

Int. Cl. G21C 3/52, 17/06

80



408349

nº 408.349

PATENTE DE INVENCION

por VEINTE años

cuyo privilegio se solicita para España, sus territorios y plazas de soberanía, a favor de:

KMS INDUSTRIES, INC.

entidad norteamericana, domiciliada en 220 East Huron Street, Ann Arbor, Michigan, U.S.A., relativa a:

"METODO DE LIBERAR, DE FORMA CONTROLADA, ENERGIA DE FUSION UTILIZANDO UN FLUJO DE LASER"

=====

Inventor: Keith Allen Brueckner



G 21C

MEMORIA DESCRIPTIVA

I. INTRODUCCION

5. Esta invención se refiere a una configuración de combustible para lograr la liberación controlada de energía termonuclear y a un método para lograr esta liberación. - -

10. Es un objetivo de la invención proporcionar un método de liberar energía termonuclear que es limpio en el sentido de que no hay contaminación por residuos peligrosos, esto es, los productos de reacción son mucho menos peligrosos que los productos de los reactores de fisión, y que elimina esencialmente los peligros descontrolados o de "escapada" ("run-away") de los reactores nucleares que se hallan actualmente funcionando. - - - - -

15. Es otro objetivo proporcionar un sistema de reactor que utiliza un combustible relativamente económico y un sistema de reactor que genera uno o más de los productos a partir de los cuales funciona. - - - - -

20. Es otro objetivo proporcionar un sistema de reactor que produce una salida de energía que es mucho mayor que la entrada de energía utilizada para la iniciación. - - - -

Es otro objetivo proporcionar una configuración de

438546



combustible y un sistema para el uso en la liberación controlada de energía termonuclear que es suficientemente simple, compacto y manejable, respecto al factor peso, esto es, que puede utilizarse para instalaciones generadoras de energía pequeñas o grandes y para unidades generadoras de propulsión en el espacio. - - - - -

Otros objetivos y características de la invención resultarán de la siguiente descripción y reivindicaciones en que se exponen los principios de funcionamiento junto con la utilidad con respecto al mejor modo de la invención actualmente contemplado. - - - - -

Los planos acompañan la exposición y las distintas vistas de los mismos pueden describirse sumariamente como: - - - - -

15. FIGURA 1 - Una vista de una cantidad de combustible de fusión después de la formación de una zona de absorción subdensa con un primer choque no separado aún del frente térmico. En esta figura, así como en la figura 2, la referencia 1 indica el frente de plasma subdenso en expansión, la referencia 2 la superficie de densidad crítica, la referencia 3 el frente de la onda de conducción térmica y la referencia 4 el frente del primer choque; el rayado A indica una región subdensa con deposición de láser; el rayado B una zona superdensa de conducción, el rayado C el combustible comprimido con sólo calenta-

20.

25.

40000



miento por choque y el rayado D el combustible no comprimido. - - - - -

5. FIGURA 2 - Una vista de una etapa intermedia en implosión con el primer choque perfectamente separado del frente de conducción térmica. - - - - -

10. FIGURA 3 - Un diagrama que ilustra los perfiles típicos de densidad y temperatura durante la implosión. En esta figura E indica primer choque, F segundo choque, G tercer choque, H región de conducción térmica, J densidad crítica y K región de deposición de láser. - - - - -

15. El método a describir para la liberación controlada de energía termonuclear contempla una forma peculiar de combustible, a saber una esfera o cápsula esférica (denominada "envolvente"). El combustible básico está formado por una mezcla igual de deuterio y tritio a densidad sólida ( $4,5 \times 10^{22}$  átomos/cm<sup>3</sup>) bajo condiciones criogénicas de aproximadamente 5° a 10° Kelvin. El tritio es moderadamente reactivo pero las precauciones normales hacen que el proceso de formación sea de una relativa simplicidad. - - - - -

20. Si bien la utilización de una forma hueca o "envolvente" se describirá como la más deseable, es posible utilizar una forma sólida o maciza, es decir sin oquedad, dando una reacción termonuclear de menor rendimiento. - - - - -



1916

408349

5. Una esfera con un radio del orden de 0,5 a 2 milímetros puede ser impulsada por un láser con energía del orden de 50 a 100 kilojulios. Para esta entrada de energía, una envoltente esférica tiene un radio exterior del orden de 0,5 a 2 milímetros con un espesor de envoltente del orden de 5 a 30% del radio exterior. - - - - -

10. La esfera o envoltente forma lo que se denomina "combustible" para el proceso que prevé una acción de implosión que resulta de la irradiación por una onda de láser convergente de una forma y duración de impulsos predeterminadas para crear unas condiciones de densidad y temperatura con el fin de determinar una ignición termonuclear de las regiones centrales de la envoltente implosionada. - - - - -

