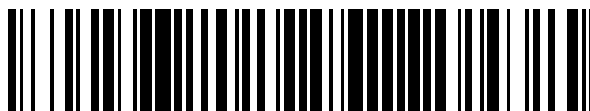


19



OFICINA ESPAÑOLA DE
PATENTES Y MARCAS

ESPAÑA



11 Número de publicación: **2 550 217**

51 Int. Cl.:

G21B 1/05 (2006.01)

H05H 1/16 (2006.01)

G21D 7/00 (2006.01)

H05H 1/04 (2006.01)

12

TRADUCCIÓN DE PATENTE EUROPEA

T3

96 Fecha de presentación y número de la solicitud europea: **01.02.2002 E 10155296 (6)**

97 Fecha y número de publicación de la concesión europea: **15.07.2015 EP 2187712**

54 Título: **Confinamiento magnético y electroestático de plasma en una configuración invertida en campo**

30 Prioridad:

01.02.2001 US 266074 P

08.06.2001 US 297086 P

31.01.2002 US 66424

45 Fecha de publicación y mención en BOPI de la traducción de la patente:

05.11.2015

73 Titular/es:

**THE REGENTS OF THE UNIVERSITY OF CALIFORNIA (100.0%)
1111 FRANKLIN STREET, 12TH FLOOR
OAKLAND, CA 94607, US**

72 Inventor/es:

**ROSTOKER, NORMAN;
BINDERBAUER, MICHL;
QERUSHI, ARTAN;
TAHSIRI, HOOSHANG;
GARATE, EUSEBIO y
BYSTRITSKII, VITALY**

74 Agente/Representante:

DE ELZABURU MÁRQUEZ, Alberto

ES 2 550 217 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

Confinamiento magnético y electrostático de plasma en una configuración invertida en campo

Esta invención se ha llevado a cabo con el apoyo del Gobierno, bajo el Contrato N° N00014-99-1-0857, adjudicado por la Oficina de Investigación Naval ("Office of Naval Research"). Ciertas investigaciones sobre antecedentes fueron auspiciadas por el Departamento Norteamericano de Energía ("U.S. Department of Energy") durante los años 1992 a 1993. El Gobierno ostenta ciertos derechos en esta invención.

CAMPO DE LA INVENCIÓN

La invención se refiere generalmente al campo de la física del plasma y, más particularmente, a métodos y a aparatos para el confinamiento de plasma. El confinamiento del plasma es de particular interés para el propósito de hacer posible una reacción de fusión nuclear.

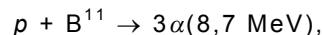
ANTECEDENTES DE LA INVENCIÓN

La fusión es el proceso por el que dos núcleos ligeros se combinan para formar uno más pesado. El proceso de fusión libera una ingente cantidad de energía en forma de partículas que se mueven rápidamente. Debido a que los núcleos atómicos están cargados positivamente –como consecuencia de los protones contenidos en su interior–, existe una fuerza electrostática, o de Coulomb, repulsiva entre ellos. Para que se fusionen dos núcleos, esta barrera repulsiva debe ser vencida, lo que se produce cuando dos núcleos se llevan lo suficientemente cerca uno del otro para que las fuerzas nucleares de corto alcance se hagan lo suficientemente fuertes para superar la fuerza de Coulomb y fusionen los núcleos. La energía que se necesita para que los núcleos superen la barrera de Coulomb viene proporcionada por sus energías térmicas, que han de ser muy altas. Por ejemplo, la tasa o velocidad de fusión puede ser apreciable si la temperatura es al menos del orden de 10^4 eV –correspondiente, de forma aproximada, a 100 millones de grados Kelvin. La velocidad de una reacción de fusión es función de la temperatura y se caracteriza por una magnitud denominada reactividad. La reactividad para una reacción de D-T [deuterio-tritio], por ejemplo, tiene un ancho pico entre 30 keV y 100 keV.

Reacciones de fusión típicas incluyen:



y



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 en cada ecuación indican la energía cinética de los productos de fusión.

Las dos primeras reacciones anteriormente referidas –las reacciones de D-D y las reacciones de D-T– son neutrónicas, lo que significa que la mayor parte de la energía de sus productos de fusión es portada por neutrones rápidos. Las desventajas de las reacciones neutrónicas son que (1) el flujo de neutrones rápidos crea muchos problemas, incluyendo daños estructurales en las paredes del reactor y altos niveles de radiactividad para la mayor parte de los materiales de construcción; y (2) la energía de los neutrones rápidos se recoge al convertir su energía térmica en energía eléctrica, lo cual es muy ineficiente (menos del 30%). Las ventajas de las reacciones neutrónicas son (1) sus picos de reactividad a una temperatura relativamente baja; y (2) que sus pérdidas debidas a la radiación son relativamente bajas porque los números atómicos del deuterio y del tritio son 1.

Los reactantes de las otras dos ecuaciones – $D-He^3$ y $p-B^{11}$ – reciben el nombre de combustibles avanzados. En lugar de producir neutrones rápidos como en las reacciones neutrónicas, sus productos de fusión son partículas cargadas. Una ventaja de los combustibles avanzados es que pueden crear un número mucho menor de neutrones y, por tanto, adolecen de menos desventajas asociadas con ellos. En el caso de $D-He^3$, algunos neutrones rápidos son producidos por las reacciones secundarias, pero estos neutrones

representan tan sólo el 10 por ciento aproximadamente de los productos de fusión. La reacción del $p\text{-B}^{11}$ está libre de neutrones rápidos, si bien produce, en efecto, algunos neutrones lentos como resultado de las reacciones secundarias, aunque crea mucho menos problemas. Otra ventaja de los combustibles avanzados es que la energía de sus productos de fusión puede ser recogida con una alta eficiencia, de hasta el 90 por ciento. En un proceso de conversión directa de energía, sus productos de fusión cargados pueden ser ralentizados y su energía cinética convertida directamente en electricidad.

Los combustibles avanzados también tienen desventajas. Por ejemplo, los números atómicos de los combustibles avanzados son mayores (2 para el He^3 y 5 para el B^{11}). En consecuencia, sus pérdidas por radiación son mayores que las de las reacciones neutrónicas. Asimismo, resulta mucho más difícil hacer que los combustibles avanzados se fusionen. Sus picos de reactividades se producen a temperaturas mucho más elevadas y llegan a ser tan altos como la reactividad para el D-T. Provocar una reacción de fusión con los combustibles avanzados requiere, en consecuencia, que éstos se lleven a un estado de energía más alta en el que su reactividad sea significativa. De acuerdo con ello, los combustibles avanzados deben ser contenidos durante un periodo de tiempo más largo, de tal manera que puedan ser llevados a unas condiciones de fusión apropiadas.

El tiempo de contención para un plasma es $\Delta t = r^2 / D$, donde r es una dimensión mínima del plasma y D es un coeficiente de difusión. El valor clásico para el coeficiente de difusión es $D_c = a_i^2 / \tau_{ie}$, donde a_i es el giro-radio o radio de giro iónico [radio del movimiento circular de una partícula cargada en el seno de un campo magnético uniforme] y τ_{ie} es tiempo de colisión de ión-electrón. La difusión, de acuerdo con el coeficiente de difusión clásico, se denomina transporte clásico. El coeficiente de difusión de Bohm, atribuido a las inestabilidades de longitud de onda corta, es $D_B = (1/16)a_j^2\Omega_j$, donde Ω_j es la giro-frecuencia o frecuencia de giro [frecuencia de giro del movimiento circular de una partícula cargada en el seno de un campo magnético uniforme] iónica. La difusión, de acuerdo con esta relación, se denomina transporte anómalo. Para las condiciones de fusión, $D_B / D_c = (1/16)\Omega_j\tau_{je} \cong 10^8$, el transporte anómalo da lugar a un tiempo de contención mucho más corto lo que lo hace el transporte clásico. Esta relación determina cuán grande debe ser un plasma en un reactor de fusión, al requerirse que el tiempo de contención para una cantidad dada de plasma deba ser más largo que el tiempo necesario para que el plasma tenga una reacción de fusión nuclear. Por lo tanto, la condición de transporte clásica es más deseable en un reactor de fusión, lo que permite plasmas iniciales más pequeños.

En los primeros experimentos con el confinamiento toroidal de plasma, se observó un tiempo de contención $\Delta t \cong 1000r^2 / D_B$. Una de las concepciones de reactor nuclear ya existentes es el Tokamak. El campo magnético de un Tokamak 68 así como una órbita de partícula típica 66 se ilustran en la Figura 5. Durante los últimos 30 años, los esfuerzos de fusión se han venido concentrando en el reactor Tokamak que utilizaba combustible de D-T. Estos esfuerzos han culminado en el Reactor Experimental Termonuclear Internacional (ITER –“International Thermonuclear Experimental Reactor”), que se ilustra en la Figura 7. Los experimentos recientes con Tokamak sugieren que el transporte clásico, $\Delta t \cong r^2 / D_c$, es posible, en cuyo caso la dimensión mínima para el plasma puede ser reducida de metros a centímetros. Estos experimentos implicaban la eyección de haces energéticos (de 50 keV a 100 keV) para calentar el plasma hasta temperaturas de entre 10 keV y 30 keV. Véase la divulgación de W. Heidbrink & G. J. Sadler, 34 Nuclear Fusion 535 (1994). Se observó que los iones de haces energéticos de estos experimentos se ralentizaban y difundían de forma clásica al tiempo que el plasma térmico continuaba difundiendo de un modo anormalmente rápido. La razón para esto es que los iones de haces energéticos tienen grandes radios de giro y, por tanto, son insensibles a las fluctuaciones con longitudes de ondas más cortas que el radio de giro iónico ($\gamma < a_i$). Las fluctuaciones en la longitud de onda corta tienden a promediarse sobre un ciclo y, de esta forma, cancelarse. Los electrones, sin embargo, tienen radios de giro mucho más pequeños, de manera que responden a las fluctuaciones y se transportan de forma anómala.

Como consecuencia del transporte anómalo, la dimensión mínima del plasma debe ser de al menos 2,8 metros. Debido a esta dimensión, el ITER se creó de 30 de metros de alto y 30 metros de diámetro. Se trata del reactor de tipo Tokamak de D-T más pequeño que puede realizarse. Para combustibles avanzados, tales como el D- He^3 y el $p\text{-B}^{11}$, el reactor de tipo Tokamak tendría que ser mucho más grande, puesto que el tiempo que necesita un ión de

combustible para experimentar una reacción de fusión es mucho más largo. Un reactor Tokamak que utiliza combustible de D-T presenta el problema adicional de que la mayor parte de la energía de los productos de fusión es portada por neutrones a 14 MeV, los cuales producen daños por radiación e inducen reactividad en casi todos los materiales de construcción como consecuencia del flujo de neutrones. Además, la conversión de su energía en energía eléctrica debe ser por medio de un proceso térmico, que tiene una eficiencia de no más del 30%.

Otra configuración de reactor que se ha propuesto es el reactor de haces en colisión. En un reactor de haces en colisión, un plasma de fondo es bombardeado por haces de iones. Los haces comprenden iones con una energía que es mucho mayor que la del plasma térmico. La producción de reacciones de fusión útiles en este tipo de reactor se ha revelado imposible debido a que el plasma de fondo ralentiza los haces de iones. Se han aportado diversas propuestas para reducir este problema y maximizar el número de reacciones nucleares.

Por ejemplo, la Patente norteamericana N° 4.065.351, de Jassby et al., describe un método para producir haces en colisión en contracorriente de deuterones y tritones en un sistema de confinamiento toroidal. En la Patente norteamericana N° 4.057.462, de Jassby et al., se inyecta energía electromagnética para contrarrestar los efectos del arrastre de plasma en equilibrio en masa de una de las especies de iones. El sistema de confinamiento toroidal se ha identificado como Tokamak. En la Patente norteamericana N° 4.894.199, de Rostoker, se inyectan haces de deuterio y de tritio y éstos quedan atrapados con la misma velocidad promedio en una configuración de Tokamak, espejo o invertida en campo. Existe un plasma de fondo frío y de baja densidad con el sólo propósito de atrapar los haces. Los haces reaccionan porque tienen una temperatura elevada, y la ralentización es causada principalmente por los electrones que acompañan a los iones inyectados. Los electrones son calentados por los iones, en cuyo caso la ralentización es mínima.

En ninguno de estos dispositivos, sin embargo, juega papel alguno un campo eléctrico en equilibrio. Por otra parte, no hay ningún intento de reducir, ni siquiera considerar, el transporte anómalo.

Otras patentes consideran el confinamiento electrostático de iones y, en algunos casos, el confinamiento magnético de electrones. Éstas incluyen la Patente norteamericana N° 3.258.402, de Farnsworth, y la Patente norteamericana N° 3.386.883, de Farnsworth, las cuales describen el confinamiento electrostático de iones y el confinamiento inercial de electrones. La Patente norteamericana N° 3.530.036, de Hirsch et al., y la Patente norteamericana N° 3.530.497, de Hirsch et al., son similares a la de Farnsworth; la Patente norteamericana N° 4.233.537, de Limpaecher, que describe el confinamiento electrostático de iones y el confinamiento magnético de electrones con paredes reflectantes de lóbulos de múltiples polos; y la Patente norteamericana N° 4.826.646, de Bussard, que es similar a la de Limpaecher y comprende lóbulos en punta. Ninguna de estas Patentes considera el confinamiento electrostático de electrones y el confinamiento magnético de iones. Si bien ha habido numerosos proyectos de investigación sobre el confinamiento electrostático de iones, ninguno de ellos ha tenido éxito a la hora de establecer los campos electrostáticos que se requieren cuando los iones tienen la densidad necesaria para un reactor de fusión. Por último, ninguna de las Patentes anteriormente citadas expone una topología magnética de configuración invertida en campo.

La configuración invertida en campo (FRC –“field reversed configuration”) se descubrió accidentalmente alrededor de 1960 en el Laboratorio de Investigación Naval en el curso de experimentos de autoestricción magnética theta. Una topología de FRC típica, en la que el campo magnético interno invierte su dirección, se ilustra en la Figura 8 y en la Figura 10, y se muestran órbitas de partículas en una FRC en la Figura 11 y en la Figura 14. En relación con la FRC, se han auspiciado muchos programas de investigación en los Estados Unidos y en Japón. Existe una publicación periódica exhaustiva sobre la teoría y los experimentos de investigación sobre FRC desde 1960 a 1988. Véase la divulgación de M. Tuszewski, 28 Nuclear Fusion 2033, (1988). Un libro rojo sobre el desarrollo de la RFC describe la investigación en 1996 así como recomendaciones para la investigación futura. Véase la divulgación de L. Steinhauer et al., 30 Fusion Technology 116 (1996). Hasta esta fecha, en los experimentos de FRC, la FRC se venía formando con el método de autoestricción magnética theta. Una consecuencia de este método de formación es que los iones y los electrones portan, cada uno, la mitad de la corriente, lo que tiene como resultado un campo electrostático despreciable en el plasma y la ausencia de confinamiento electrostático. Los iones y los electrones de estas FRCs eran contenidos magnéticamente. En casi todos los experimentos de FRC se ha supuesto el transporte anómalo. Véase, por ejemplo, la

divulgación de Tuszewski, inicio de la sección 1.5.2, en la página 2072. El documento WO 9710605 describe un reactor de fusión que produce potencia neta a partir de la reacción de P-B11. Se utilizan como reactivos nucleares boro ionizado y protones en un sistema de configuración invertida en campo.

SUMARIO DE LA INVENCION

Con el fin de acometer los problemas afrontados por los sistemas previos de contención de plasma, se proporciona un método de acuerdo con la reivindicación 1. Realizaciones ventajosas se proporcionan en las reivindicaciones dependientes.

Una innovación principal de la presente invención sobre todos los trabajos previos con FRCs es el confinamiento electrostático de electrones simultáneo con el confinamiento magnético de iones, lo que tiende a evitar el transporte anómalo y facilita la contención clásica tanto de los electrones como de los iones. En esta configuración, los iones pueden tener una densidad y temperatura adecuadas para que, con sus colisiones, se fundan unos con otros por la fuerza nuclear, liberando de esta forma energía de fusión.

En una realización preferida, un sistema de confinamiento de plasma comprende una cámara, un generador de campo magnético para aplicar un campo magnético en una dirección sustancialmente a lo largo de un eje principal, y una capa de plasma anular que comprende un haz de circulación de iones. Los iones de la capa de haz del plasma anular están sustancialmente contenidos dentro de la cámara magnéticamente en órbitas y los electrones están sustancialmente contenidos en un pozo de energía electrostática. En un aspecto de una realización preferida, un generador de campo magnético comprende una bobina de corriente. Preferiblemente, el sistema además comprende bobinas de espejo cerca de los extremos de la cámara que incrementa la magnitud del campo magnético aplicado en los extremos de la cámara. El sistema puede también comprender un inyector de haz para inyectar un haz de iones neutralizados dentro del campo magnético aplicado, en el que el haz representa una órbita debido a la fuerza causada por el campo magnético aplicado. En otro aspecto de las realizaciones preferidas, el sistema forma un campo magnético que tiene una topología de configuración revertida de cambio.

También se describe un método de confinamiento de plasma que comprende las etapas de confinar magnéticamente los iones en órbitas dentro de un campo magnético y confinar electrostáticamente los electrones en un pozo de energía. Un campo magnético aplicado puede ser adaptado para producir y controlar el campo electrostático. En un aspecto del método, el campo es adaptado para que la velocidad media de los electrones sea aproximadamente cero. En otro aspecto, el campo está adaptado para que la velocidad media de los electrones esté en la misma dirección que la velocidad media de los iones. En otro aspecto del método, el método forma un campo magnético de configuración invertida en campo, en el cual se confina el plasma.

En otro aspecto de las realizaciones preferidas, una capa de plasma anular está contenida dentro de un campo magnético de configuración invertida en campo. La capa de plasma comprende iones cargados positivamente, en donde sustancialmente todos los iones son no-adiabáticos, y los electrones están contenidos dentro de un pozo de energía electrostática. La capa de plasma es hecha girar y formar un campo propio magnético de suficiente magnitud como para originar la inversión de campo.

En otros aspectos de las realizaciones preferidas, el plasma puede comprender al menos dos especies diferentes de iones, uno o ambos de los cuales puede comprender combustibles avanzados.

El hecho de tener un plasma no-adiabático de iones energéticos de grandes órbitas tiende a impedir el transporte anómalo de los iones. Esto puede llevarse a cabo en una FRC debido a que el campo magnético se desvanece (es decir, es nulo) en toda una superficie en el seno del plasma. Los iones que tienen una órbita grande tienden a ser insensibles a las fluctuaciones de longitud de onda corta que causan el transporte anómalo.

El confinamiento magnético no es eficaz para los electrones porque tienen un giro-radio o radio de giro pequeño –debido a su pequeña masa– y, por tanto, son sensibles a las fluctuaciones de longitud de onda corta que provocan el transporte anómalo. En consecuencia, los electrones son efectivamente confinados en un pozo de potencial profundo creado en un campo electrostático, lo que tiende a impedir el transporte anómalo de energía por los electrones. Los electrones que escapan del confinamiento deben viajar desde la región de alta densidad próxima a la superficie de anulación hasta la superficie del plasma.

Al hacerlo así, la mayor parte de su energía se gasta en el ascenso del pozo de energía. Cuando los electrones llegan a la superficie del plasma y la abandonan junto con iones producto de la fusión, les queda poca energía para el transporte. El fuerte campo electrostático también tiende a hacer que todas las órbitas de arrastre de iones roten en el sentido diamagnético, de tal manera que quedan contenidas. El campo electrostático proporciona, adicionalmente, un mecanismo de enfriamiento de los electrones, lo que reduce sus pérdidas por radiación.

La capacidad de contención incrementada hace posible el uso de combustibles avanzados tales como D-He³, p-B¹¹, así como de reactantes neutrónicos tales como D-D y D-T. En la reacción de D-He³, los neutrones rápidos son producidos por reacciones secundarias, pero constituyen una mejora sobre la reacción de D-T. La reacción p-B¹¹, y otras similares, son preferibles porque evitan totalmente los problemas de los neutrones rápidos.

Otra ventaja de los combustibles avanzados es la conversión energética directa de la energía procedente de la reacción de fusión, debido a que los productos de fusión son partículas cargadas en movimiento, las cuales crean una corriente eléctrica. Esto constituye una mejora significativa sobre los Tokamaks, por ejemplo, cuando se utiliza un proceso de conversión térmica para convertir la energía de los neutrones rápidos en electricidad. La eficiencia o rendimiento de un proceso de conversión térmica es inferior al 30%, en tanto que el rendimiento de la conversión energética directa puede ser tan elevado como el 90%.

Otros aspectos y características de la presente invención se pondrán de manifiesto de un modo evidente al considerar la siguiente descripción, tomada en combinación con los dibujos que se acompañan.

BREVE DESCRIPCIÓN DE LOS DIBUJOS

Realizaciones preferidas se ilustran a modo de ejemplo, y no como limitación, en las figuras de los dibujos que se acompañan, en los cuales los mismos números de referencia se refieren a componentes similares.

Las Figuras 1A y 1B muestran, respectivamente, la fuerza de Lorentz que actúa sobre una carga positiva y una carga negativa.

Las Figuras 2A y 2B muestran órbitas de Larmor de partículas cargadas en un campo magnético constante.

La Figura 3 muestra el arrastre $\vec{E} \times \vec{B}$.

La Figura 4 muestra el arrastre de gradiente.

La Figura 5 representa una órbita de partícula adiabática en un Tokamak.

La Figura 6 muestra una órbita de partícula no-adiabática en un betatrón.

La Figura 7 ilustra el Reactor Experimental Termonuclear Internacional (ITER).

La Figura 8 muestra el campo magnético de una FRC.

Las Figuras 9A y 9B muestran, respectivamente, la dirección diamagnética y la dirección contra-diamagnética en una FRC.

La Figura 10 muestra el sistema de haces en colisión.

La Figura 11 muestra una órbita de betatrón.

