magnético tiene un gradiente positivo. En la figura 23 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.

10 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 TE₁₁₁, (véase Yoshikawa *et al.*) Este dispositivo se denomina peniotrón. En el modo TE₁₁₁, 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.

15 La figura 19C 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.

20 Tal como se ha mostrado en las figuras 20A y 20B, realizaciones alternativas de las estructuras de electrodo 494 en el ICC 420, pueden incluir dos electrodos semi-circulares simétricos y/o electrodos cónicos 494 que presentan conicidad hacia el colector de iones 492.

25 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 24A y 24B. 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 las figuras 24k puede alterar la frecuencia de rotación del ión y la fase. Un campo magnético multipolar, cuyo esquema se muestra en la figura 24B, producirá amontonamiento, como en un aceleradores lineal.

Reactor

35 La figura 25 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 materiales de fusión. El equipo auxiliar de este reactor se ilustra en la figura 26.

Sistema de propulsión

40 La figura 27 muestra un sistema de propulsión impulsado por plasma 800. El sistema comprende un centro FRC 836 que contiene un centro combustible de fusión 835, de cuyos dos extremos emergen materiales de fusión en forma de haz anular 837. Un convertidor de energía ICC 820 está acoplado a un extremo del centro. Una tobera magnética 850 está colocada junto al otro extremo del centro. El haz anular 837 de materiales de fusión emerge de uno de los extremos del centro de fusión y recorre longitudinalmente las líneas de campo hasta el ICC para producir conversión de energía y desde el otro extremo del centro recorre las líneas de campo fuera de la tobera para propulsar T.

Si bien la invención es susceptible de varias modificaciones y alternativas, se ha mostrado un ejemplo específico de la misma en los dibujos y se ha descrito en detalle. No obstante, se debe comprender que la invención no está limitada a la forma específica que se ha dado a conocer, sino que por el contrario, la invención debe abarcar todas las modificaciones, equivalentes y alternativas que quedan dentro del ámbito de las reivindicaciones adjuntas.

REIVINDICACIONES

1. Sistema de generación de potencia plasma-eléctrico que comprende

5 un reactor de fusión (410) que tiene un primer generador de campo magnético (425) para la creación de un campo magnético simétrico acimutalmente dentro de una zona central del reactor con un flujo (480) sustancialmente paralelo al eje principal del reactor, caracterizado porque comprende además

un convertidor de energía de ciclotrón inverso (42) acoplado a un primer extremo del reactor de fusión, cuyo convertidor comprende

10 una primera serie de electrodos (494) que forman una superficie cilíndrica y la serie de electrodos comprende más de dos electrodos en separación entre sí para formar un intersticio que se extiende axialmente (497) entre electrodos adyacentes, en el que la serie de electrodos forman un campo eléctrico que tiene una estructura multipolar con más de dos polos,

un segundo generador de campo magnético (488) para crear un campo magnético simétrico acimutalmente dentro del espacio limitado por los tres o más electrodos con un flujo (496) sustancialmente paralelo al eje longitudinal de los tres o más electrodos.

15 un colector de electrones (490) que interpone el primer y segundo generadores magnéticos y adyacente a un primer extremo de los tres o más electrodos y

un colector de iones (492) dispuesto adyacente a un segundo extremo de los tres o más electrodos.

2. Sistema, según la reivindicación 1, en el que el reactor de fusión comprende

una cámara (305) que tiene un eje principal (315),

20 una bobina de flujo (320) concéntrica con el eje principal de la cámara para crear un campo eléctrico acimutal dentro de la cámara.

3. Sistema, según la reivindicación 2, que comprende además

25 una segunda serie de electrodos que forman una superficie cilíndrica en una segunda zona extrema de la cámara, de manera que la segunda serie de electrodos comprende más de dos electrodos en disposición separada para formar un intersticio alargado que se extiende axialmente entre electrodos adyacentes.

un tercer generador de campo magnético para crear un campo magnético simétrico acimutalmente dentro de la segunda zona extrema de la segunda cámara con un flujo sustancialmente paralelo al eje principal de la cámara,

un segundo colector de electrones que interpone el primer y tercer generadores de campo magnético y adyacente a un primer extremo de la segunda serie de electrodos, y

30 un segundo colector de iones dispuesto adyacente a un segundo extremo de la segunda serie de electrodos.