15. La capacidad de láser prevista para el proceso oscila entre 50 y 1000 kilojulios. Para esta entrada de energía, la salida de energía de fusión aumenta en aproximadamente 20 veces la entrada de energía de láser. Esta multiplicación da una suficiente ganancia de energía para compensar el poco rendimiento de láser y el rendimiento de la conversión de energía térmica a eléctrica, que se requiere para una ganancia general de energía en un reactor de producción de potencia. Se han creado láseres simples para producir varios kilojulios. Una fuente realizable de láser para el presente sistema reside actualmente en una pluralidad de fuentes de

20. láser para crear un haz de láser convergente impulsado en fase, en el tiempo, con un oscilador maestro común. Este siste

25.

408549



ma de láser debe protegerse o blindarse adecuadamente con respecto a la reacción si se utiliza directamente, pero se prevé que el haz de láser pueda dirigirse a espejos que concentran el haz en un punto de los límites de un volumen de reacción dentro del cuerpo del reactor. El último sistema puede ser preferible aunque los espejos deban substituirse ocasionalmente. Pueden también utilizarse blindajes magnéticos para proteger los espejos del flujo de partículas cargadas.

5.

El cuerpo del reactor incluirá la fuente de láser, los espejos, el área de soporte o introducción para la envolvente de material de deuterio-tritio y un sistema refrigerante por litio para absorber el calor de reacción. - - - - -

10.

Los espejos pueden estar dispuestos en el espacio alrededor de un punto focal o foco de tal forma que la energía de láser se hace incidir sobre la envolvente de deuterio-tritio en una pluralidad de puntos de alrededor de su superficie. El número de espejos y las áreas o direcciones consiguientes de la entrada de energía de láser pueden determinarse por cálculo. - - - - -

15.

La iniciación del láser puede realizarse manualmente colocando una gragea preparada de combustible en un punto focal predeterminado de los láser y realizando el impulso de los láser según se desee. Puede también realizarse dejando caer la envolvente preparada a través del punto focal del láser para iniciar automáticamente el impulso de láser con la temporización exacta deseada. La duración del

20.

25.

408349



impulso de láser es del orden de nanosegundos. - - - - -

## II. FABRICACION Y MANIPULACION DE LAS GRAGEAS

### A. Una gragea maciza

- Dado que el punto de ebullición del helio líquido es de  $-269^{\circ}\text{C}$  ( $4^{\circ}\text{K}$ ) puede utilizarse como refrigerante criogénico para solidificar los isótopos de hidrógeno que tienen un punto de fusión de  $-259^{\circ}\text{C}$  ( $14^{\circ}\text{K}$ ). Unos medios de fabricación de una gragea de DT maciza consistirían en forzar una mezcla de líquidos, a partes iguales (en concentración atómica), de deuterio y tritio a través de un tubo capilar (es decir, una jeringa) y dejar que se formara una gota. El tamaño de la capilaridad y la tensión superficial del D-T determinarían el tamaño de la gota y, por ello, el tamaño de la gragea de combustible. La gota líquida puede solidificarse por adicional refrigeración criogénica, utilizando helio como fluido refrigerante. Si la esfera líquida de DT se deja entrar en contacto con una superficie enfriada, a la que puede transferirse calor, resultará una deformación. Esta deformación puede minimizarse por medio de la aplicación de un recubrimiento no humectante a la superficie de refrigeración. Unos medios más directos de extracción de la energía térmica de la gota líquida de DT son el transporte de la gota a través de una columna de helio gaseoso frío, depositando finalmente la gota congelada de DT en un baño de helio líquido. -
- 5.
- 10.
- 15.
- 20.

408349



B. Una esfera hueca

5. Durante varios años se han fabricado microesferas de vidrio por medio de cierto número de procesos y dichas microesferas se hallan comercialmente en el mercado. Las técnicas son aplicables a la formación de envoltentes de D-T.

10. Los procesos de fabricación de microesferas de vidrio han sido patentados y por lo menos uno resulta basarse en el principio de la expansión de microbolsas de gas ocluidas en un ambiente de presión reducida. W. H. Kohl y otros describen con algún detalle (véase Kohl, referencia 1) la solubilidad de gases en varios metales. Solamente los metales refinados al vacío se hallan relativamente libres de gases disueltos. Los gases son también solubles en el vidrio. Cuando el vidrio (o cualquier material con bolsas de gas ocluido) se funde, el gas se dilata y en ausencia de fuerza externa se forma una esfera hueca. Este proceso parece haber sido utilizado en la fabricación de microesferas compuestas por vidrio, plástico, epoxi o metal. - - - - -

15.