Las Figuras 12A y 12B muestran, respectivamente, el campo magnético y la dirección del arrastre de gradiente en una FRC.

Las Figuras 13A y 13B muestran, respectivamente, el campo eléctrico y la dirección del arrastre de $\vec{E} \times \vec{B}$ en una FRC.

Las Figuras 14A, 14B y 14C muestran órbitas de arrastre de iones.

Las Figuras 15A y 15B ilustran la Fuerza de Lorentz en los extremos de una FRC.

Las Figuras 16A y 16B muestran la sintonización del campo eléctrico y del potencial eléctrico en el sistema de haces en colisión.

La Figura 17 muestra una distribución de Maxwell.

Las Figuras 18A y 18B muestran las transiciones de órbitas de betatrón y órbitas de arrastre debido a las colisiones de ión con ión en ángulos grandes.

Las Figuras 19 muestran, en A, B, C y D, órbitas de betatrón cuando se consideran colisiones de electrón con ión en ángulos pequeños.

Las Figuras 20A, 20B y 20C muestran la inversión del campo magnético en una FRC.

Las Figuras 21A, 21B, 21C y 21D muestran los efectos debidos a la sintonización del campo magnético externo B_0 en una FRC.

Las Figuras 22A, 22B, 22C y 22D muestran los resultados de interacción para un plasma de D-T.

Las Figuras 23A, 23B, 23C y 23D muestran los resultados de interacción para un plasma de D-He³.

La Figura 24 muestra los resultados de interacción para plasma de $p\text{-B}^{11}$.

La Figura 25 muestra una cámara de confinamiento a modo de ejemplo.

La Figura 26 muestra un haz de iones neutralizado al ser eléctricamente polarizado antes de entrar en una cámara de confinamiento.

5 La Figura 27 es una vista desde arriba de un haz de iones neutralizado al entrar en contacto con plasma dentro de una cámara de confinamiento.

La Figura 28 es una vista lateral esquemática de una cámara de confinamiento de acuerdo con una realización preferida de un procedimiento de arranque.

10 La Figura 29 es una vista lateral esquemática de una cámara de confinamiento de acuerdo con otra realización preferida de un procedimiento de arranque.

La Figura 30 muestra trazas de una sonda de B-punto [sonda de medición de la derivada de B con respecto al tiempo (\dot{B})] que indican la formación de una FRC.

DESCRIPCIÓN DETALLADA DE LAS REALIZACIONES PREFERIDAS

15 Un reactor de fusión ideal soluciona el problema del transporte anómalo tanto de iones como de electrones. El transporte anómalo de los iones se evita gracias al confinamiento magnético en una configuración invertida en campo (FRC –“field reversed configuration”), de tal manera que la mayoría de los iones presentan unas grandes órbitas no-adiabáticas que les hacen insensibles a las fluctuaciones de longitud de onda corta que provocan el transporte anómalo
20 de los iones adiabáticos. Para los electrones, el transporte anómalo de energía se impide mediante la sintonización del campo magnético externamente aplicado hasta desarrollar un intenso campo eléctrico, el cual los confina electroestáticamente en un profundo pozo de potencial. Por otra parte, los plasmas de combustible de fusión que pueden utilizarse con los presentes procedimiento y aparato de confinamiento no se limitan a los combustibles neutrónicos únicamente, sino que incluyen, ventajosamente, combustibles avanzados. (Para una exposición de combustibles avanzados, véase la divulgación de R. Feldbacher & M. Heindler, *Nuclear Instruments and Methods in Physical Research* (Instrumentos y métodos nucleares en la investigación física), A271 (1988) JJ-64 (North Holland Amsterdam).)

30 La solución al problema del transporte anómalo aquí encontrada hace uso de una configuración de campo magnético específica, que es la FRC. En particular, la existencia de una región en una FRC en la que el campo magnético se desvanece hace posible tener un plasma que comprende una mayoría de iones no-adiabáticos.

35 Teoría subyacente

Antes de describir el sistema y el aparato en detalle, será de ayuda revisar primeramente unos pocos conceptos clave necesarios para comprender los conceptos aquí contenidos.

Fuerza de Lorentz y órbitas de las partículas en el seno de un campo magnético

40 Una partícula con una carga eléctrica q que se desplaza con una velocidad \vec{v} en el seno de un campo magnético \vec{B} , experimenta una fuerza \vec{F}_l dada por

$$\vec{F}_l = q \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c}. \quad (1)$$

45 La fuerza \vec{F}_l se denomina fuerza de Lorentz. Ésta, así como todas las fórmulas que se utilizan en la presente exposición, se dan en el sistema gaussiano de unidades. La dirección de la fuerza de Lorentz depende del signo de la carga eléctrica q . La fuerza es perpendicular tanto a la velocidad como al campo magnético. La Figura 1A muestra la fuerza de Lorentz 30 actuando sobre una carga positiva. La velocidad de la partícula se muestra por el vector 32. El campo magnético se indica por la referencia 34. Similarmente, la Figura 1B muestra la fuerza de Lorentz 30 actuando sobre una carga negativa.

Como se ha explicado, la fuerza de Lorentz es perpendicular a la velocidad de una partícula; de esta forma, un campo magnético es incapaz de ejercer fuerza en la dirección de la
55 velocidad de la partícula. Se sigue de la segunda ley de Newton, $\vec{F} = m\vec{a}$, que un campo magnético es incapaz de acelerar una partícula en la dirección de su velocidad. Un campo magnético sólo puede curvar la órbita de una partícula, pero la magnitud de su velocidad no es afectada por un campo magnético.

60 La Figura 2A muestra la órbita de una partícula cargada positivamente en el seno de un

campo magnético constante 34. La fuerza de Lorentz 30 es, en este caso, de magnitud constante y la órbita 36 de la partícula forma un círculo. Esta órbita circular 36 se denomina órbita de Larmor. El radio de la órbita circular 36 recibe el nombre de giro-radio o radio de giro 38.

5 Por lo común, la velocidad de una partícula tiene una componente que es paralela al campo magnético y una componente que es perpendicular al campo. En tal caso, la partícula experimenta dos movimientos simultáneos: una rotación en torno a la línea del campo magnético y una traslación a lo largo de ésta. La combinación de estos dos movimientos crea una hélice que sigue la línea 40 de campo magnético. Esto se indica en la Figura 2B.

15 Una partícula que está en su órbita de Larmor efectúa un movimiento de revolución alrededor de una línea de campo magnético. El número de radianes recorridos por unidad de tiempo es la giro-frecuencia o frecuencia de giro de la partícula, la cual se denota por Ω y viene dada por

$$\Omega = \frac{qB}{mc}, \quad (2)$$

20 donde m es la masa de la partícula y c es la velocidad de la luz. El radio de giro a_L de una partícula cargada viene dado por

$$a_L = \frac{v_{\perp}}{\Omega}, \quad (3)$$

25 donde v_{\perp} es la componente de la velocidad de la partícula perpendicular al campo magnético.

Arrastre $\vec{E} \times \vec{B}$ y arrastre de gradiente

30 Los campos eléctricos afectan a las órbitas de las partículas cargadas, tal como se muestra en la Figura 3. En la Figura 3, el campo magnético 44 apunta hacia el lector. La órbita de un ión cargado positivamente como consecuencia sólo del campo magnético 44 sería un círculo 36; esto mismo es cierto para un electrón 42. Sin embargo, en presencia de un campo eléctrico 46, cuando el ión se desplaza en la dirección del campo eléctrico 46, su velocidad aumenta. Como puede apreciarse, el ión es acelerado por la fuerza $q\vec{E}$. Puede observarse además que, de acuerdo con la Ecuación 3, el radio de giro del ión se incrementará a medida que lo hace su velocidad.

35 A medida que el ión es acelerado por el campo eléctrico 46, el campo magnético 44 curva la órbita del ión. En un cierto punto, el ión invierte su dirección y comienza a desplazarse en una dirección opuesta a la del campo eléctrico 46. Cuando esto sucede, el ión es decelerado y su radio de giro, por tanto, disminuye. De esta forma, el radio de giro del ión aumenta y disminuye alternamente, lo que da lugar a un arrastre lateral de la órbita del ión 48 en la dirección 50, tal y como se muestra en la Figura 3. Este movimiento se denomina arrastre $\vec{E} \times \vec{B}$. Análogamente, las órbitas 52 de los electrones son arrastradas en la misma dirección 50.

45 Un arrastre similar puede ser provocado por el gradiente del campo magnético 44, según se ilustra en la Figura 4. En la Figura 4, el campo magnético 4 apunta hacia el lector. El gradiente del campo magnético va en la dirección 56. El aumento de la intensidad del campo magnético se ha ilustrado en la Figura por la cantidad más densa de los puntos.

50 De las Ecuaciones 2 y 3 se sigue que el radio de giro es inversamente proporcional a la intensidad del campo magnético. Cuando un ión se desplaza en la dirección de aumento del campo magnético, su radio de giro disminuirá debido a que la fuerza de Lorentz aumenta, y viceversa. El radio de giro del ión, por tanto, disminuye y aumenta en alternancia, lo que da lugar a un arrastre lateral de la órbita 58 del ión en la dirección 60. Este movimiento se denomina arrastre de gradiente. Las órbitas 62 del electrón se ven arrastradas en la dirección opuesta 64.

Partículas adiabáticas y no-adiabáticas

La mayor parte de los plasmas comprenden partículas adiabáticas. Una partícula adiabática sigue estrechamente las líneas de campo magnético y tiene un radio de giro pequeño. La Figura 5 muestra una órbita 66 de partícula de una partícula adiabática que sigue estrechamente una línea de campo magnético 68. Las líneas de campo magnético 68 representadas son las de un Tokamak.

Una partícula no-adiabática tiene un gran radio de giro. No sigue las líneas de campo magnético y es, por lo común, energética. Existen otros plasmas que comprenden partículas no-adiabáticas. La Figura 6 ilustra un plasma no-adiabático para el caso de un betatrón. Las piezas 70 de los polos generan un campo magnético 72. Como se ilustra en la Figura 6, las órbitas 74 de las partículas no siguen las líneas de campo magnético 72.

Radiación en plasmas

Una partícula cargada en movimiento irradia ondas electromagnéticas. La potencia irradiada por la partícula es proporcional al cuadrado de la carga. La carga de un ión es Ze , donde e es la carga del electrón y Z es el número atómico. En consecuencia, para cada ión existirán Z electrones libres que irradiarán. La potencia total irradiada por esos Z electrones es proporcional al cubo del número atómico (Z^3).

Partículas cargadas en una FRC

La Figura 8 muestra el campo magnético de una FRC. El sistema tiene una simetría cilíndrica con respecto al eje 78. En la FRC existen dos regiones de líneas de campo magnético: una abierta 80 y una cerrada 82. La superficie que divide las dos regiones se denomina separadora 84. La FRC forma una superficie cilíndrica de anulación o nula 86 en la que el campo magnético se desvanece. En la parte central 88 de la FRC, el campo magnético no cambia apreciablemente en la dirección axial. En los extremos 90, el campo magnético no cambia apreciablemente en la dirección axial. El campo magnético a lo largo del eje central 78 invierte su dirección en la FRC, lo que da lugar al término "Invertida" de la Configuración Invertida en Campo (FRC – "Field Reversed Configuration").

En la Figura 9A, el campo magnético fuera de la superficie de anulación 94 tiene la dirección indicada por 96. El campo magnético dentro de la superficie de anulación tiene la dirección indicada por 98. Esto se aprecia fácilmente aplicando la regla de la mano derecha. Para partículas que se desplazan en la dirección 102, denominada diamagnética, la fuerza de Lorentz siempre apunta hacia la superficie de anulación 94. Este fenómeno da lugar a un órbita de la partícula denominada órbita de betatrón, que se describirá más adelante.

La Figura 9B muestra un ión desplazándose en la dirección 104, denominada contra-diamagnética. La fuerza de Lorentz en este caso apunta siempre en alejamiento de la superficie de anulación 94. Este fenómeno da lugar a un tipo de órbita denominada órbita de arrastre, que se describirá más adelante. La dirección diamagnética para los iones es la contra-diamagnética para los electrones, y viceversa.

La Figura 10 muestra un anillo o capa anular de plasma 106 que rota en la dirección diamagnética 102 de los iones. El anillo 106 está situado en torno a la superficie de anulación 86. El campo magnético 108 creado por la capa de plasma anular 106, en combinación con un campo magnético externamente aplicado 110, forma un campo magnético que tiene la topología de una FRC (la topología se muestra en la Figura 8).

El haz de iones que forma la capa de plasma 106 tiene una cierta temperatura; por lo tanto, las velocidades de los iones forman una distribución de Maxwell en un marco o sistema de referencia que rota a la velocidad angular promedio del haz de iones. Las colisiones entre iones a diferentes velocidades conducen a reacciones de fusión. Por esta razón, la capa 106 de haces de plasma se denomina sistema de haces en colisión.

La Figura 11 muestra el tipo principal de órbitas de los iones en un sistema de haces en colisión, el cual se denomina órbita de betatrón 112. Una órbita de betatrón 112 puede ser expresada como una onda senoidal centrada en el círculo de anulación 114. Como se ha explicado anteriormente, el campo magnético en el círculo de anulación 114 se desvanece. El plano de la órbita 112 es perpendicular al eje 78 de la FRC. Los iones situados en esta órbita 112 se desplazan en su dirección diamagnética 102 desde un punto de partida 116. Un ión en una órbita de betatrón presenta dos movimientos: una oscilación en la dirección radial (perpendicular al círculo de anulación 114), y una traslación a lo largo del círculo de anulación 114.

La Figura 12A es un gráfico del campo magnético 118 en una FRC. El campo magnético 118 se obtiene utilizando un modelo de equilibrio unidimensional que se explicará más adelante en combinación con la teoría de la invención. El eje horizontal del gráfico representa la distancia en centímetros desde el eje 78 de la FRC. El campo magnético se da en kilogauss. Como ilustra el gráfico, el campo magnético 118 se desvanece en el radio 120 del círculo de anulación.

Tal como se muestra en la Figura 12B, una partícula que se mueve cerca del círculo verá un gradiente 126 del campo magnético que apunta en alejamiento de la superficie de anulación 86. El campo magnético fuera del círculo de anulación se indica por la referencia 122, en tanto que el campo magnético dentro de la superficie de anulación se ha designado por la referencia 124. La dirección del arrastre de gradiente viene dada por el producto vectorial $\vec{B} \times \nabla B$, donde ∇B es el gradiente del campo magnético; así pues, puede apreciarse aplicando la regla de la mano derecha que la dirección del arrastre de gradiente coincide con la dirección contra-diamagnética, ya se encuentre el ión fuera o dentro del círculo de anulación 128.

La Figura 13A es un gráfico del campo eléctrico 130 en una FRC. El campo 130 se obtiene utilizando un modelo de equilibrio unidimensional que se explicará más adelante en combinación con la teoría de la invención. El eje horizontal del gráfico representa la distancia en centímetros desde la FRC 78. El campo eléctrico se da en voltios / cm. Como ilustra el gráfico, el campo eléctrico 130 se desvanece cerca del radio 120 del círculo de anulación.

Como se muestra en la Figura 13B, el campo eléctrico para los iones es contrario al confinamiento; apunta en alejamiento de la superficie de anulación 132, 134. El campo magnético, como antes, se da en las direcciones 122, 124. Puede apreciarse aplicando la regla de la mano derecha que la dirección del arrastre $\vec{E} \times \vec{B}$ coincide con la dirección diamagnética, ya esté el ión fuera de la superficie de anulación 136, ya se encuentre dentro de ésta.

Las Figuras 14A y 14B muestran otro tipo de órbita común en una FRC, denominada órbita de arrastre 138. Las órbitas de arrastre pueden encontrarse fuera de la superficie de anulación, tal como se muestra en la Figura 14A, o dentro de ésta, como se muestra en la Figura 14B.

Las órbitas de arrastre 138 rotan en la dirección diamagnética si predomina el arrastre $\vec{E} \times \vec{B}$ o en la dirección contra-diamagnética si predomina el gradiente de arrastre. Las orbitas de arrastre 138 que se muestran en las Figuras 14A y 14B rotan en la dirección diamagnética 102 desde el punto de partida 116.

Puede considerarse una órbita de arrastre, según se muestra en la Figura 14C, como un pequeño círculo que rueda sobre un círculo relativamente más grande. El círculo pequeño 142 rota alrededor de su eje en el sentido 144. También rueda sobre el círculo grande 146 en la dirección 102. El punto 140 trazará en el espacio un recorrido similar al indicado por la referencia 138.

Las Figuras 15A y 15B muestran la dirección de la fuerza de Lorentz en los extremos de una FRC. En la Figura 15A se ha mostrado un ión que se desplaza en la dirección diamagnética 102 con una velocidad 148, en el seno de un campo magnético 150. Puede apreciarse aplicando la regla de la mano derecha que la fuerza de Lorentz 152 tiende a empujar el ión de vuelta a la región de líneas de campo apretadas. En este caso, por lo tanto, la fuerza de Lorentz 152 es de confinamiento para los iones. En la Figura 15B se ha mostrado un ión que se desplaza en la dirección contra-diamagnética con una velocidad 148, en el seno de un campo magnético 150. Puede apreciarse aplicando la regla de la mano derecha que la fuerza de Lorentz 152 tiende a empujar el ión al interior de la región de líneas de campo separadas. En este caso, por lo tanto, la fuerza de Lorentz 152 es contraria al confinamiento de los iones.

Confinamiento magnético y electrostático en una FRC

Puede formarse una capa de plasma 106 (véase la Figura 10) en una FRC inyectando haces de iones energéticos en torno a la superficie de anulación 86 según la dirección diamagnética 102 de los iones. (Más adelante sigue una exposición detallada de diferentes métodos para formar la FRC y el anillo de plasma.) En la capa de plasma en circulación 106, la mayor parte de los iones presentan órbitas de betatrón 112 (véase la Figura 11), son energéticos y son no-adiabáticos; así pues, son insensibles a las fluctuaciones de longitud de onda corta que causan el transporte anómalo.

Al estudiar una capa de plasma 106 en condiciones de equilibrio según se ha descrito anteriormente, se descubrió que la conservación de la cantidad de movimiento impone una relación entre la velocidad angular de los iones, ω_i , y la velocidad angular de los electrones, ω_e . (La deducción de la esta relación viene se da más adelante, en combinación con la teoría de la invención.) La relación es

$$\omega_e = \omega_i \left[1 - \frac{\omega_i}{\Omega_0} \right], \text{ donde } \Omega_0 = \frac{ZeB_0}{m_i c}. \quad (4)$$

En la Ecuación 4, 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. Existen tres parámetros libres en esta relación: el campo magnético aplicado B_0 , la velocidad angular del electrón ω_e , y la velocidad angular del ión ω_i . Si se conocen dos de ellos, el tercero puede determinarse a partir de la Ecuación 4.

Debido a que la capa de plasma 106 se ha formado inyectando haces de iones en la FRC, la velocidad angular de los iones, ω_i , viene determinada por la energía cinética de inyección del haz W_i , la cual viene dada por

$$W_i = \frac{1}{2} m_i V_i^2 = \frac{1}{2} m_i (\omega_i r_0)^2.$$

Aquí, $V_i = \omega_i r_0$, donde V_i es la velocidad de inyección de los iones, ω_i es la frecuencia de ciclotrón de los iones, y r_0 es el radio de la superficie de anulación 86. La energía cinética de los electrones del haz se ha ignorado porque la masa del electrón, m_e , es mucho menor que la masa del ión, m_i .

Para una velocidad de inyección del haz fija (ω_i fija), el campo magnético aplicado B_0 puede ser ajustado o sintonizado de tal manera que puedan obtenerse diferentes valores de ω_e . Como se demostrará, la sintonización del campo magnético externo B_0 también da lugar a diferentes valores del campo electrostático en el seno de la capa de plasma. Esta característica de la invención se ilustra en las Figuras 16A y 16B. La Figura 16A muestra tres representaciones gráficas del campo eléctrico (en voltios / cm) que se obtiene 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 .

Representación gráfica	Campo magnético aplicado (B_0)	Velocidad angular del electrón (ω_e)
154	$B_0 = 2,77 \text{ kG}$	$\omega_e = 0$
156	$B_0 = 5,15 \text{ kG}$	$\omega_e = 0,625 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$
158	$B_0 = 15,5 \text{ kG}$	$\omega_e = 1,11 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$

Los valores de ω_e de la tabla anterior se determinaron de acuerdo con la Ecuación 4. Puede apreciarse que $\omega_e > 0$ significa que $\Omega_0 > \omega_i$ en la Ecuación 4, de tal manera que los electrones rotan en su dirección contra-diamagnética. La Figura 16B muestra el potencial eléctrico (en voltios) para el mismo conjunto de valores de B_0 y ω_e . El eje horizontal, en las Figuras 16A y 16B, representa la distancia desde el eje 78 de FRC, mostrada en el gráfico en centímetros. Las expresiones analíticas del campo eléctrico y del potencial eléctrico se dan más adelante en combinación con la teoría de la invención. Estas expresiones dependen fuertemente de ω_e .

Los resultados anteriores pueden explicarse sobre fundamentos físicos sencillos. Cuando los iones rotan en la dirección diamagnética, los iones son confinados magnéticamente por la fuerza de Lorentz. Esto se mostró en la Figura 9A. Para los electrones, al rotar en la misma dirección que los iones, la fuerza de Lorentz se produce en la dirección opuesta, de tal manera que los electrones no serán confinados. Los electrones abandonan el plasma y, como resultado de ello, se crea un exceso de carga positiva. Esto establece un campo eléctrico que impide que otros electrones abandonen el plasma. La dirección y la magnitud de este campo

eléctrico, en el equilibrio, viene determinada por la conservación de la cantidad de movimiento. Los detalles matemáticos relevantes se dan más adelante en combinación con la teoría de la invención.

5 El campo electrostático juega un papel esencial en el transporte tanto de los electrones como de los iones. De acuerdo con ello, un aspecto importante de esta invención es que se crea un intenso campo electrostático en el seno de la capa de plasma 106, y la magnitud de este campo electrostático se controla por el valor del campo magnético aplicado B_0 , que puede ser ajustado fácilmente.