4. Sistema, según la reivindicación 1, que comprende además un segundo convertidor de energía de ciclotrón inverso acoplado a un segundo extremo del reactor de fusión.

5. Sistema, según la reivindicación 1, que comprende además una cámara cilíndrica (305).

35 6. Sistema, según la reivindicación 5, en el que el reactor de fusión comprende además una bobina de flujo (320) concéntrica con un eje principal (315) de la cámara y dispuesta dentro de una región de núcleo de potencia (436).

7. Sistema, según cualquiera de las reivindicaciones 1 ó 2, que comprende además un circuito resonante acoplado a los electrodos.

8. Sistema, según cualquiera de las reivindicaciones 1 ó 2, que comprende además un circuito tanque acoplado a los electrodos.

9. Sistema, según cualquiera de las reivindicaciones 1 ó 2, en el que el colector de electrones está conformado anularmente.
- 5 10. Sistema, según cualquiera de las reivindicaciones 2 ó 5, en el que el primer y segundo generadores de campo magnético comprenden bobinas de campo anulares dispuestas alrededor de la cámara, de manera que las líneas de campo del campo magnético generado por las bobinas de campo del primer generador de campo magnético discurren en dirección opuesta a las líneas de campo del campo magnético generado por las bobinas de campo del segundo generador de campo magnético.
11. Sistema, según cualquiera de las reivindicaciones 1 ó 2, en el que el colector de electrones y el colector de iones están acoplados eléctricamente.
- 10 12. Sistema, según cualquiera de las reivindicaciones 1 ó 2, en el que los electrodos son simétricos.
13. Sistema, según la reivindicación 10, en el que el primer generador de campo magnético comprende además un primer y un segundo juegos de bobinas de espejo (330) dispuestas en separación alrededor de la cámara y que definen una región de núcleo de potencia (436) en disposición intermedia.
- 15 14. Sistema, según cualquiera de las reivindicaciones 2 ó 5, que comprende además inyectores de plasma (345) acoplados a la cámara.
15. Sistema, según la reivindicación 14, en el que los inyectores de plasma están orientados axialmente para inyectar plasma hacia un plano medio de la cámara.
16. Sistema, según cualquiera de las reivindicaciones 1 ó 2, en el que el primer generador de campo magnético es ajustable.
- 20 17. Sistema, según la reivindicación 16, que comprende además un sistema de control acoplado al primer generador de campo magnético.
18. Sistema, según cualquiera de las reivindicaciones 2 ó 6, en el que la bobina de flujo es una bobina de flujo de betatrón.
- 25 19. Sistema, según cualquiera de las reivindicaciones 2 ó 6, en el que la bobina de flujo comprende arrollamientos paralelos de una serie de bobinas separadas.
20. Sistema, según cualquiera de las reivindicaciones 2 ó 5, que comprende además inyectores (340) de haces de iones acoplados a la cámara.
21. Sistema, según la reivindicación 20, en el que los inyectores de iones comprenden medios para neutralizar la carga eléctrica de los haces de iones emitidos desde los inyectores.
- 30