10 Como ya se ha explicado, el campo electrostático es de confinamiento para los electrones si $\omega_e > 0$. Como se muestra en la Figura 16B, la profundidad del pozo puede ser aumentada sintonizando el campo magnético aplicado B_0 . Excepto para una zona muy estrecha próxima al círculo de anulación, los electrones siempre tienen un radio de giro pequeño. En
15 consecuencia, los electrones responden a las fluctuaciones de longitud de onda corta con una tasa o velocidad de difusión anormalmente rápida. Esta difusión, de hecho, ayuda a mantener el pozo de potencial una vez que se produce la reacción de fusión. Los iones producto de la fusión, al ser de energía mucho más alta, abandonan el plasma. Para mantener la carga casi neutra, los productos de fusión deben arrastrar con ellos los electrones fuera del plasma, tomando los electrones principalmente de la superficie de la capa de plasma. La densidad de
20 electrones en la superficie del plasma es muy baja, y los electrones que abandonan el plasma con los productos de fusión han de ser reemplazados; en caso contrario, el pozo de potencial desaparecería.

25 La Figura 17 muestra una distribución maxwelliana 162 de electrones. Únicamente los electrones muy energéticos de la cola 160 de la distribución maxwelliana pueden alcanzar la superficie del plasma y abandonarla con iones de fusión. La cola 160 de la distribución 162 se crea, por tanto, de forma continua por colisiones de electrón con electrón en la zona de alta densidad cercana a la superficie de anulación. Los electrones energéticos siguen
30 teniendo un giro-radio o radio de giro pequeño, de tal modo que la difusión anómala les permite llegar a la superficie lo suficientemente rápido como para acomodarse a los iones producto de fusión que parten. Los electrones energéticos pierden su energía al ascender por el pozo de potencial y salen con una energía muy baja. Aunque los electrones pueden atravesar el campo magnético rápidamente, debido al transporte anómalo, las pérdidas de
35 energía anómalas tienden a evitarse porque se transporta poca energía.

Otra consecuencia del pozo de potencial es un intenso mecanismo de enfriamiento para los electrones que es similar al enfriamiento por evaporación. Por ejemplo, para que se evapore
40 agua, es necesario suministrarle el calor latente de vaporización. Este calor es suministrado por el agua líquida restante y por el medio circundante, que entonces se atemperará rápidamente a una temperatura más baja, más deprisa de lo que el procedimiento de transporte de calor puede reemplazar la energía. De forma similar, para los electrones, la profundidad del pozo de potencial es equivalente al calor latente de vaporización del agua. Los electrones suministran la energía necesaria para remontar el pozo de potencial por el
45 proceso de atemperación que reaporta la energía de la cola maxwelliana, de tal manera que los electrones pueden escapar. El proceso de atemperación tiene entonces como resultado una temperatura más baja de los electrones, ya que es mucho más rápido que cualquier proceso de calentamiento. Debido a la diferencia de masa entre electrones y protones, el tiempo de transferencia de la energía desde los protones es aproximadamente 1.800 veces
50 menor que el tiempo de atemperación de los electrones. Este mecanismo de enfriamiento también reduce las pérdidas por radiación de los electrones. Esto es particularmente importante para combustibles avanzados en los que las pérdidas por radiación se ven favorecidas por iones de combustible con un número atómico $Z > 1$.

55 El campo electrostático también afecta al transporte. La mayoría de las órbitas de las partículas en la capa de plasma 105 son órbitas de betatrón 112. Las colisiones con ángulos grandes, esto es, las colisiones con ángulos de dispersión comprendidos entre 90° y 180° , pueden cambiar una órbita de betatrón convirtiéndola en una órbita de arrastre. Como se ha descrito anteriormente, la dirección de rotación de la órbita de arrastre viene determinada por
60 una composición entre el arrastre $\vec{E} \times \vec{B}$ y el arrastre de gradiente. En el caso de que predomine el arrastre $\vec{E} \times \vec{B}$, la órbita de arrastre rota en la dirección diamagnética. Si predomina el arrastre de gradiente, la órbita de arrastre rota en la dirección contra-diamagnética. Esto se muestra en las Figuras 18A y 18B. La Figura 18A muestra una transición de una órbita de betatrón a una órbita de arrastre como consecuencia de una
65 colisión de 180° que se produce en el punto 172. La órbita de arrastre continúa rotando en la

dirección diamagnética debido a que predomina el arrastre $\vec{E} \times \vec{B}$. La Figura 18B muestra otra colisión de 180°, pero en este caso el campo electrostático es débil y predomina el gradiente de arrastre. La órbita de arrastre rota, por tanto, en la dirección contra-diamagnética.

5 La dirección de rotación de la órbita de arrastre determina si ésta es confinada o no. Una partícula que desplaza en una órbita de arrastre tendrá también una velocidad paralela al eje de FRC. El tiempo que lleva a la partícula ir desde uno de los extremos de la FRC al otro como resultado de su movimiento paralelo, se denomina tiempo de transición; de esta forma, las órbitas de arrastre llegan a uno de los extremos de la FRC en un instante u otro del tiempo de tránsito. Como se muestra en relación con la Figura 15A, la fuerza de Lorentz en los extremos es sólo de confinamiento para las órbitas de arrastre que rotan en la dirección diamagnética. Transcurrido un tiempo de transición, por lo tanto, los iones de las órbitas de arrastre que rotan en la dirección contra-diamagnética se pierden.

15 Este fenómeno da cuenta de un mecanismo de pérdida para los iones que cabe esperar que haya existido en todos los experimentos de FRC. De hecho, en estos experimentos, los iones portaban la mitad de la de la corriente y los electrones portaban la otra mitad. En estas condiciones, el campo eléctrico en el seno del plasma era despreciable y el arrastre de gradiente siempre dominada sobre el arrastre $\vec{E} \times \vec{B}$. En consecuencia, todas las órbitas de arrastre producidas por colisiones con ángulos grandes se perdían tras un tiempo de tránsito. Estos experimentos arrojaron tasas o velocidades de difusión de iones que eran más rápidas que las predichas por las estimaciones de difusión clásicas.

25 En el caso de que esté presente un intenso campo electrostático, el arrastre $\vec{E} \times \vec{B}$ predomina sobre el arrastre de gradiente, y las órbitas de arrastre rotan en la dirección diamagnética. Esto se ha mostrado anteriormente en relación con la Figura 18A. Cuando estas órbitas llegan a los extremos de la FRC, son reflejadas de vuelta a la región de líneas de campo apretadas por efecto de la fuerza de Lorentz; de esta forma, permanecen confinadas dentro del sistema.

30 Los campos electrostáticos del sistema de haces en colisión pueden ser lo bastante fuertes como para que el arrastre $\vec{E} \times \vec{B}$ predomine sobre el arrastre de gradiente. De esta forma, el campo electrostático del sistema impedirá el transporte iónico al eliminar este mecanismo de pérdida de iones, lo que es similar a un cono de pérdidas en un dispositivo especular.

35 Puede apreciarse otro aspecto de la difusión de iones al considerar el efecto de las colisiones de electrón-ión con un ángulo pequeño en órbitas de betatrón. La Figura 19A muestra una órbita de betatrón 112; la Figura 19B muestra la misma órbita 112 cuando se consideran, según se indica por la referencia 174, colisiones de electrón-ión con ángulo pequeño; la Figura 19C muestra la órbita de la Figura 19B, seguida durante un tiempo que es más largo en un factor de diez, según se indica por la referencia 176; y la Figura 19D muestra la órbita de la Figura 19B, seguida durante un tiempo que es más largo en un factor de veinte, según se indica por la referencia 178. Puede observarse que la topología de las órbitas de betatrón no cambia como consecuencia de las colisiones de electrón-ión con ángulo pequeño; sin embargo, la amplitud de sus oscilaciones radiales crece con el tiempo. De hecho, las órbitas que se muestran en las Figuras 19A a 19D se hacen más gruesas con el tiempo, lo que indica difusión clásica.

Teoría de la Invención

50 Con el propósito de establecer un modelo de la invención, se emplea un modelo de equilibrio unidimensional para el sistema de haces en colisión, tal como se muestra en la Figura 10. Los resultados anteriormente descritos se extrajeron de este modelo. Este modelo muestra cómo obtener expresiones de equilibrio para las densidades de partículas, el campo magnético, el campo eléctrico y el potencial eléctrico. El modelo de equilibrio que aquí se presenta es válido para un combustible de plasma con un único tipo de iones (por ejemplo, una reacción D-D) o con múltiples tipos de iones (por ejemplo, D-T, D-He³ p-B¹¹).

Ecuaciones de Vlasov-Maxwell

60 Las soluciones de equilibrio para la densidad de partículas y el campo electromagnético en una FRC se obtienen resolviendo de forma auto-consistente las ecuaciones de Vlasov-Maxwell:

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) f_j + \frac{e_j}{m_j} \left[\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right] \cdot \nabla_v f_j = 0 \quad (5)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \sum_j e_j \int \vec{v} f_j d\vec{v} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi \sum_j e_j \int f_j d\vec{v} \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (9)$$

donde $j = e, i$ e $i = 1, 2, \dots$ para los electrones y cada una de las especies de iones. En el equilibrio, todas las cantidades físicas son independientes del tiempo (es decir, $\partial/\partial t = 0$). Para resolver las ecuaciones de Vlasov-Maxwell, se hacen las siguientes suposiciones y aproximaciones:

(a) Todas las propiedades en el equilibrio son independientes de la posición axial z (es decir, $\partial/\partial z = 0$). Esto corresponde a considerar el plasma con una extensión infinita en la dirección axial; de esta forma, el modelo es válido únicamente para la parte central de una FRC.

(b) El sistema tiene simetría cilíndrica. En consecuencia, todas las propiedades en el equilibrio no dependen de θ (esto es, $\partial/\partial \theta = 0$).

(c) La ley de Gauss, Ecuación 8, se reemplaza por la condición de cuasi-neutralidad: $\sum_j n_j \theta_j = 0$.

Suponiendo una extensión axial infinita de la FRC y simetría cilíndrica, todas las propiedades en el equilibrio dependerán sólo de la coordenada radial r . Por esta razón, el modelo de equilibrio que se expone aquí se denomina unidimensional. Con estas suposiciones y aproximaciones, las ecuaciones de Vlasov-Maxwell se reducen a:

$$(\vec{v} \cdot \nabla) f_j + \frac{e_j}{m_j} \vec{E} \cdot \nabla_v f_j + \frac{e_j}{m_j c} [\vec{v} \times \vec{B}] \cdot \nabla_v f_j = 0 \quad (10)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \sum_j e_j \int \vec{v} f_j d\vec{v} \quad (11)$$

$$\sum_\alpha n_\alpha e_\alpha = 0. \quad (12)$$

Distribuciones de rotor rígido

Para resolver las Ecuaciones 10 a 12, deben escogerse funciones de distribución que describan adecuadamente los haces en rotación de electrones e iones en una FRC. Una elección razonable para este propósito son las denominadas distribuciones de rotor rígido, que consisten en distribuciones maxwellianas en un marco o sistema de referencia que rota uniformemente. Las distribuciones de rotor rígido son funciones de las constantes de movimiento:

$$f_j(r, \vec{v}) = \left(\frac{m_j}{2\pi T_j} \right)^{\frac{3}{2}} n_j(0) \exp \left[-\frac{\varepsilon_j - \omega_j P_j}{T_j} \right], \quad (13)$$

donde m_j es la masa de la partícula, \vec{v} es su velocidad, T_j es la temperatura, $n_j(0)$ es la densidad para $r = 0$, y ω_j es una constante. Las constantes del movimiento son

$$\varepsilon_j = \frac{m_j}{2} v^2 + e_j \Phi$$

(para la energía) y

$$P_j = m_j (xv_y - yv_x) + \frac{e_j}{c} \Psi$$

(para el momento angular canónico),

donde Φ es el potencial electrostático y Ψ es la función de flujo. Los campos electromagnéticos son

$$E_r = -\frac{\partial \Phi}{\partial r}$$

(campo eléctrico) y

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r}$$

(campo magnético).

Sustituyendo las expresiones para la energía y el momento angular canónico en la Ecuación 13 se tiene

$$f_j(r, \vec{v}) = \left(\frac{m_j}{2\pi T_j} \right)^{\frac{3}{2}} n_j(r) \exp \left\{ -\frac{m_j}{2T_j} |\vec{v} - \vec{\omega}_j \times \vec{r}|^2 \right\}, \quad (14)$$

donde

$$|\vec{v} - \vec{\omega}_j \times \vec{r}|^2 = (v_x + y\omega_j)^2 + (v_y - x\omega_j)^2 + v_z^2$$

y

$$n_j(r) = n_j(0) \exp \left\{ -\frac{1}{T_j} \left[e_j \left(\Phi - \frac{\omega_j}{c} \Psi \right) - \frac{m_j}{2} \omega_j^2 r^2 \right] \right\}. \quad (15)$$

El hecho de que la velocidad principal en la Ecuación 14 es un vector que rota uniformemente da lugar al nombre de rotor rígido. Un experto de la técnica puede apreciar que la elección de distribuciones de rotor rígido para describir los electrones y los iones en una FRC se justifica porque las únicas soluciones que satisfacen la ecuación de Vlasov (Ecuación 10) son distribuciones de rotor rígido (por ejemplo, la Ecuación 14). Se da a continuación una prueba de esta afirmación:

Demostración

Se requiere que la solución de la ecuación de Vlasov (Ecuación 10) se dé con la forma de un maxwelliano arrastrado:

5

$$f_j(\vec{r}, \vec{v}) = \left(\frac{m_j}{2\pi T_j(r)} \right)^{\frac{3}{2}} n_j(r) \exp \left[-\frac{m_j}{2T_j(r)} (\vec{v} - \vec{u}_j(r))^2 \right], \quad (16)$$

es decir, un maxwelliano con una densidad de partículas $n_j(r)$, una temperatura $T_j(r)$ y una velocidad media $u_j(r)$ que son funciones arbitrarias de la posición. Sustituyendo la Ecuación 16 en la ecuación de Vlasov (Ecuación 10), se demuestra que (a) las temperaturas $T_j(r)$ deben ser constantes; (b) las velocidades medias $\vec{u}_j(r)$ han de ser vectores que rotan uniformemente; y (c) las densidades de partículas $n_j(r)$ deben ser de la forma de la Ecuación 15. Sustituyendo la Ecuación 16 en la Ecuación 10, se obtiene una ecuación polinómica de tercer orden en v :

15

$$\begin{aligned} \vec{v} \cdot \nabla (\ln n_j) + \frac{m_j (\vec{v} - \vec{u}_j)}{T_j} \cdot (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{u}_j + \frac{m_j (\vec{v} - \vec{u}_j)^2}{2T_j^2} (\vec{v} \cdot \nabla) T_j \dots \\ \dots + \frac{e_j}{T_j} \vec{E} \cdot (\vec{v} - \vec{u}_j) - \frac{e_j}{T_j c} [\vec{v} \times \vec{B}] \cdot (\vec{v} - \vec{u}_j) = 0. \end{aligned}$$

20 Agrupando los términos del mismo orden en \vec{v} se obtiene

$$\frac{m_j}{2T_j^2} |\vec{v}|^2 (\vec{v} \cdot \nabla T_j) \dots$$

$$\dots + \frac{m_j}{T_j} (\vec{v} \cdot \nabla \vec{u}_j \cdot \vec{v}) - \frac{m_j}{T_j^2} (\vec{v} \cdot \vec{u}_j) (\vec{v} \cdot \nabla T_j) \dots$$

25

$$\dots + \vec{v} \cdot \nabla (\ln n_j) + \frac{m_j}{2T_j^2} |\vec{u}_j|^2 (\vec{v} \cdot \nabla T_j) - \frac{m_j}{T_j} (\vec{v} \cdot \nabla \vec{u}_j \cdot \vec{u}_j) - \frac{e_j}{T_j} \vec{v} \cdot \vec{E} + \frac{e_j}{cT_j} (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{u}_j \dots$$

$$\dots + \frac{e_j}{T_j} \vec{E} \cdot \vec{u}_j = 0$$

30 Para que esta ecuación polinómica se cumpla para todo \vec{v} , el coeficiente de cada potencia de \vec{v} debe anularse.

La ecuación de tercer orden da como resultado $T_j(r) = \text{constante}$.

35 De la ecuación de segundo orden se obtiene

$$\begin{aligned} \vec{v} \cdot \nabla \vec{u}_j \cdot \vec{v} &= (v_x v_y v_z) \begin{pmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{\partial u_y}{\partial x} & \frac{\partial u_z}{\partial x} \\ \frac{\partial u_x}{\partial y} & \frac{\partial u_y}{\partial y} & \frac{\partial u_z}{\partial y} \\ \frac{\partial u_x}{\partial z} & \frac{\partial u_y}{\partial z} & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \\ &= v_x^2 \frac{\partial u_x}{\partial x} + v_y^2 \frac{\partial u_y}{\partial y} + v_z^2 \frac{\partial u_z}{\partial z} + v_x v_y \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) \dots \\ &\dots + v_x v_z \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) + v_y v_z \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) = 0. \end{aligned}$$

Para que esto se cumpla para todo \vec{v}_i , debe satisfacerse

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} = \frac{\partial u_y}{\partial y} = \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad \text{y} \quad \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) = \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) = \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) = 0,$$

que se resuelve generalmente por

$$\vec{u}_j(\vec{r}) = (\vec{\omega}_j \times \vec{r}) + \vec{u}_{0j} \tag{17}$$

En coordenadas cilíndricas, tómesese $\vec{u}_{0j} = 0$ y $\vec{\omega}_{jz}$, lo que corresponde a una inyección perpendicular a un campo magnético en la dirección \hat{z} . Entonces, $\vec{u}_j(\vec{r}) = \omega_j r \hat{\theta}$.

La ecuación de orden cero indica que el campo eléctrico debe encontrarse en la dirección radial, es decir, $\vec{E} = \vec{E}_r \hat{r}$.

La ecuación de primer orden viene dada ahora por

$$\vec{v} \cdot \nabla (\ln n_j) - \frac{m_j}{T_j} (\vec{v} \cdot \nabla \vec{u}_j \cdot \vec{u}_j) - \frac{e_j}{T_j} \vec{v} \cdot \vec{E} + \frac{e_j}{c T_j} (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{u}_j = 0. \tag{18}$$

El segundo término de la Ecuación 18 puede describirse con

$$\nabla \vec{u}_j \cdot \vec{u}_j = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_r}{\partial r} & \frac{\partial u_\theta}{\partial r} & \frac{\partial u_z}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} & \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} & \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} \\ \frac{\partial u_r}{\partial z} & \frac{\partial u_\theta}{\partial z} & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_r \\ u_\theta \\ u_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \omega_j & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \omega_j r \\ 0 \end{pmatrix} = \omega_j^2 r \hat{r}. \tag{19}$$

El cuarto término de la Ecuación 18 puede describirse con

$$(\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{u}_j = \vec{v} \cdot (\vec{B} \times \vec{u}_j) = \vec{v} \cdot ((\nabla \times \vec{A}) \times \vec{u}_j) = \vec{v} \cdot \left[\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) \hat{z} \right) \times (-\omega_j r \hat{\theta}) \right]$$

$$= \vec{v} \cdot \omega_j \frac{\partial}{\partial r} (rA_\theta) \hat{r} \quad (20)$$

5 Utilizando las Ecuaciones 19 y 20, la Ecuación 18 de primer orden se convierte en

$$\frac{\partial}{\partial r} (\ln n_j) - \frac{m_j}{T_j} \omega_j^2 r - \frac{e_j}{T_j} E_r - \frac{e_j \omega_j}{c T_j} \frac{\partial}{\partial r} (rA_\theta(r)) = 0.$$

La solución de esta ecuación es

10

$$n_j(r) = n_j(0) \exp \left[\frac{m_j \omega_j^2 r^2}{2T_j} - \frac{e_j \Phi(r)}{T_j} - \frac{e_j \omega_j r A_\theta(r)}{c T_j} \right], \quad (21)$$

donde $E_r = -d\Phi/dr$ y $n_j(0)$ viene dada por

15

$$n_j(0) = n_{j0} \exp \left[-\frac{m_j \omega_j^2 r_0^2}{2T_j} + \frac{e_j \Phi(r_0)}{T_j} + \frac{e_j \omega_j r_0 A_\theta(r_0)}{c T_j} \right]. \quad (22)$$

Aquí, n_{j0} es la densidad de pico en r_0 .