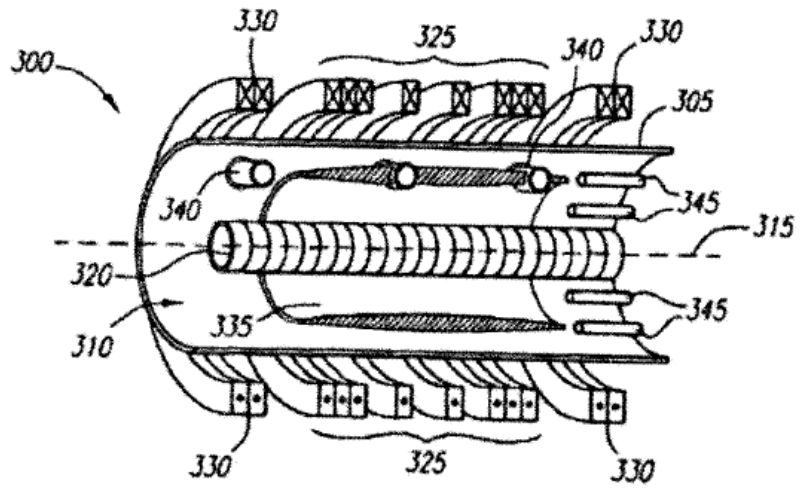


FIG. 1

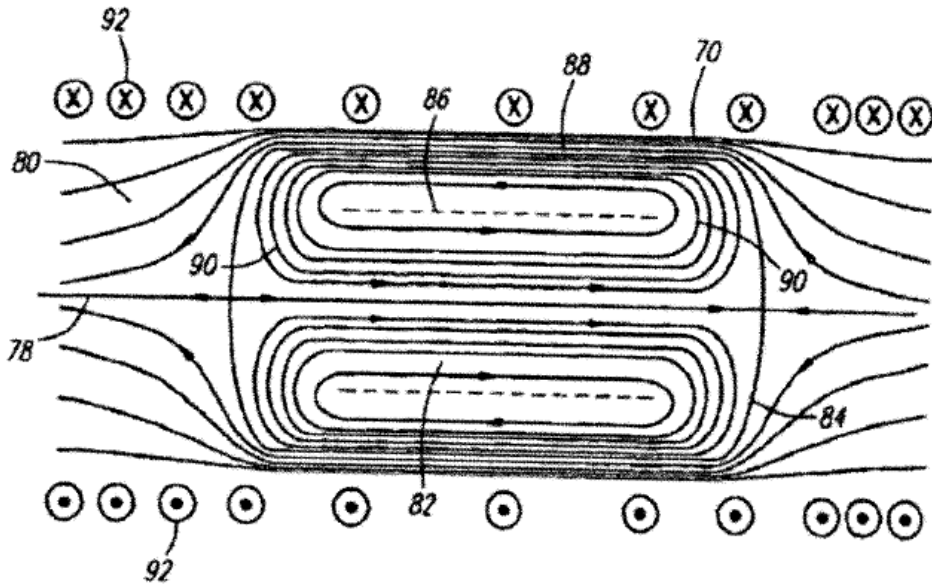


FIG. 2

FIG. 3A

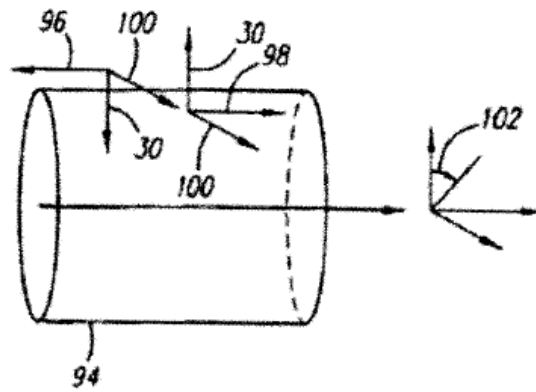


FIG. 3B

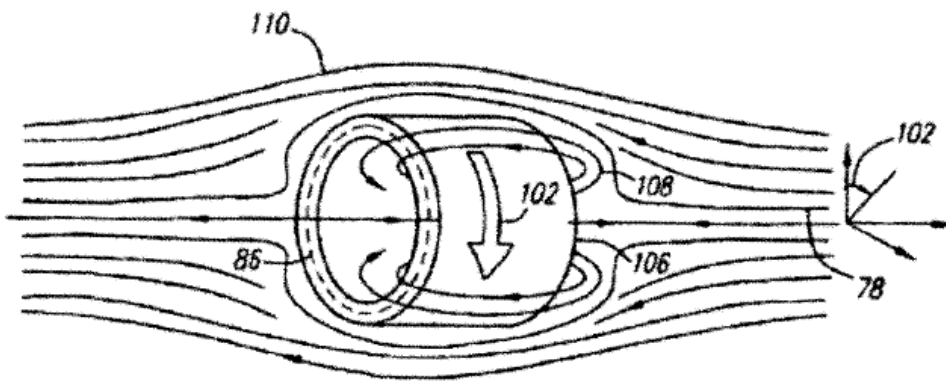
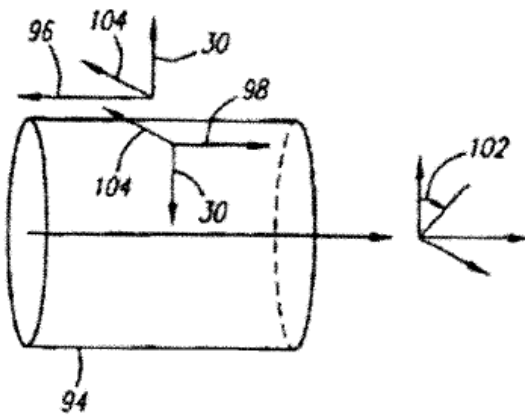