Solución de las ecuaciones de Vlasov-Maxwell

20

Ahora que se ha demostrado que es apropiado describir los iones y los electrones por distribuciones de rotor rígido, la ecuación de Vlasov (Ecuación 10) se reemplaza por sus cantidades de movimiento de primer orden, es decir,

$$-n_j m_j r \omega_j^2 = n_j e_j \left[E_r + \frac{r \omega_j}{c} B_z \right] - T_j \frac{dn_j}{dr}, \quad (23)$$

25

que son ecuaciones de conservación de la cantidad de movimiento. El sistema de ecuaciones para obtener las soluciones de equilibrio se reduce a:

$$-n_j m_j r \omega_j^2 = n_j e_j \left[E_r + \frac{r \omega_j}{c} B_z \right] - T_j \frac{dn_j}{dr} \quad j = e, i = 1, 2, \dots \quad (24)$$

30

$$-\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} = -\frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{4\pi}{c} j_0 = \frac{4\pi}{c} r \sum_j n_j e_j \omega_j \quad (25)$$

$$\sum_j n_j e_j \cong 0. \quad (26)$$

Solución para el plasma con un solo tipo de ión

Considerérese en primer lugar el caso de un único tipo de ión completamente desnudo o despojado de electrones. Las cargas eléctricas vienen dadas por $e_j = -e, Ze$. Resolviendo la Ecuación 24 para E_r con la ecuación de los electrones, se tiene

40

$$E_r = \frac{m}{e} r \omega_e^2 - \frac{r \omega_e}{c} B_z - \frac{T_e}{en_e} \frac{dn_e}{dr}, \quad (27)$$

y eliminando E_r de la ecuación, se tiene

$$\frac{1}{r} \frac{d \log n_i}{dr} = \frac{Z_i e (\omega_i - \omega_e)}{c T_i} B_z - \frac{Z_i T_e}{T_i} \frac{1}{r} \frac{d \log n_e}{dr} + \frac{m_i \omega_i^2}{T_i} + \frac{m Z_i \omega_e^2}{T_i}. \quad (28)$$

Diferenciando la Ecuación 28 con respecto a r y sustituyendo dB_z/dr por la Ecuación 25, se tiene

5

$$-\frac{dB_z}{dr} = \frac{4\pi}{c} n_e e r (\omega_i - \omega_e) \text{ y } Z_i n_i = n_e,$$

con $T_e = T_i = \text{constante}$, y ω_i, ω_e constantes, obteniéndose

10

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{1}{r} \frac{d \log n_i}{dr} = -\frac{4\pi n_e Z_i e^2 (\omega_i - \omega_e)}{T_i c^2} - \frac{Z_i T_e}{T_i} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{1}{r} \frac{d \log n_e}{dr}. \quad (29)$$

Se introduce la nueva variable ξ :

$$\xi = \frac{r^2}{2r_0^2} \Rightarrow \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} = \frac{1}{r_0^4} \frac{d^2}{d^2 \xi}. \quad (30)$$

15

La Ecuación 29 puede expresarse en términos de la nueva variable ξ :

$$\frac{d^2 \log n_i}{d^2 \xi} = -\frac{4\pi n_e Z_i e^2 r_0^4 (\omega_i - \omega_e)^2}{T_i c^2} - \frac{Z_i T_e}{T_i} \frac{d^2 \log n_e}{d^2 \xi}. \quad (31)$$

20

Utilizando la condición de cuasi-neutralidad,

$$n_e = Z_i n_i \Rightarrow \frac{d^2 \log n_e}{d^2 \xi} = \frac{d^2 \log n_i}{d^2 \xi},$$

25

se tiene

$$\frac{d^2 \log n_i}{d^2 \xi} = -\frac{r_0^4}{(T_i + Z_i T_e) c^2} n_i = -\frac{r_0^4}{\left(T_e + \frac{T_i}{Z_i}\right) c^2} \frac{n_i}{n_{i0}} = -8 \left(\frac{r_0}{\Delta r}\right)^2 \frac{n_i}{n_{i0}}. \quad (32)$$

Aquí, se define

$$r_0 \Delta r \equiv 2\sqrt{2} \left\{ \frac{T_e + \frac{T_i}{Z_i}}{4\pi n_{e0} e^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \frac{c}{\omega_i - \omega_e}, \quad (33)$$

30

donde el significado de Δr se hará evidente pronto. Si $N_i = n_i/n_{i0}$, donde n_{i0} es la densidad de pico en $r = r_0$, la Ecuación 32 se convierte en

35

$$\frac{d^2 \log N_i}{d^2 \xi} = -8 \left(\frac{r_0}{\Delta r}\right)^2 N_i. \quad (34)$$

Utilizando otra nueva variable,

$$\chi = 2 \frac{r_0}{\Delta r} \xi, \text{ se tiene } \frac{d^2 N_i}{d^2 \chi} = -2 N_i,$$

5 cuya solución es

$$N_i = \frac{1}{\cosh^2(\chi - \chi_0)},$$

10 donde $\chi_0 = \lambda(r_0)$ como consecuencia del requisito de que $N_i(r_0) = 1$.

Por último, la densidad de los iones viene dada por

$$n_i = \frac{n_{i0}}{\cosh^2 2 \left(\frac{r_0}{\Delta r} \right) \left(\xi - \frac{1}{2} \right)} = \frac{n_{i0}}{\cosh^2 \left(\frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} \right)}. \quad (35)$$

15 El significado de r_0 es que es la posición de la densidad de pico. Nótese que $n_i(0) = n_i(\sqrt{2}r_0)$. Con la densidad de iones conocida, es posible calcular B_z utilizando la Ecuación 11, y puede calcularse E_r utilizando la Ecuación 27.

20 Los potenciales eléctrico y magnético son

$$\Phi = - \int_{r'=0}^{r'=r} E_r(r') dr'$$

y

$$25 \quad A_\theta = \frac{1}{r} \int_{r'=0}^{r'=r} r' B_z(r') dr' \quad \Psi = r A_\theta \quad (\text{función de flujo}) \quad (36)$$

Tomando $r = \sqrt{2}r_0$ como el radio en la pared (una elección que se hará evidente cuando se obtenga la expresión para el potencial eléctrico $\Phi(r)$, demostrando que en $r = \sqrt{2}r_0$ el potencial es cero, esto es, una pared conductora puesta a tierra), la densidad de líneas es

30

$$N_e = Z_i N_i = \int_{r=0}^{r=\sqrt{2}r_0} \frac{n_{e0} 2\pi r dr}{\cosh^2 \left(\frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} \right)} = 2\pi n_{e0} r_0 \Delta r \tanh \frac{r_0}{\Delta r} \dots$$

$$\dots \cong 2\pi n_{e0} r_0 \Delta r \quad (\text{debido a que } r_0 \gg \Delta r) \quad (37)$$

35 Así, pues, Δr representa un "espesor efectivo". En otras palabras, para los propósitos de la densidad de líneas, el plasma puede considerarse como concentrado y el círculo de anulación como un anillo de espesor Δr y con una densidad constante n_{e0} .

40 El campo magnético es

40

$$B_z(r) = B_z(0) - \frac{4\pi}{c} \int_{r'=0}^{r'=r} dr' n_e er' (\omega_i - \omega_e). \quad (38)$$

La corriente debida a los haces de iones y de electrones es

$$I_0 = \int_0^{\sqrt{2}r_0} j_\theta dr = \frac{N_e e(\omega_i - \omega_e)}{2\pi} \quad j_\theta = n_0 e r(\omega_i - \omega_e). \quad (39)$$

Utilizando la Ecuación 39, el campo magnético puede escribirse como

$$B_z(r) = B_z(0) - \frac{2\pi}{c} I_\theta - \frac{2\pi}{c} I_\theta \tanh \frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} = -B_0 - \frac{2\pi}{c} I_\theta \tanh \frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r}. \quad (40)$$

En la Ecuación 40,

$$B_z(0) = -B_0 + \frac{2\pi}{c} I_\theta$$

y

$$B_z(\sqrt{2}r_0) = -B_0 - \frac{2\pi}{c} I_\theta.$$

Si la corriente de plasma se hace nula, el campo magnético es constante, como se esperaba.

Estas relaciones se ilustran en las Figuras 20A a 20C. La Figura 20A muestra el campo magnético externo \vec{B}_0 180. La Figura 20B muestra la inversión de campo debida a la superposición de los dos campos magnéticos 180, 182.

El campo magnético es

$$B_z(r) = -B_0 \left[1 + \frac{2\pi I_\theta}{c B_0} \tanh \frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} \right] = -B_0 \left[1 + \sqrt{\beta} \tanh \left(\frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} \right) \right], \quad (41)$$

utilizando la siguiente definición para β :

$$\frac{2\pi}{c} \frac{I_\theta}{B_0} = \frac{N_e e(\omega_i - \omega_e)}{c B_0} = \frac{2\pi}{c} n_{e0} \frac{r_0 \Delta r e(\omega_i - \omega_e)}{B_0} \dots$$

$$\dots \frac{2\pi}{c} 2\sqrt{2} \left[\frac{T_e + (T_i / Z_i)}{4\pi n_{e0} e^2} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{c n_{e0} e(\omega_i - \omega_e)}{\omega_i - \omega_e B_0} \dots$$

$$\dots = \left[\frac{8\pi (n_{e0} T_e + n_{i0} T_i)}{B_0^2} \right]^{\frac{1}{2}} \equiv \sqrt{\beta}. \quad (42)$$

Con una expresión para el campo magnético, es posible calcular el potencial eléctrico y el flujo magnético. De la Ecuación 27,

5

$$E_r = -\frac{r\omega_e}{c} B_z - \frac{T_e}{e} \frac{d \ln n_e}{dr} + \frac{m}{e} r \omega_e^2 = -\frac{d\Phi}{dr} \quad (43)$$

10

Integrando ambos miembros de la Ecuación 28 con respecto a r y utilizando las definiciones de potencial eléctrico y función de flujo,

15

$$\Phi \equiv -\int_{r'=0}^{r'=r} E_r dr' \quad \text{y} \quad \Psi \equiv \int_{r'=0}^{r'=r} B_z(r') r' dr', \quad (44)$$

20 de lo que se tiene

$$\Phi = \frac{\omega_e}{e} \Psi + \frac{T_e}{e} \ln \frac{n_e(r)}{n_e(0)} - \frac{m}{e} \frac{r^2 \omega_e^2}{2}. \quad (45)$$

25

A continuación, el flujo magnético puede calcularse directamente de la expresión para el campo magnético (Ecuación 41):

30

$$\begin{aligned} \Psi &= \int_{r'=0}^{r'=r} -B_0 \left[1 + \sqrt{\beta} \tanh \frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} \right] r' dr' \dots \\ &\dots = -\frac{B_0 r^2}{2} - \frac{B_0 \sqrt{\beta}}{2} r_0 \Delta r \left[\log \left(\cosh \frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} \right) - \log \left(\cosh \frac{r_0^2}{r_0 \Delta r} \right) \right] \dots \\ &\dots = -\frac{B_0 r^2}{2} + B_0 \frac{\sqrt{\beta} r_0 \Delta r}{4} \log \frac{n_e(r)}{n_e(0)}. \end{aligned} \quad (46)$$

35

Sustituyendo la Ecuación 46 en la Ecuación 45 se tiene

40

$$\Phi = \frac{\omega_e}{c} \frac{B_0 \sqrt{\beta} r_0 \Delta r}{4} \log \frac{n_e(r)}{n_e(0)} + \frac{T_e}{e} \ln \frac{n_e(r)}{n_e(0)} - \frac{\omega_e}{c} \frac{B_0 r^2}{2} - \frac{m}{e} \frac{r^2 \omega_e^2}{2}. \quad (47)$$

45

Utilizando la definición de β ,

$$\begin{aligned} \frac{\omega_e}{c} B_0 \sqrt{\beta} r_0 \Delta r &= \frac{\omega_e}{c} \sqrt{8\pi(n_{e0}T_e + n_{i0}T_i)} 2 \frac{(T_e + T_i/2)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{4\pi n_{e0}e^2}} \frac{c}{(\omega_i - \omega_e)} \dots \\ \dots &= 4 \frac{\omega_e}{\omega_i - \omega_e} \frac{(n_{e0}T_e + n_{i0}T_i)}{n_{e0}e}. \end{aligned} \quad (48)$$

5
 Por último, utilizando la Ecuación 48, las expresiones para el potencial eléctrico y la función de flujo se convierten en

$$\Psi(r) = -\frac{B_0 r^2}{2} + \frac{c}{\omega_i - \omega_e} \left(\frac{n_{e0}T_e + n_{i0}T_i}{n_{e0}e} \right) \ln \frac{n_e(r)}{n_e(0)} \quad \text{y} \quad (49)$$

$$\Phi(r) = \left[\frac{\omega_e}{\omega_i - \omega_e} \frac{(n_{e0}T_e + n_{i0}T_i)}{n_{e0}e} + \frac{T_e}{e} \right] \ln \frac{n_e(r)}{n_e(0)} - \frac{\omega_e}{c} \frac{B_0 r^2}{2} - \frac{m}{e} \frac{r^2 \omega_e^2}{c}. \quad (50)$$

15 Relación entre ω_i y ω_e

Puede deducirse también de las Ecuaciones 24 a 26 una expresión para la velocidad angular del electrón ω_e . Se supone que los iones tienen una energía promedio $\frac{1}{2} m_i (r\omega_i)^2$, la cual viene determinada por el método de formación de la FRC. En consecuencia, ω_i viene determinada por el método de formación de la FRC, y ω_e puede determinarse por la Ecuación 24, al combinar las ecuaciones para los electrones y para los iones con el fin de eliminar el campo eléctrico:

$$-\left[n_e m r \omega_e^2 + n_i m_i r \omega_i^2 \right] = \frac{n_e e r}{c} (\omega_i - \omega_e) B_z - T_e \frac{dn_e}{dr} - T_i \frac{dn_i}{dr}, \quad (51)$$

La Ecuación 25 puede utilizarse entonces para eliminar $(\omega_i - \omega_e)$ para obtener

$$\left[n_e m r \omega_e^2 + n_i m_i r \omega_i^2 \right] = \frac{d}{dr} \left(\frac{B_z^2}{8\pi} + \sum_j n_j T_j \right). \quad (52)$$

La Ecuación 52 puede ser integrada desde $r = 0$ hasta $r_B = \sqrt{2}r_0$. Suponiendo que $r_0/\Delta r \gg 1$, la densidad es muy pequeña en ambos límites o contornos y $B_z = -B_0(1 \pm \sqrt{\beta})$. Al efectuar la integración se obtiene

$$\left[n_{e0} m \omega_e^2 + n_{i0} m_i \omega_i^2 \right] r_0 \Delta r = \frac{B_0}{2\pi} \left[8\pi(n_{e0}T_e + n_{i0}T_i) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (53)$$

Utilizando la Ecuación 33 para Δr se obtiene una ecuación para ω_e :

$$\omega_i^2 + \frac{Zm}{m_i} \omega_e^2 = \Omega_0 (\omega_i - \omega_e), \quad (54)$$

5

donde $\Omega_0 = \frac{ZeB_0}{m_i c}$.

10 Algunos casos limitativos que se deducen de la Ecuación 54 son:

$$1. \quad \omega_j = 0 \text{ y } \omega_e = -\frac{eB_0}{mc};$$

$$2. \quad \omega_e = 0 \text{ y } \omega_j = \Omega_0; \text{ y}$$

15

$$3. \quad \frac{Zm}{m_j} \omega_e^2 \ll \omega_i^2 \text{ y } \omega_e \cong \omega_i \left(1 - \frac{\omega_i}{\Omega_0}\right).$$

20 En el primer caso, la corriente es portada enteramente por electrones que se desplazan en su dirección diamagnética ($\omega_e < 0$). Los electrones son confinados magnéticamente, y los iones son confinados electrostáticamente por

$$E_r = \frac{T_i}{Zen_i} \frac{dn_i}{dr} \quad \begin{array}{l} \leq 0 \text{ para } r \geq r_0 \\ \geq 0 \text{ para } r \leq r_0 \end{array}. \quad (55)$$

25

30 En el segundo caso, la corriente es portada enteramente por iones que se desplazan en la dirección diamagnética ($\omega_j > 0$). Si ω_j se especifica a partir de la energía de los iones, $\frac{1}{2} m_i (r\omega_i)^2$, determinada en el proceso de formación, entonces $\omega_e = 0$ y $\Omega_0 = \omega_j$ identifica el valor de B_0 , el campo magnético aplicado externamente. Los iones son confinados magnéticamente, y los electrones son confinados electrostáticamente por

$$E_r = \frac{T_e}{en_e} \frac{dn_e}{dr} \quad \begin{array}{l} \geq 0 \text{ para } r \geq r_0 \\ \leq 0 \text{ para } r \leq r_0 \end{array}. \quad (56)$$

35

40 En el tercer caso, $\omega_e > 0$ y $\Omega_0 > \omega_i$. Los electrones se desplazan en su dirección contra-diamagnética y reducen la densidad de corriente. A partir de la Ecuación 33, la anchura de la distribución $n_i(r)$ se incrementa; sin embargo, la corriente total / longitud unitaria es

45

$$I_\theta = \int_{r=0}^{r_e} j_\theta dr = \frac{N_e}{2\pi} e(\omega_i - \omega_e), \text{ donde} \quad (57)$$

$$N_e = \int_{r=0}^{r_e} 2\pi r dr n_e = 2\pi r_0 \Delta r n_{e0}, \quad (58)$$

45

Aquí, $r_B = \sqrt{2}r_0$ y $r_0 \Delta r \propto (\omega_i - \omega_e)^{-1}$ de acuerdo con la Ecuación 33. La velocidad angular del

electrón, ω_e , puede ser incrementada sintonizando el campo magnético aplicado B_0 . Esto no cambia ni I_0 ni el máximo campo magnético producido por la corriente de plasma, que es $B_0\sqrt{\beta} = (2\pi/c)I_0$. Sin embargo, sí cambia Δr y, significativamente, el potencial Φ . El máximo valor de Φ se ve incrementado, como lo es el campo eléctrico que confina los electrones.

Sintonización del campo magnético

En las Figuras 21A-D, las cantidades n_e/n_{e0} 186, $B_z/(B_0\sqrt{\beta})$ 188, Φ/Φ_0 190, y ψ/ψ_0 192, y se representa gráficamente en función de r/r_0 194 para diversos valores de B_0 . Los valores de potencial y de flujo se normalizan a $\Phi_0 = 20(T_e + T_i)/e$ y $\psi_0 = (c/\omega_i)\Phi_0$. Se supone un plasma de deuterio con los siguientes datos: $n_{e0} = n_{i0} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; $r_0 = 40 \text{ cm}$; $\frac{1}{2} m_i(r_0\omega_i)^2 = 300 \text{ keV}$; y $T_e = T_i = 100 \text{ keV}$. Para cada uno de los casos ilustrados en la Figura 21, $\omega_i = 1,35 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, y ω_e se determina a partir de la Ecuación 54 para diversos valores de B_0 :

Representación gráfica	Campo magnético aplicado (B_0)	Velocidad angular del electrón (ω_e)
154	$B_0 = 2,77 \text{ kG}$	$\omega_e = 0$
156	$B_0 = 5,15 \text{ kG}$	$\omega_e = 0,625 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$
158	$B_0 = 15,5 \text{ kG}$	$\omega_e = 1,11 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$

El caso de $\omega_e = -\omega_i$ y $B_0 = 1,385 \text{ kG}$ implica confinamiento magnético tanto de electrones como de iones. El potencial ser reduce a $\Phi/\Phi_0 = m_i(r\omega_i)^2/[80(T_e + T_i)]$, que es despreciable comparado con el caso $\omega_e = 0$. La anchura de la distribución de densidad Δr se reduce en un factor de 2, y el campo magnético máximo $B_0\sqrt{\beta}$ es el mismo que para $\omega_e = 0$.

Solución para plasmas de múltiples tipos de iones

Este análisis puede llevarse a cabo de manera que incluya plasmas que comprenden múltiples tipos de iones. Los combustibles de fusión de interés implican diferentes tipos de iones, por ejemplo, D-T, D-H³ y H-B¹¹. Se aplican las ecuaciones de equilibrio (Ecuaciones 24 a 26), a excepción de que $j = e, 1, 2$ denota electrones y dos tipos de iones, de tal manera que $Z_1 = 1$ en cada caso y $Z_2 = Z = 1, 2, 5$ para los combustibles anteriores. Las ecuaciones para los electrones y dos tipos de iones no pueden resolverse de manera exacta en términos de funciones elementales. De acuerdo con ello, se ha desarrollado un método iterativo que parte de una solución aproximada.

Se supone que los iones tienen los mismos valores de temperatura y de velocidad media $V_i = r\omega_i$. Las colisiones de ión-ión llevan las distribuciones hacia este estado, y el tiempo de transferencia de cantidad de movimiento para las colisiones de ión-ión es más corto que para las colisiones de ión-electrón en un factor de un orden de 1.000. Utilizando una aproximación, el problema con dos tipos de iones puede reducirse a un problema con un único ión: las ecuaciones de conservación de la cantidad de movimiento para los iones son

$$-n_1 m_1 r \omega_1^2 = n_1 e \left[E_r + \frac{r \omega_1}{c} B_z \right] - T_1 \frac{dn_1}{dr} \quad \text{y} \quad (59)$$

$$-n_2 m_2 r \omega_2^2 = n_2 e \left[E_r + \frac{r \omega_2}{c} B_z \right] - T_2 \frac{dn_2}{dr} \quad (60)$$

En el presente caso, $T_1 = T_2$ y $\omega_1 = \omega_2$. Sumando estas dos ecuaciones se tiene como resultado

$$-n_i \langle m_i \rangle \omega_i^2 = n_i \langle Z \rangle e \left[E_r + \frac{r \omega_i}{c} B_z \right] - T_i \frac{dn_i}{dr}, \quad (61)$$

donde $n_i = n_1 \pm n_2$; $\omega_i = \omega_1 = \omega_2$; $T_i = T_1 = T_2$; $n_i \langle m_i \rangle_- = n_1 m_1 + n_2 m_2$; y $n_i \langle Z \rangle = n_1 + n_2 Z$.

La aproximación consiste en suponer que $\langle m_i \rangle$ y $\langle Z \rangle$ son constantes obtenidas reemplazando $n_1(r)$ y $n_2(r)$ por n_{10} y n_{20} , los valores máximos de las respectivas funciones. La solución de este problema es ahora la misma que la solución previa para el tipo de ión único, a excepción de que $\langle Z \rangle$ reemplaza a Z y $\langle m_i \rangle$ reemplaza a m_i . Los valores de n_1 y n_2 pueden ser obtenidos de $n_1 + n_2 = n_i$ y $n_1 + Z n_2 = n_e = \langle Z \rangle n_i$. Puede apreciarse que n_1 y n_2 tienen la misma forma funcional.