FIG. 4

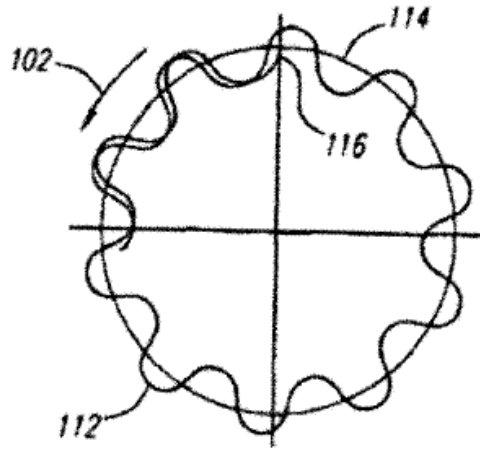


FIG. 5

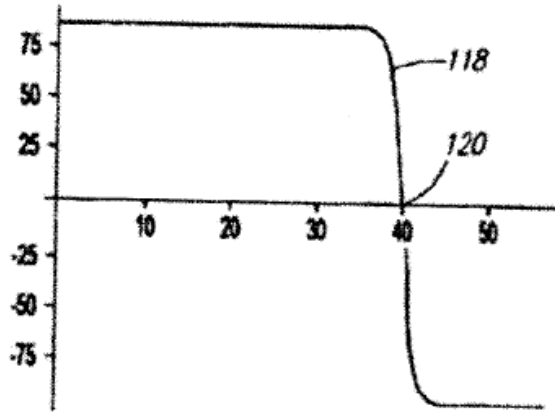


FIG. 6A

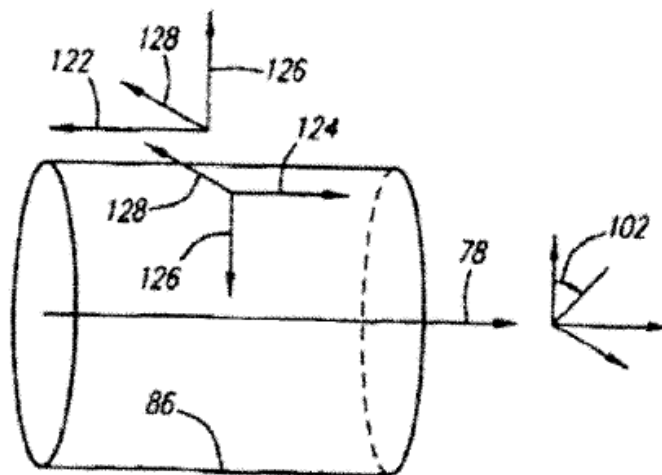


FIG. 6B

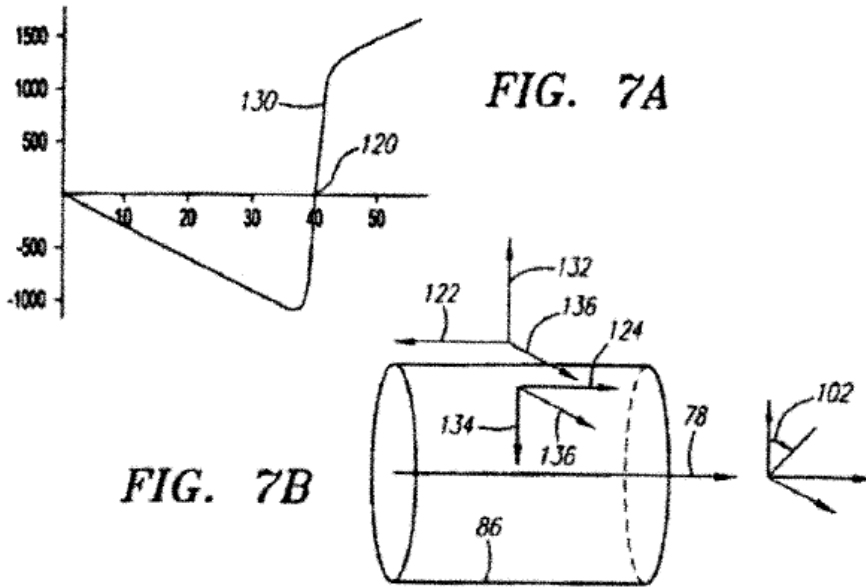


FIG. 7B

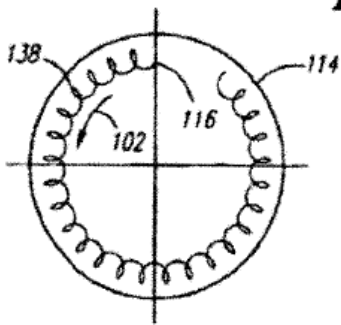