Ahora, la solución correcta puede obtenerse iterando las ecuaciones:

$$\frac{d \log N_1}{d\xi} = m_1 r_0^2 \Omega_1 \frac{(\omega_i - \omega_e) B_z(\xi)}{T_i B_0} - \frac{T_e}{T_i} \frac{d \log N_e}{d\xi} + \frac{m_1 (\omega_i r_0)^2}{T_i} \quad \text{y} \quad (62)$$

$$\frac{d \log N_2}{d\xi} = m_2 r_0^2 \Omega_2 \frac{(\omega_i - \omega_e) B_z(\xi)}{T_i B_0} - \frac{Z T_e}{T_i} \frac{d \log N_e}{d\xi} + \frac{m_2 (\omega_i r_0)^2}{T_i}, \quad (63)$$

donde

$$N_1 = \frac{n_1(r)}{n_{10}}, \quad N_2 = \frac{n_2(r)}{n_{20}}, \quad \xi = \frac{r^2}{2r_0^2}, \quad \Omega_1 = \frac{eB_0}{m_1 c}, \quad \text{y} \quad \Omega_2 = \frac{ZeB_0}{m_2 c}.$$

La primera iteración puede obtenerse sustituyendo los valores aproximados de $B_z(\xi)$ y $N_e(\xi)$ en los miembros de la derecha de las Ecuaciones 62 y 63 e integrando para obtener los valores correctos de $n_1(r)$, $n_2(r)$ y $B_z(r)$.

Se han llevado a cabo los cálculos para los datos que se muestran en la Tabla 1, más adelante. Los resultados numéricos para los combustibles de fusión se muestran en las Figuras 22A-D a 24A-D, en las que las cantidades n_1/n_{10} 206, Φ/Φ_0 208 y Ψ/Ψ_0 210 se han representado gráficamente en función de r/r_0 204. Las Figuras 22A-D muestran la primera aproximación (líneas continuas) y los resultados finales (líneas de trazos) de las iteraciones para D-T, para la densidad normalizada de D 196, para la densidad normalizada de T 198, para el potencial eléctrico normalizado 200 y para el flujo normalizado 202. Las Figuras 23A-D muestran las mismas iteraciones para D-He³, para la densidad normalizada de D 212, para la densidad normalizada de He³ 214, para el potencial eléctrico normalizado 216 y para el flujo normalizado 218. Las Figuras 24A-D muestran las mismas iteraciones para p-B¹¹, para la densidad normalizada de p 220, para la densidad normalizada de B¹¹ 222, para el potencial eléctrico normalizado 224 y para el flujo normalizado 226. La convergencia de la iteración es la más rápida para el D-T. En todos los casos, la primera aproximación es próxima al resultado final:

Tabla 1: datos numéricos para cálculos de equilibrio para diferentes combustibles de fusión

Cantidad	Unidades	D-T	D-He ³	p-B ¹¹
n_{e0}	cm ⁻³	10 ¹⁵	10 ¹⁵	10 ¹⁵
n_{10}	cm ⁻³	0,5 × 10 ¹⁵	1/3 × 10 ¹⁵	0,5 × 10 ¹⁵
n_{20}	cm ⁻³	0,5 × 10 ¹⁵	1/3 × 10 ¹⁵	10 ¹⁴
$v_1 = v_2$	cm/s	0,54 × 10 ⁹	0,661 × 10 ⁹	0,764 × 10 ⁹
$\frac{1}{2} m_1 v_1^2$	keV	300	450	300
$\frac{1}{2} m_2 v_2^2$	keV	450	675	3.300

$\omega_i = \omega_1 = \omega_2$	rad/s	$1,35 \times 10^7$	$1,65 \times 10^7$	$1,91 \times 10^7$
r_0	cm	40	40	40
B_0	kG	5,88	8,25	15,3
$\langle Z_i \rangle$	Ninguna	1	3/2	1,67
$\langle m_i \rangle$	m_p	5/2	5/2	2,67
$\Omega_0 = \frac{\langle Z_i \rangle e B_0}{\langle m_i \rangle c}$	rad/s	$2,35 \times 10^7$	$4,95 \times 10^7$	$9,55 \times 10^7$
$\omega_e = \omega_i \left[1 - \frac{\omega_i}{\Omega_0} \right]$	rad/s	$0,575 \times 10^7$	$1,1 \times 10^7$	$1,52 \times 10^7$
T_c	keV	96	170	82
T_i	keV	100	217	235
$r_0 \Delta r$	cm ²	114	203	313
β	Ninguna	228	187	38,3

Estructura del sistema de confinamiento

La Figura 25 ilustra una realización preferida de un sistema de confinamiento 300 de acuerdo con la presente invención. El sistema de confinamiento 300 comprende una pared 305 de cámara que define en su interior una cámara de confinamiento 310. Preferiblemente, la cámara 310 es de forma cilíndrica y presenta un eje principal 315 a lo largo del centro de la cámara 310. Para la aplicación de este sistema de confinamiento 300 en un reactor de fusión, es necesario crear un vacío o casi vacío en el interior de la cámara 310. Concéntrica con el eje principal 315, existe una bobina de flujo de betatrón 320, situada en el interior de la cámara 310. La bobina de flujo de betatrón 320 comprende un medio portador de corriente eléctrica configurado para dirigir la corriente en torno a una bobina larga, según se muestra, la cual comprende, preferiblemente, múltiples bobinas independientes de arrollamientos paralelos y, de la forma más preferida, arrollamientos paralelos de aproximadamente cuatro bobinas independientes, a fin de formar una bobina de gran longitud. Las personas expertas en la técnica apreciarán que la corriente que circula a través de la bobina de betatrón 320 tendrá como resultado un campo magnético en el interior de la bobina de betatrón 320, sustancialmente en la dirección del eje principal 315.

En torno al exterior de la pared 305 de cámara se encuentra una bobina exterior 325. La bobina exterior 325 produce un campo magnético relativamente constante que tiene un flujo sustancialmente paralelo al eje principal 315. Este campo magnético tiene simetría azimutal. La aproximación consistente en que el campo magnético, debido a la bobina exterior 325, es constante y paralelo al eje 315, es fundamentalmente válida lejos de los extremos de la cámara 310. En cada extremo de la cámara 310 existe una bobina de espejo 330. Las bobinas de espejo 330 están configuradas para producir un campo magnético incrementado dentro de la cámara 310 en cada extremo, por lo que se curvan las líneas de campo magnético hacia el interior en cada extremo. (Véanse las Figuras 8 y 10.) Como se ha explicado, este torcimiento hacia dentro de las líneas de campo ayuda a contener el plasma 335 en una región de contención en el interior de la cámara 310, situada generalmente entre las bobinas de espejo 330, al empujarlo lejos de los extremos por los que podría escapar del sistema de confinamiento 300. Las bobinas de espejo 330 pueden haberse configurado para producir un campo magnético incrementado en los extremos por una variedad de métodos conocidos en la técnica, incluyendo el aumento de arrollamientos en las bobinas de espejo 330, el aumento de la corriente que pasa a través de las bobinas de espejo 330, ó el solapamiento de las bobinas de espejo 330 con la bobina exterior 325.

La bobina exterior 325 y las bobinas de espejo 330 se muestran en la Figura 25 instaladas por fuera de la pared 305 de cámara; sin embargo, pueden encontrarse en el interior de la cámara 310. En los casos en que la pared 305 de cámara se haya construido de un material conductor tal como un metal, puede resultar ventajoso colocar las bobinas 325, 330 por dentro de la pared 305 de cámara debido a que el tiempo que lleva al campo magnético difundirse a través de la pared 305 puede ser relativamente largo y provocar, de este modo, que el sistema 300 reaccione lentamente. De forma similar, la cámara 310 puede tener la forma de un cilindro hueco, formando la pared 305 de cámara un largo anillo o corona anular. En tal caso, la bobina de flujo de betatrón 320 puede instalarse por fuera de la pared 305 de cámara, en el centro de esa corona anular. Preferiblemente, la pared interior que constituye el centro del anillo o corona anular puede comprender un material no-conductor, tal como vidrio. Como se hará evidente, la cámara 310 debe ser de un tamaño suficiente y una forma

adecuada para permitir que el haz o capa 335 de plasma en circulación rote alrededor del eje principal 315 en un radio dado.

La pared 305 de cámara puede estar hecha de un material que tiene una alta permeabilidad magnética, tal como el acero. En tal caso, la pared 305 de cámara, debido a las contracorrientes inducidas en el material, contribuye a evitar que el flujo magnético escape de la cámara 310, "comprimiéndolo". Si la pared de la cámara se tuviera que hacer de un material que tuviese una baja permeabilidad magnética, tal como el plexiglás, sería necesario otro dispositivo para la contención del flujo magnético. En tal caso, podría proporcionarse una serie de anillos metálicos planos en bucle cerrado. Estos anillos, conocidos en la técnica como delimitadores de flujo, se proporcionarían por dentro de las bobinas exteriores 325 pero por fuera del haz de plasma en circulación 335. Por otra parte, estos delimitadores de flujo pueden ser pasivos o activos, de tal manera que los delimitadores de flujo activos serán excitados con una corriente predeterminada para facilitar más la contención del flujo magnético en el interior de la cámara 310. Alternativamente, las bobinas exteriores 325 pueden servir, por sí mismas, como delimitadores de flujo.

Tal como se ha explicado anteriormente, un haz de plasma en circulación 335, que comprende partículas cargadas, puede ser contenido dentro de la cámara 310 por la fuerza de Lorentz provocada por el campo magnético debido a la bobina exterior 325. Así, pues, los iones del haz de plasma 335 son contenidos magnéticamente en amplias órbitas de betatrón en torno a las líneas de flujo originadas por la bobina exterior 325, que son paralelas al eje principal 315. Se han proporcionado también una o más lumbreras de inyección 340 con el fin de añadir iones de plasma al haz de plasma en circulación 335 situado dentro de la cámara 310. En una realización preferida, las lumbreras de inyección 340 se han configurado para inyectar un haz de iones en aproximadamente la misma posición radial con respecto al eje principal 315 en la que está contenido el haz de plasma en circulación 335 (esto es, en torno a la superficie de anulación). Por otra parte, las lumbreras de inyección 340 están configuradas para inyectar haces de iones 350 (véase la Figura 28) tangentes a, y en el sentido de, la órbita de betatrón del haz de plasma contenido 335.

También se han proporcionado una o más fuentes de plasma de fondo 345 para inyectar una nube de plasma no energético en el interior de la cámara 310. En una realización preferida, las fuentes de plasma de fondo 345 están configuradas para dirigir plasma 335 hacia el centro axial de la cámara 310. Se ha encontrado que el hecho de dirigir el plasma de esta forma contribuye a contener mejor el plasma 335 y conduce a una densidad más alta del plasma 335 en la región de contención dentro de la cámara 310.

Formación de la FRC

Los procedimientos convencionales utilizados para formar una FRC [configuración invertida en campo –"field reversed configuration"] emplean básicamente el procedimiento de inversión de campo de auto-estricción magnética theta. En este método convencional, se aplica un campo magnético de polarización por unas bobinas externas que rodean una cámara de gas neutro rellena por detrás. Una vez que ha ocurrido esto, el gas es ionizado y el campo magnético de polarización es congelado en el plasma. A continuación, la corriente que circula por las bobinas externas es invertida rápidamente y las líneas de campo magnético orientadas opuestamente se unen con las líneas previamente congeladas para formar la topología cerrada de la FRC (véase la Figura 8). Este procedimiento de formación es en gran medida empírico y no hay casi ningún medio para controlar la formación de la FRC. En consecuencia, el método tiene una escasa susceptibilidad de reproducción y ninguna capacidad de ajuste o sintonización.

En contraposición, los métodos de formación de FRC de la presente invención permiten el suficiente control y proporcionan un procedimiento mucho más transparente y reproducible. De hecho, la FRC formada por el método de la presente invención puede ser sintonizada, y su forma así como otras propiedades pueden ser directamente influenciadas por manipulación del campo magnético aplicado por las bobinas de campo exteriores 325. La formación de la FRC por los métodos de la presente invención tienen también como resultado la formación del campo eléctrico y del pozo de potencial de la manera que se ha descrito con detalle anteriormente. Además, los presentes métodos pueden extenderse fácilmente a la aceleración de la FRC a parámetros del grado de reactor y a corrientes de combustible de alta energía, y, ventajosamente, permite el confinamiento clásico de los iones. Por añadidura, la técnica puede emplearse en un dispositivo compacto y es muy robusta así como fácil de implementar –todas ellas características altamente deseables para sistemas de reactor.

En los presentes métodos, la formación de RFC se refiere al haz de plasma en circulación

335. Puede apreciarse que el haz de plasma en circulación 335, debido a que es una corriente, crea un campo magnético poloidal, como lo haría una corriente eléctrica en un cable circular. En el seno del haz de plasma en circulación 335, el campo magnético propio que éste induce se opone al campo magnético externamente aplicado como consecuencia de la bobina exterior 325. Fuera del haz de plasma 335, el campo magnético propio va en el mismo sentido que el campo magnético aplicado. Cuando la corriente de iones del plasma es lo suficientemente grande, el campo propio supera el campo aplicado y el campo magnético se invierte en el seno del haz de plasma en circulación 335, por lo que se forma la topología de FRC según se muestra en las Figuras 8 y 10.

Los requisitos para la inversión de campo pueden estimarse con un modelo simple. Considérese una corriente eléctrica I_p portada por un anillo de radio mayor r_0 y radio menor $a \ll r_0$. El campo magnético en el centro del anillo y normal al anillo es $B_p = 2\pi I_p / (cr_0)$. Supóngase que la corriente del anillo $I_p = N_p \theta (\Omega_0 / 2\pi)$ es portada por N_p iones que tienen una velocidad angular Ω_0 . Para un único ión circulando con un radio $r_0 = V_0 / \Omega_0$, $\Omega_0 = eB_0 / m_i c$ es la frecuencia de ciclotrón para un campo magnético externo B_0 . Supóngase que V_0 es la velocidad promedio de los haces de iones. La inversión de campo se define como

$$B_p = \frac{N_p e \Omega_0}{r_0 c} \geq 2B_0, \quad (64)$$

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

$$I_p \geq \frac{eV_0}{\pi \alpha_i}, \quad (65)$$

donde $\alpha_i = e^2 / m_i c^2 = 1,57 \times 10^{-16}$ cm y la energía del haz de iones es $\frac{1}{2} m_i V_0^2$. En el modelo unidimensional, el campo magnético originado por la corriente de plasma es $B_p = (2\pi/c) i_p$, donde i_p es la corriente por unidad de longitud. El requisito de inversión de campo es $i_p > eV_0 / \pi r_0 \alpha_i = 0,225$ kA/cm, donde $B_0 = 69,3$ G y $\frac{1}{2} m_i V_0^2 = 100$ eV. Para un modelo con anillos periódicos y en el que B_z se ha promediado sobre la coordenada axial $\langle B_z \rangle = (2\pi/c)(I_p/s)$ (s es la separación entre los anillos), si $s = r_0$, este modelo tendrá el mismo campo magnético promedio que el modelo unidimensional con $i_p = I_p/s$.

Técnica de formación de haz / betatrón combinados

Un método preferido de formación de una FRC dentro del sistema de confinamiento 300 descrito anteriormente se denomina aquí técnica de haz / betatrón combinados. Esta solución combina haces de bajas energías de iones de plasma con la aceleración de betatrón utilizando la bobina de flujo de betatrón 320.

La primera etapa de este método es inyectar una capa nubosa sustancialmente anular de plasma de fondo en la cámara 310 utilizando las fuentes 345 de plasma de fondo. La bobina exterior 325 produce un campo magnético en el interior de la cámara 310, el cual magnetiza el plasma de fondo. Se inyectan, a intervalos breves, haces de iones de baja energía en la cámara 310 a través de las lumbreras de inyección 340, de forma sustancialmente transversal al campo magnético externamente aplicado presente en el interior de la cámara 310. Como se ha explicado anteriormente, los haces de iones quedan atrapados dentro de la cámara 310 en grandes órbitas de betatrón por este campo magnético. Los haces de iones pueden ser generados por un acelerador de iones, tal como un acelerador que comprende un diodo de ión y un generador de Marx. (Véase la divulgación de R. B. Miller: "An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams" ("Una introducción a la física de haces intensos de partículas cargadas"), (1982).) Como puede apreciar una persona experta en la técnica, el campo magnético externamente aplicado ejercerá una fuerza de Lorentz sobre el haz de iones inyectado tan pronto como éste entre en la cámara 310; sin embargo, se desea que el haz no sea desviado y, por tanto, que no entre en una órbita de betatrón hasta que el haz de iones llegue al haz de plasma en circulación 335. Para resolver este problema, los haces de iones

son neutralizados con electrones y dirigidos a través de un campo magnético unidireccional sustancialmente constante antes de entrar en la cámara 310. Como se ha ilustrado en la Figura 26, cuando el haz de iones 350 es dirigido a través de un campo magnético apropiado, los iones, positivamente cargados, y los electrones, negativamente cargados, se separan. El haz de iones 350 adquiere de esta forma una auto-polarización eléctrica por efecto del campo magnético. Este campo magnético puede ser producido, por ejemplo, por un imán permanente o por un electroimán a lo largo del recorrido del haz de iones. Cuando se introduce, subsiguientemente, en la cámara de confinamiento 310, el campo eléctrico resultante equilibra o contrarresta la fuerza magnética ejercida sobre las partículas del haz, lo que permite al haz de iones desplazarse sin ser desviado. La Figura 27 muestra una vista desde arriba del haz de iones 350 al entrar en contacto con el plasma 335. Como se ilustra, los electrones procedentes del plasma 335 viajan a lo largo de las líneas de campo magnético entrando o saliendo del haz 350, lo que drena, de esta forma, la polarización eléctrica del haz. Cuando el haz ya no está eléctricamente polarizado, el haz se une con el haz de plasma en circulación 335 en una órbita de betatrón en torno al eje principal 315, tal como se muestra en la Figura 25.

Cuando el haz de plasma 335 se desplaza en su órbita de betatrón, los iones en movimiento comprenden una corriente, lo que da lugar, a su vez, a un campo magnético propio poloidal. Con el fin de producir la topología de FRC en el interior de la cámara 310, es necesario aumentar la velocidad del haz de plasma 335, por lo que se incrementa la magnitud del campo magnético propio que causa el haz de plasma 335. Cuando el campo magnético propio es lo bastante grande, la dirección del campo magnético a distancias radiales desde el eje 315 comprendidas dentro del haz de plasma 335 se invierte, lo que da lugar a una FRC. (Véanse las Figuras 8 y 10.) Puede apreciarse que, con el fin de mantener la distancia radial del haz de plasma en circulación 335 dentro de la órbita de betatrón, es necesario aumentar el campo magnético aplicado desde la bobina exterior 325 a medida que el haz de plasma 335 aumenta su velocidad. Se proporciona, por lo tanto, un sistema de control para mantener un campo magnético aplicado apropiado, determinado por la corriente que pasa a través de la bobina exterior 325. Alternativamente, puede utilizarse una segunda bobina exterior para proporcionar el campo magnético aplicado adicional que se necesita para mantener el radio de la órbita del haz de plasma a medida que éste es acelerado.

Con el fin de aumentar la velocidad del haz de plasma en circulación 335 dentro de su órbita, se proporciona la bobina de flujo de betatrón 320. Haciendo referencia a la Figura 28, puede apreciarse que si se aumenta una corriente que pasa a través de la bobina de flujo de betatrón 320, en virtud de la ley de Ampère, se induce un campo eléctrico azimutal, E , dentro de la cámara 310. Los iones positivamente cargados del haz de plasma 335 son acelerados por este campo eléctrico inducido, lo que lleva a la inversión de campo tal y como se ha descrito anteriormente. Cuando se añaden haces de iones al haz de plasma en circulación 335 según se ha descrito anteriormente, el haz de plasma 335 despolariza los haces de iones.

Para la inversión de campo, el haz de plasma en circulación 335 es, preferiblemente, acelerado hasta una energía rotacional de aproximadamente 100 eV y, preferiblemente, dentro de un intervalo de entre aproximadamente 75 eV y 125 eV. Para alcanzar condiciones relevantes para la fusión, el haz de plasma en circulación 335 es, preferiblemente, acelerado hasta aproximadamente 200 eV y, de preferencia, dentro de un intervalo de entre aproximadamente 100 keV y 3,3 MeV.

A la hora de desarrollar las expresiones necesarias para la aceleración de betatrón, se considera en primer lugar la aceleración de partículas individuales. El radio de giro de los iones, $r = V/\Omega_i$, cambiará debido a que V se incrementa y el campo magnético aplicado debe cambiar para mantener el radio de la órbita del haz de plasma, $r_0 = V/\Omega_0$

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{1}{\Omega} \left[\frac{\partial V}{\partial t} - \frac{V}{\Omega_i} \frac{\partial \Omega_i}{\partial t} \right] = 0, \quad (66)$$

donde

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{r_0 e}{m_i c} \frac{\partial B_c}{\partial t} = \frac{e E_\theta}{m_i} = - \frac{e}{m_i c} \frac{1}{2\pi r_0} \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad (67)$$

y Ψ es el flujo magnético:

$$5 \quad \Psi = \int_0^{r_0} B_z 2\pi r dr = \pi r_0^2 \langle B_z \rangle, \quad (68)$$

donde

$$10 \quad \langle B_z \rangle = -B_F \left(\frac{r_a}{r_0} \right)^2 - B_c \left[1 - \left(\frac{r_a}{r_0} \right)^2 \right]. \quad (69)$$

15 De la Ecuación 67 se sigue que

$$20 \quad \frac{\partial \langle B_z \rangle}{\partial t} = -2 \frac{\partial B_c}{\partial t}, \quad (70)$$

y $\langle B_z \rangle = -2B_c + B_0$; suponiendo que los valores iniciales de B_F y B_c son, ambos, B_0 , la Ecuación 67 puede expresarse como

$$25 \quad \frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{e}{2m_e c} r_0 \frac{\partial \langle B_z \rangle}{\partial t}. \quad (71)$$

30 Después de la integración desde los valores iniciales hasta los finales en los que $\frac{1}{2} m V_0^2 = W_0$ y $\frac{1}{2} m V^2 = W$, los valores finales del campo magnético son:

$$35 \quad B_c = B_0 \sqrt{\frac{W}{W_0}} = 2,91 \text{ kG} \quad (72)$$

40 y

$$B_F = B_0 \left[\sqrt{\frac{W}{W_0}} + \left(\frac{r_0}{r_a} \right)^2 \left(\sqrt{\frac{W}{W_0}} - 1 \right) \right] = 10,7 \text{ kG} \quad (73)$$

45 suponiendo que $B_0 = 69,3 \text{ G}$, $W/W_0 = 1.000$ y $r_0/r_a = 2$. Este cálculo se aplica una recogida de los iones, siempre y cuando estén todos ellos situados casi en el mismo radio r_0 y el número de iones sea insuficiente para alterar los campos magnéticos.

Las modificaciones de las ecuaciones de betatrón básicas para adecuarse al presente

problema estarán basadas en un equilibrio unidimensional para describir el haz de plasma de múltiples anillos, suponiendo que los anillos se han repartido a lo largo de las líneas de campo y que la dependencia de z puede ser despreciada. El equilibrio es una solución auto-consistente de las ecuaciones de Vlasov-Maxwell que puede resumirse como sigue:

5

(a) la distribución de densidad es

$$n = \frac{n_m}{\cosh^2\left(\frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r}\right)}, \quad (74)$$

10

que se aplica a los electrones y a los protones (suponiendo quasi-neutralidad); r_0 es la posición de la densidad máxima; y Δr es la anchura de la distribución; y

15 (b) el campo magnético es

$$B_z = -B_c - \frac{2\pi I_p}{c} \tanh\left(\frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r}\right), \quad (75)$$

20 donde B_c es el campo externo producido por la bobina exterior 325. Inicialmente, $B_c = B_0$. Esta solución satisface las condiciones de contorno de que $r = r_a$ y $r = r_b$ son conductores ($B_{\text{normal}} = 0$) y equipotenciales con un potencial $\Phi = 0$. Las condiciones de contorno se satisfacen si $r_0^2 = (r_a^2 + r_b^2)/2$. $r_a = 10$ cm y $r_0 = 20$ cm, de modo que se sigue que $r_b = 26,5$ cm. I_p es la corriente de plasma por unidad de longitud.

25

Las velocidades promedio de las partículas del haz son $V_i = r_0 \omega_i$ y $V_e = r_0 \omega_e$, las cuales están relacionadas por la condición de equilibrio:

30

$$\omega_e = \omega_i \left(1 - \frac{\omega_i}{\Omega_i}\right), \quad (76)$$

35 donde $\Omega_i = eB_c/(m_i c)$. Inicialmente, se supone que $B_c = B_0$, $\omega_i = \Omega_i$ y $\omega_e = 0$. (En el equilibrio inicial, existe un campo eléctrico tal, que los arrastres de $\vec{E} \times \vec{B}$ y de $\nabla B \times \vec{B}$ se cancelan. Son posibles otros equilibrios de acuerdo con la elección de B_c .) Las ecuaciones de equilibrio se suponen válidas si ω_i y B_c y son funciones que varían lentamente en el tiempo, pero $r_0 = V_i/\Omega_i$ permanece constante. La condición para esto es la misma que la Ecuación 66. La Ecuación 67 es también similar, pero la función de flujo Ψ tiene un término adicional, esto es,

40

$\Psi = \pi r_0^2 \langle B_z \rangle$, donde

$$\langle B_z \rangle = \bar{B}_z + \frac{2\pi}{c} I_p \left(\frac{r_b^2 - r_a^2}{r_b^2 + r_a^2}\right) \quad (77)$$

45

y

50

$$\bar{B}_z = -B_F \left(\frac{r_a}{r_0} \right)^2 - B_c \left[1 - \left(\frac{r_a}{r_0} \right)^2 \right]. \quad (78)$$

5 La energía magnética por unidad de longitud debida a la corriente de haz es

$$\int_{r_a}^{r_b} 2\pi r dr \left(\frac{B_z - B_c}{8\pi} \right)^2 = \frac{1}{2} L_p L_p^2, \quad (79)$$

10

a partir de la cual

$$L_p = \frac{r_b^2 - r_a^2}{r_b^2 + r_a^2} \frac{2\pi^2 r_0^2}{c^2} \quad (79)$$

15

y

$$\langle B_z \rangle = \bar{B}_z + \frac{c}{\pi r_0^2} L_p I_p. \quad (80)$$

20

La condición de betatrón de la Ecuación 70 se modifica así de tal manera que

25

$$\frac{\partial \bar{B}_z}{\partial t} = -2 \frac{\partial B_c}{\partial t} - \frac{L_p c}{\pi r_0^2} \frac{\partial I_p}{\partial t}, \quad (81)$$

30

y la Ecuación 67 se transforma en:

35

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} = \frac{e}{m_i} \frac{r_0}{c} \frac{\partial B_c}{\partial t} = -\frac{e}{2m_i c} r_0 \frac{\partial \bar{B}_z}{\partial t} - \frac{e}{m_i} \frac{L_p}{2\pi r_0} \frac{\partial I_p}{\partial t}. \quad (82)$$

40

Después de integrar,

$$\Delta \bar{B}_z = -2B_0 \left[1 + \frac{r_b^2 - r_a^2}{r_0^2} \right] \left[\sqrt{\frac{W}{W_0}} - 1 \right]. \quad (83)$$

45

Para $W_0 = 100$ eV y $W = 100$ keV, $\Delta \bar{B}_z = -7,49$ kG. La integración de las Ecuaciones 81 y 82 determina el valor del campo magnético producido por la bobina de campo:

$$B_c = B_0 \sqrt{\frac{W}{W_0}} = 2,19 \text{ kG} \quad (84)$$

y

$$B_F = B_{F0} - \left(\frac{r_0}{r_a}\right) \Delta \bar{B}_z - \left(\frac{r_0^2 - r_a^2}{r_a^2}\right) \Delta B_c = 25 \text{ kG}. \quad (85)$$

Si la energía final es 200 keV, $B_c = 3,13 \text{ kG}$ y $B_F = 34,5 \text{ kG}$. La energía magnética contenida en la bobina de flujo podría ser $\frac{B_F^2}{8\pi} \pi r_F^2 l = 172 \text{ kJ}$. La corriente de plasma es inicialmente 0,225 kA/cm, que corresponde a un campo magnético de 140 G, los cuales se incrementan hasta 10 kA/cm y un campo magnético de 6,26 kG. En los cálculos anteriores, el fuerza de arrastre debida a las colisiones de Coulomb se ha despreciado. En la fase de inyección / captura o captación, ésta era equivalente a 0,38 voltios/cm. Se reduce a medida que la temperatura del electrón aumenta durante la aceleración. La fuerza de arrastre inductiva, que se ha incluido, es 4,7 voltios/cm, suponiendo una aceleración hasta 200 keV en 100 μs .

La bobina de flujo de betatrón 320 también equilibra la fuerza de arrastre originada por las colisiones y la inductancia. La fuerza de arrastre por rozamiento e inductiva puede ser descrita por la ecuación:

$$\frac{\partial V_b}{\partial t} = -V_b \left[\frac{1}{t_{be}} + \frac{1}{t_{bi}} \right] - \frac{e}{m_b} \frac{L}{2\pi r_0} \frac{\partial I_b}{\partial t}, \quad (86)$$

donde $(T_i/m_i) < V_b < (T_e/m)$. Aquí, V_b es la velocidad del haz, T_e y T_i son las temperaturas de los electrones y de los iones, I_b es la corriente de iones del haz, y

$$L = 0,01257 r_0 \left(\left(\frac{8r_0}{a} \right) - \frac{7}{4} \right) = 0,71 \mu\text{H}$$

es la inductancia de anillo. También, $r_0 = 20 \text{ cm}$ y $a = 4 \text{ cm}$.

La fuerza de arrastre de Coulomb viene determinada por

$$t_{be} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_i}{m} \right) \frac{T_e^{3/2}}{n e^4 \ln \Lambda} = 195 \mu\text{s}$$

$$t_{bi} = \frac{2\sqrt{2m_i} W_b^{3/2}}{4\pi n e^4 \ln \Lambda} = 54,8 \mu\text{s} \quad (87)$$

Con el fin de compensar la fuerza de arrastre, la bobina de flujo de betatrón 320 debe proporcionar un campo eléctrico de 1,9 voltios/cm (0,38 voltios/cm para la fuerza de arrastre de Coulomb y 1,56 voltios/cm para la fuerza de arrastre inductiva). El campo magnético en la

bobina de flujo de betatrón 320 debe aumentar en 78 Gauss/ μ s para satisfacer esto, en cuyo caso V_b será constante. El tiempo de incremento de la corriente hasta 4,5 kA es 18 μ s, de tal manera que el campo magnético B_F se incrementará en 1,4 kG. La energía de campo magnético requerida en la bobina de flujo de betatrón 320 es

$$\frac{B_F^2}{8\pi} \times \pi r_F^2 l = 394 \text{ julios} \quad (l = 115 \text{ cm}). \quad (88)$$

Técnica de formación de betatrón

Otro método para formar una FRC dentro del sistema de confinamiento 300 se ha denominado aquí la técnica de formación de betatrón. Esta técnica está basada en excitar la corriente inducida de betatrón directamente para acelerar un haz de plasma en circulación 335 utilizando la bobina de flujo de betatrón 320. Una realización preferida de esta técnica se sirve de un sistema de confinamiento 300 ilustrado en la Figura 25, a excepción de que no es necesaria la inyección de haces de iones de baja energía.

Como se ha indicado, el componente principal de la técnica de formación de betatrón es la bobina de flujo de betatrón 320, que está montada en el centro y a lo largo del eje de la cámara 310. Debido a su construcción en arrollamientos paralelos y separados, la bobina 320 exhibe una inductancia muy pequeña y, cuando se acopla a una fuente de potencia adecuada, tiene una constante de tiempo de LC baja, lo que permite un rápido ascenso o incremento de la corriente en la bobina de flujo 320.

Preferiblemente, la formación de la FRC comienza por excitar energéticamente las bobinas de campo externas 325, 330. Esto proporciona un campo de guía axial así como componentes de campo magnético radial cerca de los extremos con el fin de confinar axialmente el plasma inyectado en el interior de la cámara 310. Una vez que se ha establecido un campo magnético suficiente, las fuentes de plasma de fondo 345 son excitadas energéticamente a partir de sus propios suministros de potencia. El plasma que emana de los cañones se proyecta como una corriente a lo largo del campo de guía axial y se esparce ligeramente como consecuencia de su temperatura. Conforme el plasma llega al plano medio de la cámara 310, se establece una capa anular continua y que se extiende axialmente, de un plasma frío y que se desplaza lentamente.

En este punto, la bobina de flujo de betatrón 320 se excita energéticamente. La corriente en rápido ascenso dentro de la bobina 320 provoca un flujo axial rápidamente cambiante en el interior de la bobina. En virtud de los efectos inductivos, este rápido incremento en el flujo axial provoca la generación de un campo eléctrico azimutal E (véase la Figura 29), el cual penetra el espacio situado en torno a la bobina de flujo. Por las ecuaciones de Maxwell, este campo eléctrico es directamente proporcional al cambio en la intensidad del flujo magnético en el interior de la bobina; es decir, un rápido ascenso de la corriente de la bobina de betatrón conducirá a un campo eléctrico más intenso.

El campo eléctrico creado inductivamente se acopla con las partículas cargadas del plasma y provoca una fuerza ponderomotriz, la cual acelera las partículas de la capa de plasma anular. Los electrones, en virtud de su pequeña masa, son la primera especie en experimentar aceleración. La corriente inicial formada por este proceso es, por lo tanto, fundamentalmente debida a los electrones. Sin embargo, un tiempo de aceleración suficiente (en torno a centenares de microsegundos) conducirá también, finalmente, a una corriente de iones. Haciendo referencia a la Figura 29, este campo eléctrico acelera los electrones y los iones en direcciones opuestas. Una vez que ambas especies alcanzan sus velocidades terminales, la corriente es portada por igual por los iones y por los electrones.

Como se ha destacado anteriormente, la corriente portada por el plasma en rotación da lugar a un campo magnético propio. La creación de la topología de FRC real toma forma cuando el campo magnético propio creado por la corriente en el seno de la capa de plasma se hace comparable con el campo magnético aplicado desde las bobinas de campo exteriores 325, 330. En este momento se produce una reconexión magnética y las líneas de campo abiertas del campo magnético inicial producido externamente comienzan a cerrarse y a formar las superficies de flujo de FRC (véanse las Figuras 8 y 10).

La FRC de base establecida por este método exhibe un campo magnético y energías de las partículas modestos que no se encuentran típicamente en los parámetros operativos de interés para un reactor. Sin embargo, el campo eléctrico inductivo de aceleración persistirá

mientras la corriente dentro de la bobina de flujo de betatrón 320 continúe aumentando a una velocidad rápida. El efecto de este proceso es que la energía y la intensidad de campo magnético total de la FRC continúan creciendo. La extensión de este proceso está, por tanto, limitada fundamentalmente por la alimentación de potencia de la bobina de flujo, puesto que un suministro continuado de corriente requiere un depósito de almacenamiento de energía a gran escala. Sin embargo, es, en principio, inmediato acelerar el sistema hasta las condiciones de interés en un reactor.

Para la inversión de campo, el haz de plasma en circulación 335 es, preferiblemente, acelerado hasta una energía de rotación de aproximadamente 100 eV y, preferiblemente, comprendida en un intervalo entre aproximadamente 75 eV y 125 eV. Para alcanzar condiciones relevantes para la fusión, el haz de plasma en circulación 335 es, preferiblemente, acelerado hasta aproximadamente 200 keV y, de preferencia, hasta encontrarse en un intervalo de entre aproximadamente 100 keV y 3,3 MeV. Cuando se añaden haces de iones al haz de plasma en circulación 335, tal y como se ha descrito anteriormente, el haz de plasma 335 despolariza los haces de iones.

Experimentos – captación de haces y formación de FRC

Experimento 1: *Propagación y captación de un haz neutralizado en una vasija de contención magnética con el fin de crear una FRC.*

La propagación y la captación del haz se demostraron satisfactoriamente para las siguientes magnitudes de parámetros:

- Dimensiones de la cámara de vacío: en torno a 1 m de diámetro y 1,5 m de longitud.
- Radio de la bobina de betatrón de 10 cm.
- Radio de la órbita del haz de plasma de 20 cm.
- La energía cinética media del plasma en haz proyectado como corriente se midió en aproximadamente 100 eV, con una densidad de aproximadamente 10^{13} cm^{-3} , la temperatura en el orden de los 10 eV y la longitud o duración de impulsos en aproximadamente 20 μs .
- El campo magnético medio producido en el volumen de captación era de en torno a 100 Gauss, con un periodo de crecimiento en rampa de 150 μs . Fuente: bobinas exteriores y bobinas de betatrón.
- El plasma de fondo de neutralización (sustancialmente gas de hidrógeno) estaba caracterizado por una densidad media de aproximadamente 10^{13} cm^{-3} , siendo la temperatura cinética de menos de 10 eV.

El haz se generó en un cañón de plasma del tipo de deflagración. La fuente de haz de plasma era gas hidrógeno neutro, que se inyectó a través de la parte trasera del cañón, por medio de una válvula de descarga intermitente. Se utilizaron diferentes diseños geométricos del conjunto de electrodos en una disposición global cilíndrica. El voltaje o tensión de carga se ajustó, típicamente, entre 5 kV y 7,5 kV. Las corrientes de interrupción de pico en los cañones superaron los 250.000 A. Durante parte de las puestas en funcionamiento experimentales, se proporcionó plasma previamente ionizado adicional por medio de una matriz o conjunto ordenado de pequeños cañones de cable periféricos que alimentaban el interior del conjunto de electrodos del cañón central antes, durante o después de la inyección del gas neutral. Esto proporcionó unas longitudes de impulso prolongadas de más de 25 μs .

El haz neutralizado de baja energía emergente fue enfriado por medio de una corriente a través de un tubo de arrastre de un material no-conductor, antes de entrar en la cámara de vacío principal. El plasma del haz fue también magnetizado previamente a la vez que fluía en corriente a través de este tubo por medio de imanes permanentes.

El haz se auto-polarizó a la vez que se desplazaba a través del tubo de arrastre y entraba en la cámara, lo que provocaba la generación de un campo eléctrico interno al haz, que descentraba o desviaba las fuerzas de campo magnético sobre el haz. En virtud de este mecanismo, era posible propagar haces según se ha caracterizado anteriormente, a través de una región de campo magnético, sin desviación.

Al penetrar adicionalmente en la cámara, el haz alcanzaba la posición de órbita deseada y se encontraba con una capa de plasma de fondo proporcionada por una matriz o conjunto ordenado de cañones de cable y otras fuentes de descarga de contorno de superficie. La proximidad de la suficiente densidad de electrones hacía que el haz perdiese su campo de

auto-polarización y siguiese órbitas a modo de partículas individuales, con lo se atrapaba o capturaba esencialmente el haz. Las mediciones con copa de Faraday y sonda de B-punto [sonda de medición de la derivada de B con respecto al tiempo (\dot{B})] confirmaron la captación del haz y su órbita. Se observó que el haz había adoptado la órbita circular deseada al ser capturado. El plasma del haz fue seguido a lo largo de su órbita durante cerca de $\frac{3}{4}$ de una vuelta. Las mediciones indicaron que las pérdidas continuadas por rozamiento e inductivas provocaban que las partículas del haz perdieran la suficiente energía como para se curvarán hacia dentro con respecto a la órbita deseada y chocaran contra la superficie de la bobina de betatrón en torno a la marca de $\frac{3}{4}$ de vuelta. Para evitar esto, las pérdidas pudieron compensarse suministrando energía adicional al haz en órbita mediante la excitación inductiva de las partículas por medio de la bobina de betatrón.

Experimento 2: Formación de FRC utilizando la técnica de formación de haz / betatrón combinados.

La formación de FRC fue demostrada con éxito utilizando la técnica de formación de haz / betatrón combinados. La técnica de formación de haz / betatrón combinados se llevó a cabo experimentalmente en una cámara de 1 m de diámetro y 1,5 m de longitud utilizando un campo magnético externamente aplicado de hasta 500 G, un campo magnético originado en la bobina de flujo de betatrón 320 de hasta 5 kG, y un vacío de $1,2 \times 10^{-5}$ torr. En el experimento, el plasma de fondo presentaba una densidad de 10^{13} cm^{-3} y el haz de iones consistía en un haz de hidrógeno neutralizado que tenía una densidad de $1,2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, una velocidad de $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$ y una longitud o duración de impulsos de en torno a 20 μs (a la mitad de la altura). Se observó la inversión del campo.

Experimento 3: Formación de FRC utilizando la técnica de formación de betatrón.

La formación de FRC utilizando la técnica de formación de betatrón fue demostrada satisfactoriamente para las siguientes magnitudes de parámetros:

- Dimensiones de la cámara de vacío: en torno a 1 m de diámetro y 1,5 m de longitud.
- Radio de la bobina de betatrón de 10 cm.
- Radio de la órbita del plasma de 20 cm.
- El campo magnético externo medio producido en la cámara de vacío era de hasta 100 Gauss, con un periodo de crecimiento en rampa de 150 μs y una relación de espejo de 2:1. (Fuente: bobinas exteriores y bobinas de betatrón.)
- El plasma de fondo (sustancialmente gas hidrógeno) estaba caracterizado por una densidad media de aproximadamente 10^{13} cm^{-3} , siendo la temperatura cinética de menos de 10 eV.
- El tiempo de vida de la configuración estaba limitado por la energía total almacenada en el experimento y, generalmente, era de en torno a 30 μs .

Los experimentos ocurrían inyectando, en primer lugar, una capa de plasma de fondo por dos conjuntos de cañones de cable coaxiales montados en una disposición circular en el interior de la cámara. Cada colección de 8 cañones estaba montada en uno de los dos conjuntos de bobinas de espejo. Los cañones se encontraban separados azimutalmente de forma equidistante y descentrados con respecto al otro conjunto. Esta disposición permitía disparar los cañones simultáneamente y, con ello, se creaba una capa de plasma anular.

Con el establecimiento de esta capa, se excitaba energéticamente la bobina de flujo de betatrón. La corriente en aumento en los arrollamientos de la bobina de betatrón provocaba un incremento del flujo dentro de la bobina, lo que daba lugar a un campo eléctrico azimutal que se curvaba alrededor de la bobina de betatrón. La corriente en rápido ascenso y elevada de la bobina de flujo de betatrón producía un intenso campo eléctrico, el cual aceleraba la capa de plasma anular y, por tanto, inducía una corriente considerable. La corriente suficientemente intensa del plasma producía un campo magnético propio que alteraba el campo aportado externamente y provocaba la creación de la configuración invertida del campo. Mediciones detalladas con bucles de B-punto identificaron la extensión, intensidad y duración de la FRC.

Un ejemplo de datos típicos se muestra por las trazas de las señales de la sonda de B-punto recogidas en la Figura 30. La curva de datos A representa la intensidad absoluta de la componente axial del campo magnético en el plano medio axial (75 cm desde cada placa de extremo) de la cámara experimental, y en una posición radial de 15 cm. La curva de datos B representa la intensidad absoluta de la componente axial del campo magnético en el plano medio axial de la cámara y en una posición radial de 30 cm. El conjunto de datos de la curva A indica, por tanto, intensidad de campo magnético en el seno de la capa de plasma de

combustible (entre la bobina de betatrón y el plasma), en tanto que el conjunto de datos de la curva B ilustra la intensidad de campo magnético fuera de la capa de plasma de combustible. Los datos indican claramente que el campo magnético interno invierte su orientación (es negativo) entre aproximadamente 23 μs y 47 μs , mientras que el campo exterior permanece positivo, esto es, no invierte su orientación. El tiempo de inversión está limitado por el crecimiento en rampa de la corriente en la bobina de betatrón. Una vez alcanzada la corriente de pico en la bobina de betatrón, la corriente inducida en la capa de plasma de combustible comienza a decrecer y la FRC decae rápidamente. Hasta el presente, el tiempo de vida de la FRC se ve limitado por la energía que puede almacenarse en el experimento. Como con los experimentos de inyección y captura, el sistema puede ser actualizado o mejorado con el fin de proporcionar un tiempo de vida de la FRC más largo y una aceleración de acuerdo con los parámetros relevantes para un reactor.