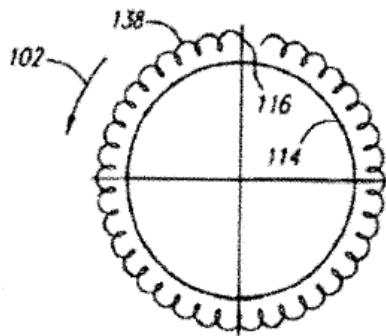


FIG. 8A

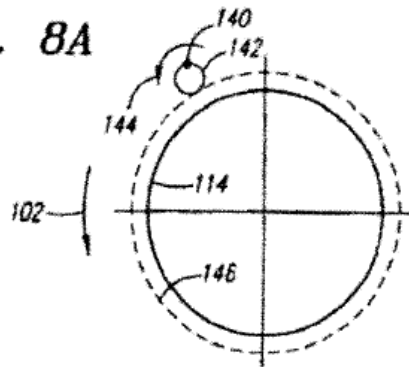


FIG. 8B

FIG. 8C

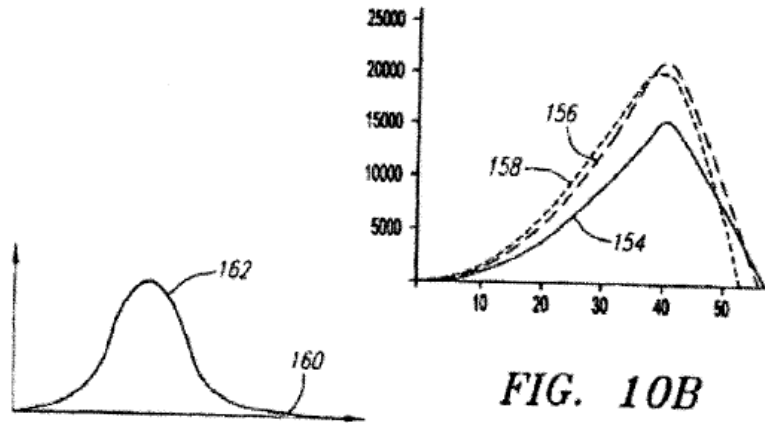
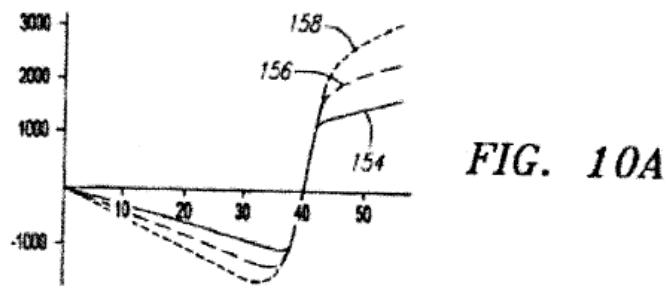
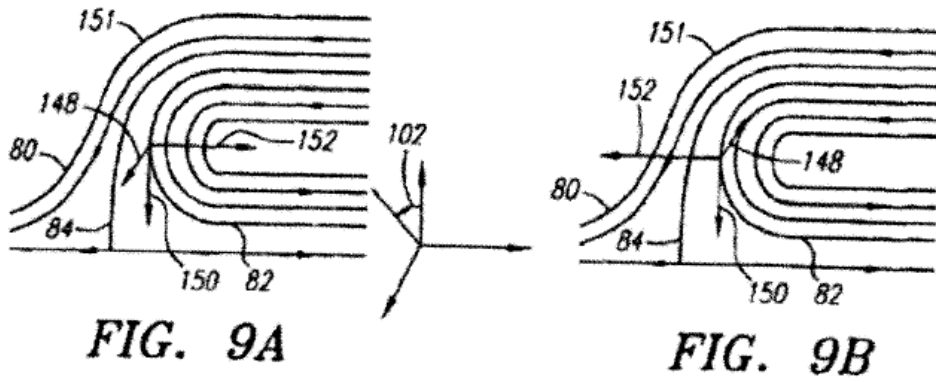


FIG. 11