Por encima de todo, esta técnica no sólo produce una FRC compacta, sino que también es robusta y fácil de implementar. Y lo que es más importante, la FRC de base creada por este método puede ser fácilmente acelerada hasta cualquier magnitud deseada de energía de rotación e intensidad de campo magnético. Esto es crucial para las aplicaciones de fusión y el confinamiento clásico de haces de combustible de alta energía.

Experimento 4: *Formación de FRC utilizando la técnica de formación de betatrón.*

Se ha llevado a cabo experimentalmente un intento de formar una FRC utilizando la técnica de formación de betatrón, en una cámara de 1 m de diámetro y 1,5 m de longitud, mediante el uso de un campo magnético externamente aplicado de hasta 500 G, un campo magnético originado en la bobina de flujo de betatrón 320 de hasta 5 kG, y un vacío de 5×10^{-6} torr. En el experimento, el plasma de fondo comprendía sustancialmente hidrógeno con una densidad de 10^{13} cm^{-3} y un tiempo de vida de aproximadamente 40 μs . Se observó la inversión del campo.

Fusión

De manera significativa, estas dos técnicas de formación de una FRC dentro de un sistema de contención 300 anteriormente descritas, o similares, pueden dar como resultado plasmas que tienen propiedades adecuadas para provocar en su seno la fusión nuclear. Más particularmente, la FRC formada por estos métodos puede ser acelerada hasta cualquier magnitud deseada de energía de rotación e intensidad de campo magnético. Esto es crucial para las aplicaciones de fusión y el confinamiento clásico de haces de combustible a alta energía. En el sistema de confinamiento 300, por lo tanto, se hace posible capturar y confinar haces de plasma de alta energía durante periodos de tiempo suficientes como para provocar una reacción de fusión con ellos.

A fin de adecuarse a la fusión, la FRC formada por este método es, preferiblemente, acelerada hasta grados apropiados de energía de rotación e intensidad de campo magnético por medio de aceleración de betatrón. La fusión, sin embargo, tiende a requerir un conjunto de condiciones físicas concretas para que tenga lugar alguna reacción. Además, para conseguir un quemado eficiente del combustible y obtener un balance de energía positivo, el combustible ha de mantenerse en este estado sustancialmente inalterado durante periodos de tiempo prolongados. Esto es importante, puesto que una temperatura y/o energía cinéticas elevadas caracterizan un estado relevante para la fusión. La creación de este estado requiere, en consecuencia, una cuantiosa introducción de energía que únicamente puede ser recuperada si la mayor parte del combustible experimenta fusión. Como consecuencia de ello, el tiempo de confinamiento del combustible tiene que ser más largo que su tiempo de quemado. Esto conduce a un balance de energía positivo y, consecuentemente, una ganancia neta de energía.

Una ventaja significativa de la presente invención es que el sistema de confinamiento y el plasma aquí descritos son capaces de presentar largos tiempos de confinamiento, es decir, tiempos de confinamiento que superan los tiempos de quemado. Un estado típico para la fusión se caracteriza, por lo tanto, por las siguientes condiciones físicas (que tienden a variar sobre la base del combustible y el modo de funcionamiento):

Temperatura promedio de los iones: dentro de un intervalo entre aproximadamente 30 keV y 230 keV y, preferiblemente, en un intervalo entre aproximadamente 80 keV y 230 keV.

Temperatura promedio de los electrones: dentro de un intervalo entre aproximadamente 30 keV y 100 keV y, preferiblemente, en un intervalo entre aproximadamente 80 keV y 100 keV.

Energía coherente de los haces de combustible (haces de iones inyectados y haz de

plasma en circulación): dentro de un intervalo entre aproximadamente 100 keV y 3,3 MeV y, preferiblemente, en un intervalo entre aproximadamente 300 keV y 3,3 MeV.

Campo magnético total: dentro de un intervalo entre aproximadamente 47,5 kG y 120 kG y, preferiblemente, en un intervalo entre aproximadamente 95 kG y 120 kG (con el campo aplicado externamente comprendido en un intervalo entre aproximadamente 2,5 kG y 15 kG y, preferiblemente, dentro de un intervalo entre aproximadamente 5 kG y 15 kG).

Tiempo de confinamiento clásico: mayor que el tiempo de quemado del combustible y, preferiblemente, comprendido en un intervalo entre aproximadamente 10 segundos y 100 segundos).

Densidad de iones combustibles: dentro de un intervalo entre aproximadamente 10^{14} cm^{-3} y menos de 10^{16} cm^{-3} y, preferiblemente, en un intervalo entre aproximadamente 10^{14} cm^{-3} y 10^{15} cm^{-3} .

Potencia total de fusión: preferiblemente comprendida en un intervalo entre aproximadamente 50 kW/cm y 450 kW/cm (potencia por cm de longitud de la cámara).

Para adecuarse al estado de fusión ilustrado en lo anterior, la FRC es, preferiblemente, acelerada hasta una magnitud de energía rotacional coherente preferiblemente comprendida en un intervalo entre aproximadamente 100 keV y 3,3 MeV y, más preferiblemente, en un intervalo entre aproximadamente 300 keV y 3,3 MeV, y una magnitud de intensidad de campo magnético preferiblemente comprendida en un intervalo entre aproximadamente 45 kG y 120 kG y, más preferiblemente, en un intervalo entre aproximadamente 90 kG y 115 kG. A estos niveles, pueden inyectarse haces de iones de alta energía dentro de la FRC y quedar atrapados para formar una capa de haces de plasma donde los iones de los haces de plasma quedan magnéticamente confinados y los electrones de los haces de plasma quedan confinados electrostáticamente.

Preferiblemente, la temperatura de los electrones se mantiene tan baja como sea posible en la práctica con el fin de reducir la cantidad de radiación de *bremssstrahlung* [de dispersión], la cual, podría, en caso contrario, conducir a pérdidas de energía por radiación. El pozo de energía electrostática de la presente invención proporciona unos medios eficaces para conseguir esto.

La temperatura de los iones se mantiene, preferiblemente, en una magnitud que hace posible un quemado eficiente, puesto que la sección eficaz de la fusión es función de la temperatura de los iones. La elevada energía directa de los haces de iones de combustible es esencial para proporcionar el transporte clásico, tal como se ha explicado en esta Solicitud. También minimiza los efectos de las inestabilidades sobre el plasma de combustible. El campo magnético es consistente con la energía de rotación del haz. Éste es parcialmente creado por el haz de plasma (campo propio) y, a su vez, proporciona el soporte y la fuerza para mantener el haz de plasma en la órbita deseada.

Productos de fusión

Los productos de fusión nacen, predominantemente, cerca de la superficie de anulación, desde la que emergen por difusión hacia la superficie separadora 84 (véase la Figura 8). Esto es debido a las colisiones con electrones (ya que las colisiones con los iones no cambian el centro de masas y, en consecuencia, no provocan que éstos alteren las líneas de campo). Debido a su elevada energía cinética (los iones producto tienen una energía mucho más elevada que los iones de combustible), los productos de fusión pueden atravesar fácilmente la superficie separadora 84. Una vez que se encuentran más allá de la superficie separadora 84, pueden salir a lo largo de las líneas de campo abiertas 80 siempre y cuando experimenten una dispersión por las colisiones de ión-ión. Si bien este proceso de colisiones no conduce a la difusión, puede cambiar la dirección del vector velocidad del ión de tal manera que éste apunte paralelamente al campo magnético. Estas líneas de campo abiertas 80 conectan o unen la topología de FRC del núcleo con el campo magnético aplicado uniforme proporcionado fuera de la topología de FRC. Los iones producto emergen sobre líneas de campo diferentes, las cuales siguen con una cierta distribución de energías, ventajosamente, en forma de un haz anular en rotación. En los intensos campos magnéticos encontrados en el exterior de la superficie separadora 84 (típicamente, de en torno a 100 kG), los iones producto presentan una distribución asociada de radios de giro que varía desde un valor mínimo de aproximadamente 1 cm hasta un máximo de en torno a 3 cm para los iones producto más energéticos.

Inicialmente, los iones producto tienen una energía longitudinal así como rotacional caracterizadas por $\frac{1}{2} M(v_{\text{par}})^2$ y $\frac{1}{2} M(v_{\text{perp}})^2$. v_{perp} es la velocidad azimutal asociada con la

rotación alrededor de una línea de campo como centro orbital. Como las líneas de campo se separan tras abandonar las proximidades de la topología de FRC, la energía rotacional tiende a reducirse al tiempo que la energía total permanece constante. Esto es una consecuencia de la invariancia adiabática del momento magnético de los iones producto. Es bien conocido en la técnica que las partículas cargadas que orbitan en el seno de un campo magnético tienen un momento magnético asociado con su movimiento. En el caso de partículas que se mueven a lo largo de un campo magnético que varía lentamente, existe también una invariante adiabática del movimiento descrita por $\frac{1}{2} M(v_{\text{perp}})^2/B$. Los iones producto que orbitan alrededor de sus líneas de campo respectivas tienen un momento magnético y una tal invariante adiabática asociada con su movimiento. Como B disminuye en un factor de aproximadamente 10 (indicado por la separación de las líneas de campo), se sigue que v_{perp} disminuirá de la misma manera, en aproximadamente 3,2. De esta forma, en el momento en que los iones producto llegan a la región de campo uniforme, su energía de rotación será menos del 5% de su energía total; en otras palabras, casi toda la energía se encuentra en la componente longitudinal.

Aunque la invención es susceptible de diversas modificaciones y formas alternativas, un ejemplo específico de la misma se ha mostrado en los dibujos y se ha descrito aquí con detalle. Debe comprenderse, sin embargo, que la invención no está limitada a la forma particular descrita, sino que, antes bien, la invención está destinada a cubrir todas las modificaciones, equivalentes y alternativas que caigan dentro del ámbito de las reivindicaciones que se acompañan.

REIVINDICACIONES

- 5 1. Un método para confinar plasma, el método que comprende las etapas de crear un campo de guía magnético con líneas de campo que se extienden axialmente dentro de una cámara (310) mediante bobinas de campo exteriores (325),
 10 inyectar una capa anular de plasma (335) que comprende partículas cargadas de electrones e iones dentro de dicho campo de guía magnético, originando que dicho plasma rote dentro de la cámara (310),
 formar un campo propio magnético poloidal que rodea el plasma en rotación debido a la corriente llevada por el plasma en rotación; e
 incrementar la energía rotacional del plasma (335) por medio de una bobina de flujo de betatrón (320) para incrementar la magnitud del campo propio a un nivel que origina la
 15 formación de un campo magnético dentro de la cámara (310) con topología invertida en campo, en el que la magnitud del campo propio se incrementa hasta un nivel que supera la magnitud del campo de guía, por lo que origina la inversión en el campo.
- 20 2. El método de la reivindicación 1, en el que la etapa de originar que el plasma (335) rote dentro de la cámara (310) incluye crear un campo eléctrico acimutal dentro de la cámara (310) y aplicar fuerzas ponderomotrices desde un campo eléctrico acimutal hasta las partículas cargadas.
- 25 3. El método de la reivindicación 2, en el que la etapa de
- (a) crear un campo eléctrico acimutal incluye incrementar la gestión de la corriente a través de dicha bobina de flujo de betatrón (320) concéntrica con un eje principal de la cámara (310), o
 30 (b) crear un campo eléctrico acimutal incluye incrementar la gestión de la corriente a través de dicha bobina de flujo de betatrón (320) concéntrica con un eje principal de la cámara (310), y acelerar el plasma en rotación hasta la energía de rotación del nivel de fusión incrementando la velocidad de cambio de la gestión de corriente a través de la bobina de flujo de betatrón.
- 35 4. El método de la reivindicación 1, en el que la etapa de crear el campo de guía incluye energizar una pluralidad de bobinas de campo (325) y bobinas de espejo (330) que se extienden alrededor de la cámara (310).
- 40 5. El método de la reivindicación 1, que comprende además la etapa de incrementar la magnitud del campo de guía para mantener el plasma en rotación a un tamaño radial predeterminado.
- 45 6. El método de la reivindicación 1, que comprende además la etapa de acelerar el plasma en rotación a la energía de rotación del nivel de fusión.
- 50 7. El método de la reivindicación 6, que comprende además las etapas de inyectar haces de iones de potencia del nivel de fusión en el campo magnético con inversión de campo dentro de la cámara (310) y atrapar los haces en órbitas de betatrón dentro de la cámara (310).
- 55 8. El método de la reivindicación 7, que comprende además la etapa de
- (a) crear un pozo electroestático dentro de la cámara (310), o
 (b) crear un pozo electroestático dentro de la cámara (310), y confinar magnéticamente iones dentro del campo magnético que tiene topología invertida en campo, y confinar electroestáticamente electrones dentro del pozo electroestático.
- 60 9. El método de la reivindicación 8, que comprende además la etapa de:
- (a) formar iones de productos de fusión, o
 (b) formar iones de productos de fusión y dar salida a los iones de productos de fusión desde el campo magnético con topología invertida en campo en una haz anular.
- 65

10. El método de la reivindicación 1, en el que la energía de rotación del plasma se incrementa a un intervalo de entre alrededor de 75 eV a 125 eV .
- 5 11. El método de una cualquiera de las reivindicaciones 3, 6 y 9, en el que la energía de rotación del plasma se incrementa a un intervalo de entre alrededor de 100 KeV a 3,3 MeV .
12. El método de la reivindicación 7, que comprende además las etapas de neutralizar los haces de iones con una pluralidad de electrones y polarizar eléctricamente los haces de iones neutralizados, o
10 inyectar los haces de iones ortogonales a un eje principal de la cámara (310) y en una posición radial desde el eje principal donde el plasma (335) está contenido dentro del campo magnético con inversión de campo.
13. El método de la reivindicación 8, en el que la etapa de formar un pozo electroestático incluye las etapas de
15
- (a) aplicar un campo magnético a una magnitud predeterminada para formar el campo de guía, inyectar haces de iones dentro del campo magnético con inversión de campo a una velocidad predeterminada, y generar un campo electroestático que tiene una magnitud correspondiente a la magnitud del campo magnético aplicado, o
20
- (b) aplicar un campo magnético a una magnitud predeterminada para formar el campo de guía, inyectar haces de iones dentro del campo magnético con inversión de campo a una velocidad predeterminada, generando un campo electroestático que tiene una magnitud correspondiente a la magnitud del campo magnético aplicado; y ajustar la magnitud del campo electroestático ajustando la magnitud del campo magnético aplicado.
25

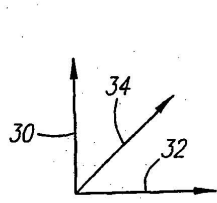


FIG. 1A

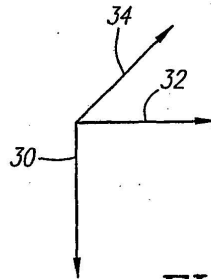


FIG. 1B

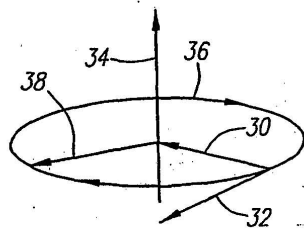


FIG. 2A

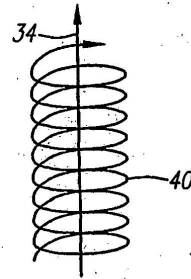


FIG. 2B

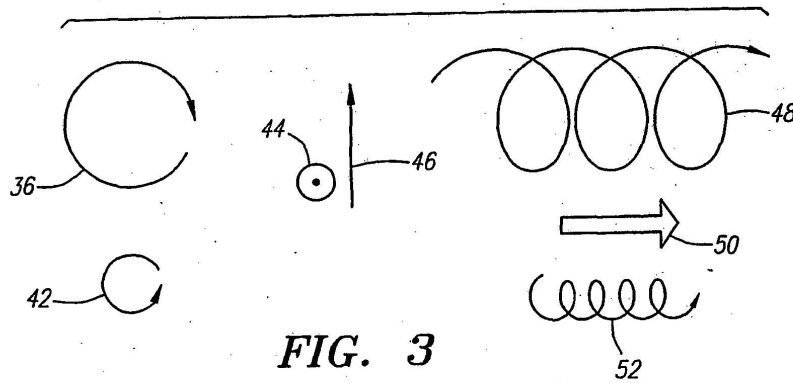


FIG. 3

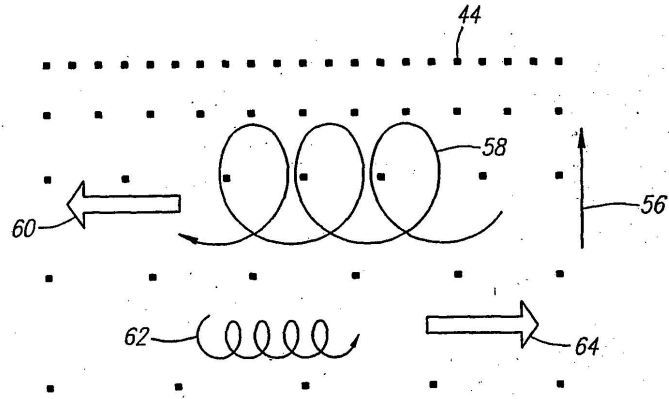


FIG. 4

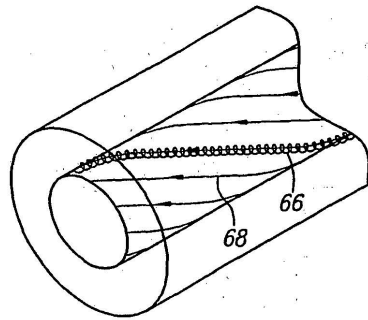


FIG. 5

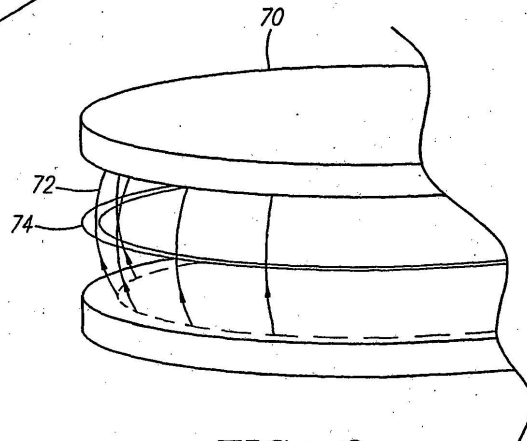


FIG. 6

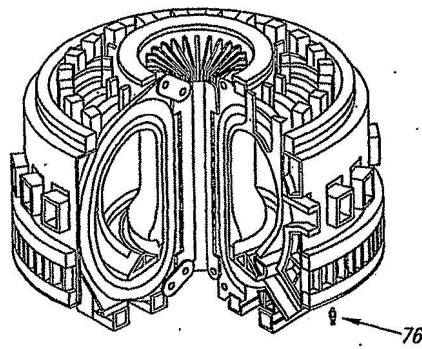


FIG. 7
(TÉCNICA ANTERIOR)

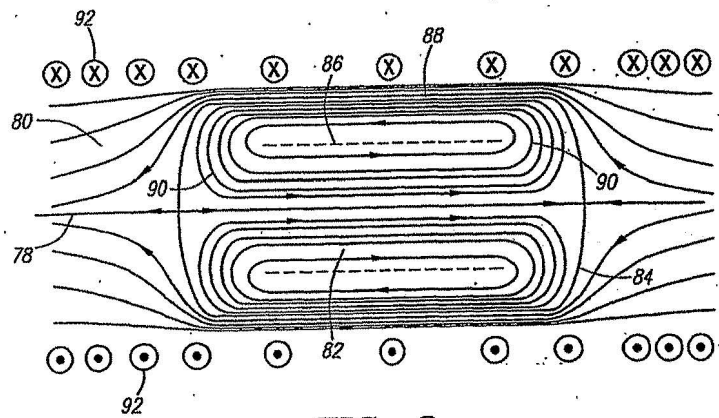


FIG. 8

FIG. 9A

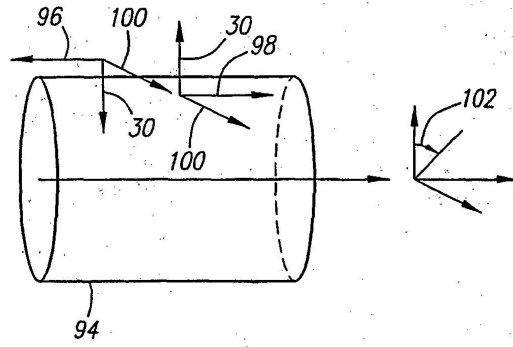


FIG. 9B

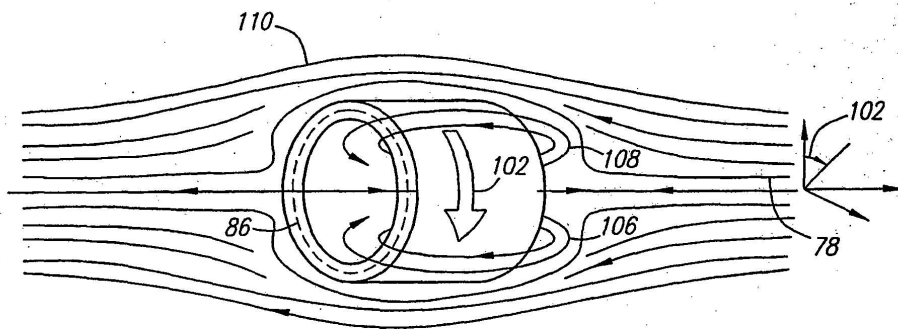
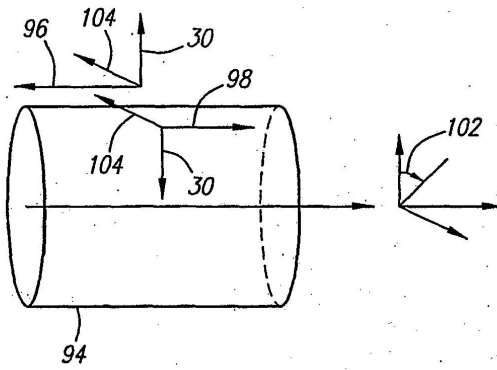


FIG. 10

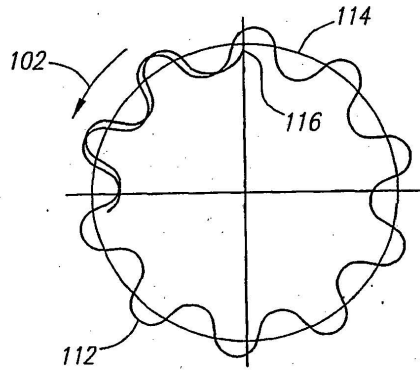


FIG. 11

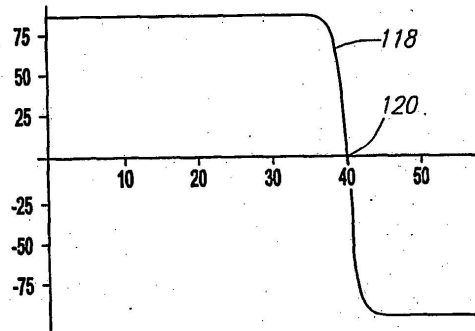


FIG. 12A

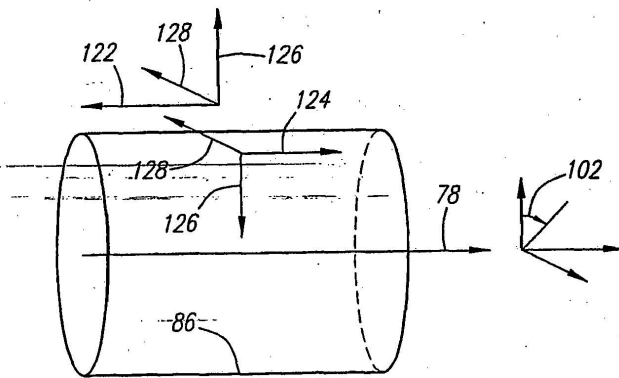


FIG. 12B

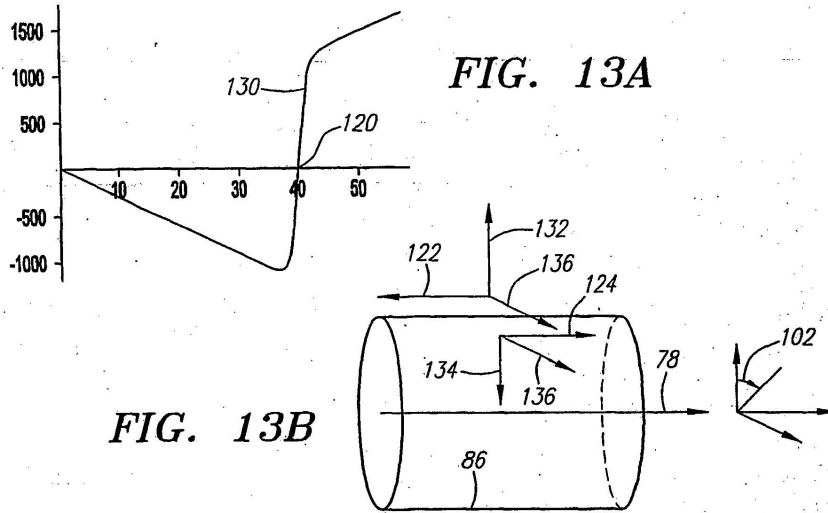


FIG. 13B

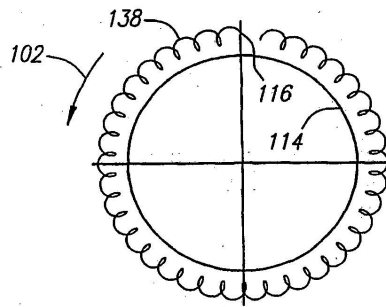


FIG. 14A

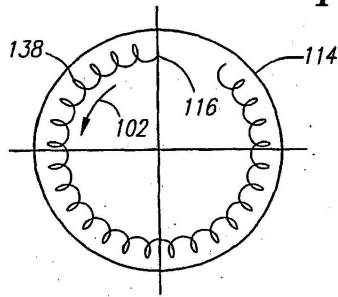


FIG. 14B

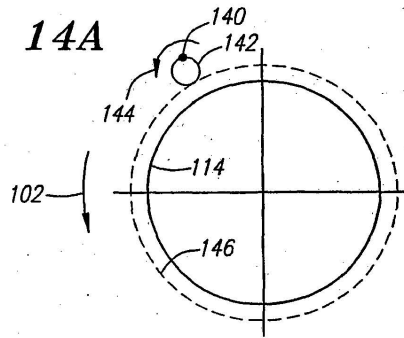
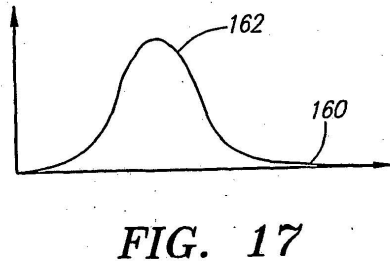
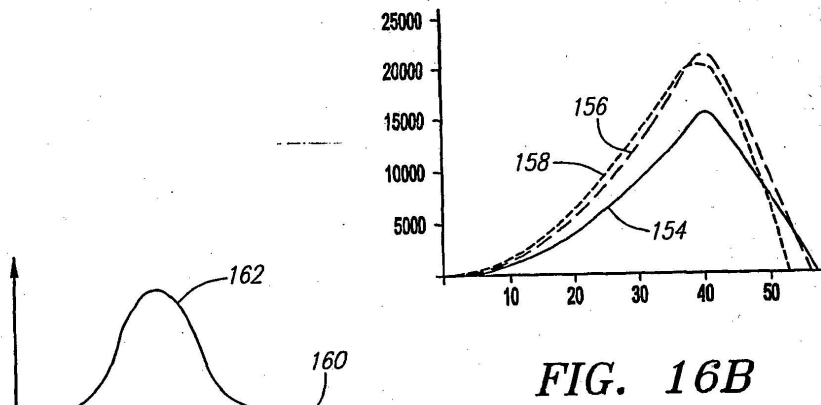
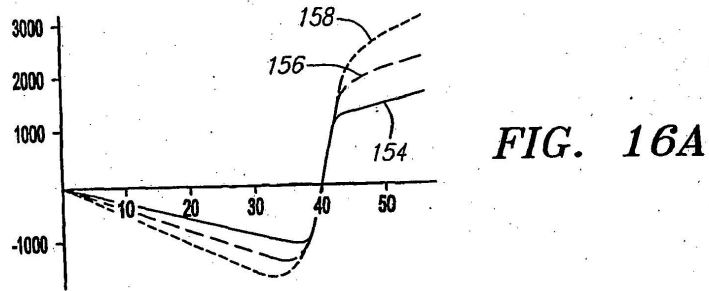
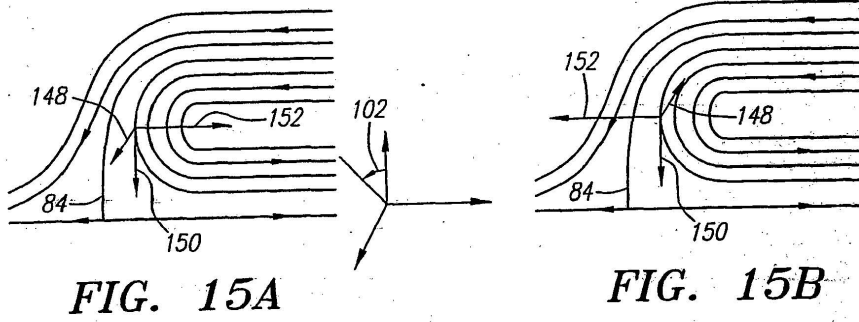


FIG. 14C



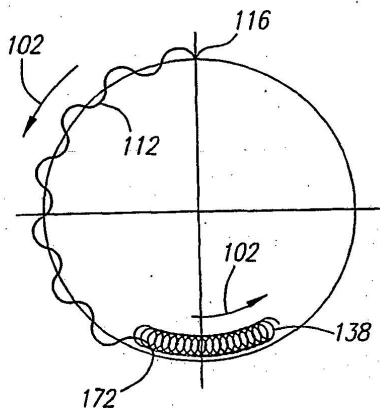


FIG. 18A

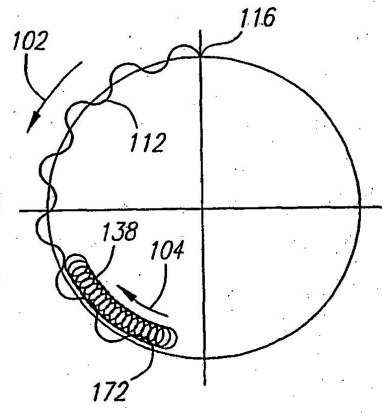


FIG. 18B

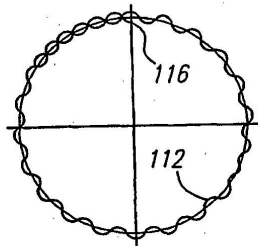


FIG. 19A

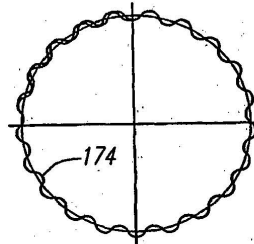


FIG. 19B

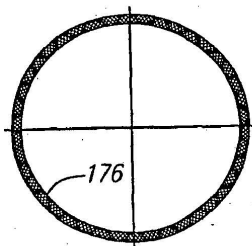


FIG. 19C

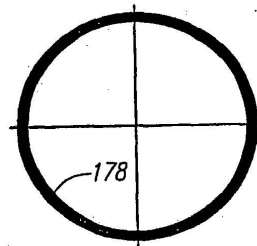


FIG. 19D

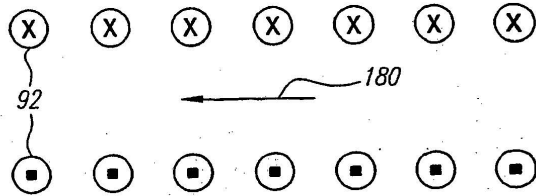


FIG. 20A

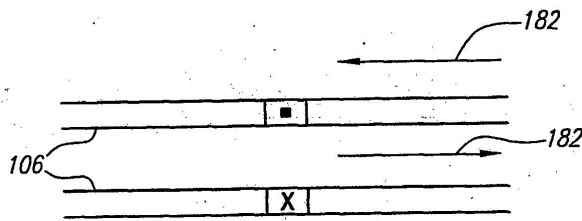


FIG. 20B

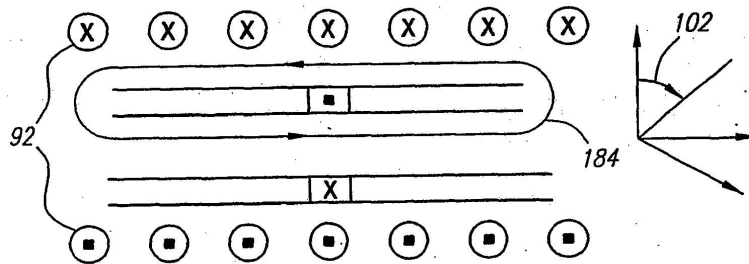


FIG. 20C

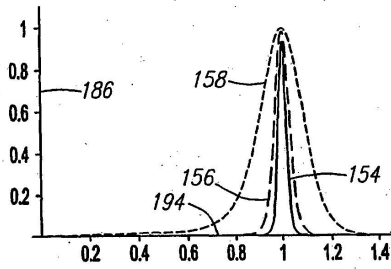


FIG. 21A

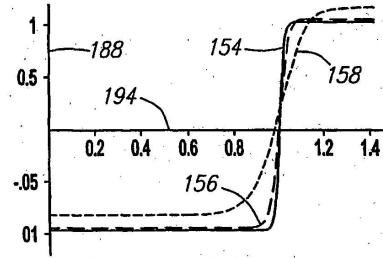


FIG. 21B

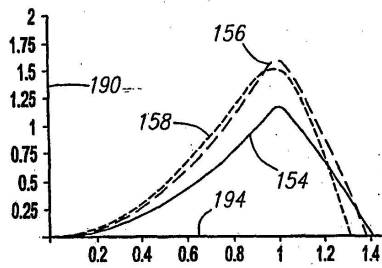


FIG. 21C

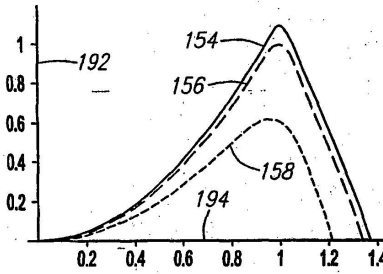


FIG. 21D

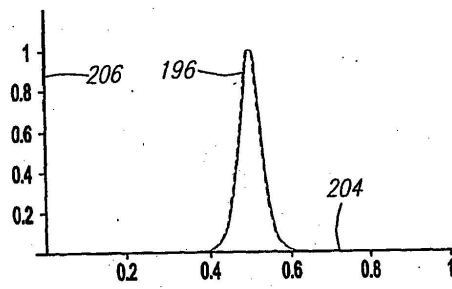


FIG. 22A

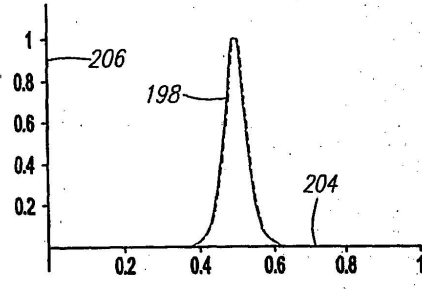


FIG. 22B

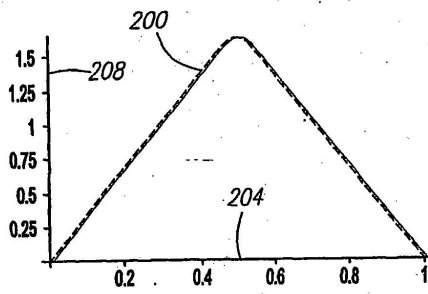


FIG. 22C

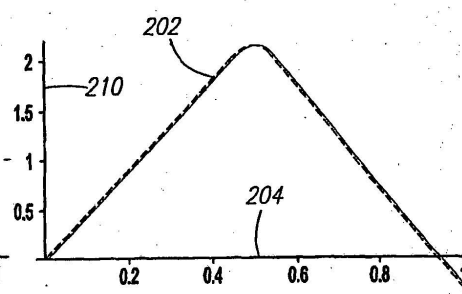


FIG. 22D

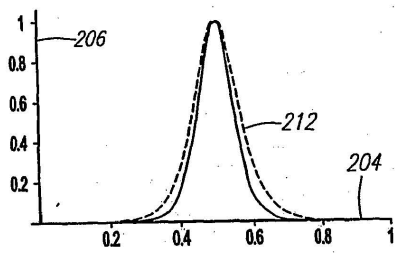


FIG. 23A

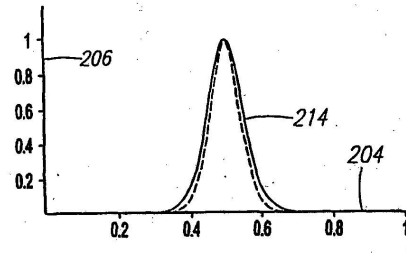


FIG. 23B

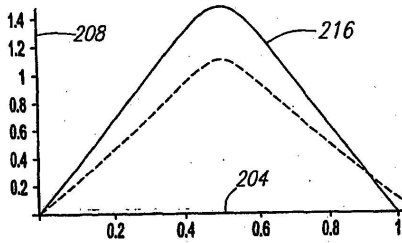


FIG. 23C

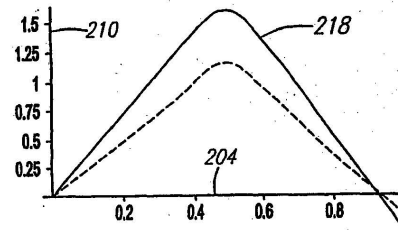


FIG. 23D

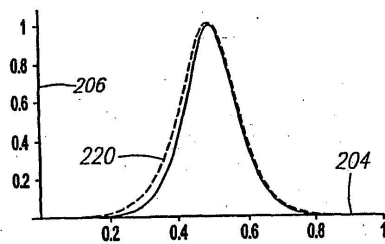


FIG. 24A

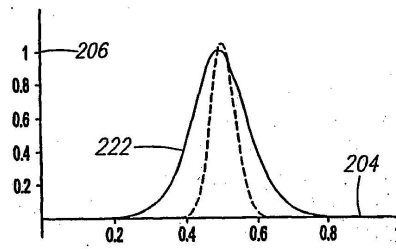


FIG. 24B

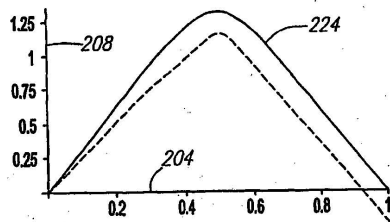


FIG. 24C

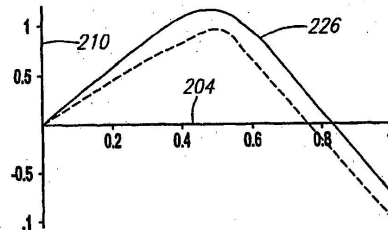


FIG. 24D

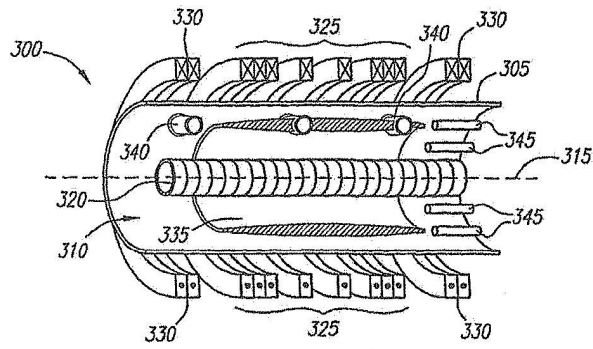


FIG. 25

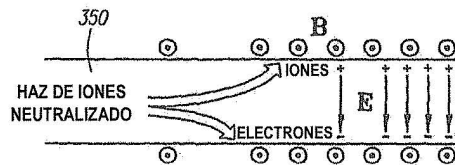


FIG. 26

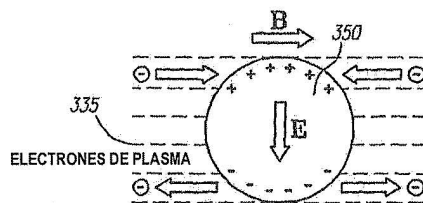


FIG. 27

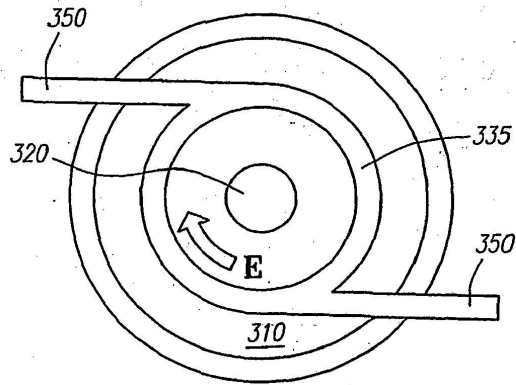


FIG. 28

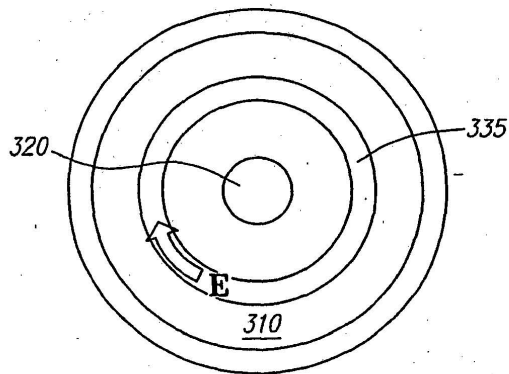


FIG. 29

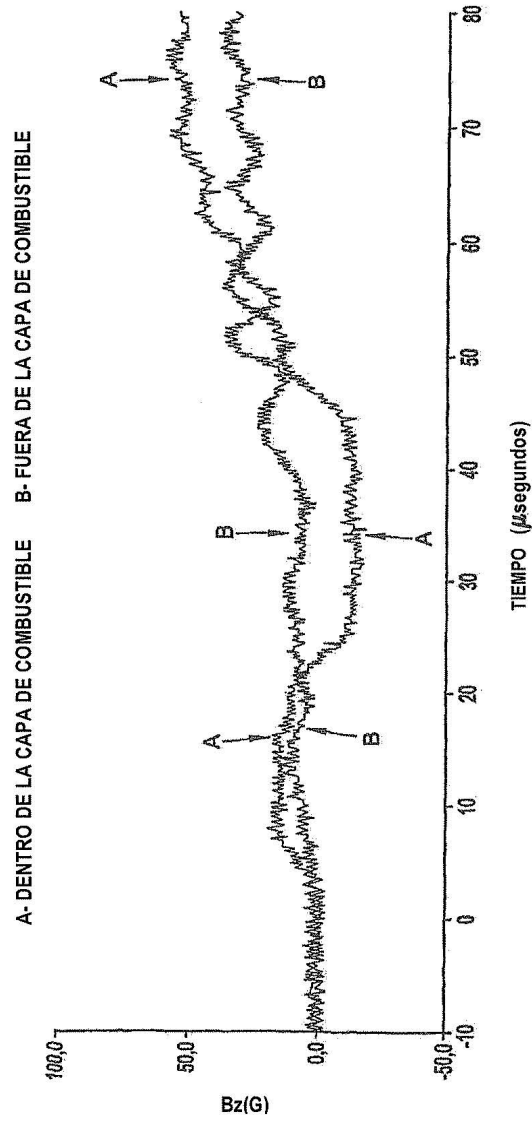


FIG. 30