C. Manipulación de las grageas de DT

20. Antes de la introducción en el reactor y en el haz de láser concentrado, pueden utilizarse varias técnicas para la manipulación de la esfera de DT. Una técnica obvia consiste en soportar la esfera de DT en una columna móvil de helio criogénico gaseoso. Las condiciones requeridas para suspender una gota esférica de DT en una corriente de helio gaseoso

25. pueden determinarse por aproximación mediante la clásica

408349



ecuación de Stokes que considera una partícula esférica que cae a través de una atmósfera de gas. Reducida a una forma útil, esta ecuación puede expresarse como sigue: - - - - -

$$v = \frac{2}{9} \frac{g a^2}{\mu} \frac{\rho(DT)}{\rho(He)}$$

en donde v es la velocidad,

5. g es la constante de gravedad,

a es el radio de la partícula,

p es la densidad,

y  $\mu$  es la difusividad viscosa del helio. - - - - -

10. Considerando una partícula líquida de D-T de aproximadamente 0,1 cm de diámetro que cae a través de gas helio a una densidad numérica atmosférica, la velocidad de la partícula es ~100 cm/seg. Inversamente, si la circulación lineal de gas helio se ajustara a ~100 cm/seg la partícula quedaría suspendida en la corriente de gas. Por el diseño apropiado de

15. la variación del flujo o circulación de gas a través de un tubo puede limitarse el movimiento lateral de la partícula. Mientras la gota de fluido permanece suspendida, la temperatura del gas helio se enfría por debajo del punto de fusión del hidrógeno, produciendo ello una gragea maciza de D-T.

20. La anterior técnica ha sido indicada en patentes que se referían a operaciones con lechos fluidizados, en caudalímetros de gas por burbujas y en muchos otros procesos. - - - - -

Otra técnica podría consistir en cargar electrostáticamente la gragea de D-T y soportarla y transportarla en



5. entonces por medio de un campo eléctrico. La suspensión electrostática de partículas o gotas de D-T requiere que las partículas sean cargadas y luego suspendidas en un campo eléctrico. La partícula se carga por contacto. Por ejemplo, la boquilla de una jeringa o pipeta utilizada para formar la gota de D-T podría cargarse electrostáticamente. Entonces la gota cae en un campo electrostático mantenido entre dos placas. Las relaciones electrostáticas clásicas describen la fuerza sobre una gota con carga en un campo eléctrico. La carga ( $\sigma$ ), expresada en unidades electrostáticas, creada en una gota está relacionada con el campo electrostático  $E_1$  por la relación  $E_1 = 4\pi\sigma$ . La fuerza (F) aplicada a la partícula por un campo ( $E_2$ ) se expresa como sigue - - - - -

$$F = E_2 4\pi\sigma a^2 \quad \text{en donde } a \text{ es el diámetro de la partícula.}$$

15. Suponiendo que el campo de suspensión ( $E_2$ ) es igual al utilizado para cargar la partícula ( $E_1$ ), la fuerza (F) aplicada es  $E_2^2 a^2$ . La fuerza de gravedad sobre la partícula es  $F_0 = mg$ . Igualando las dos fuerzas para determinar las condiciones de suspensión, el campo requerido es - - - - -

$$E_2 = \left[ \frac{4}{3}\pi a \rho(D-T) g \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\cong 830 a^{1/2}(\text{cm})^{\frac{1}{2}} \text{ voltios/cm}$$

20. Para una gota DT con un radio de  $\frac{1}{2}$  milímetro, un campo de  $\sim 1850$  voltios/cm suspenderá la gota de D-T. Configurando las



408749

5. placas y por lo tanto el campo, puede limitarse el movimiento lateral de la gota. La gota se congela por medio del helio refrigerado que se hace circular alrededor de la gota mientras permanece suspendida. Los principios anteriormente descritos de campos electrostáticos se han utilizado en muchas aplicaciones prácticas y son básicos de muchas patentes. Siguiendo la formación de la gragea según una de las técnicas anteriormente descritas, la gragea se introduce en el volumen del reactor por medio de radiación láser. - - - - -

10. III. DETALLES DEL PROCESO DE FUSION IMPULSADO POR LASER

El análisis y el estudio por computadora del proceso demuestra que la acción de láser tiene lugar como sigue:

15. 1. La energía de láser es absorbida por el proceso clásico de bremsstrahlung inverso en la superficie de D-T y por un acoplamiento anómalo que surge de la excitación de plasma inestable y de las fluctuaciones de la densidad de iones, como resultado del gradiente de densidad superficial finito y de la penetración de la onda evanescente en el sólido, para provocar la ionización y un rápido ascenso de presión en la superficie, con una capa de plasma calentado de D-T que se forma en la superficie. - - - - -

25. 2. La presión en el plasma D-T, para un flujo de láser de  $10^{20}$  a  $10^{21}$  erg/cm<sup>2</sup> seg asciende en una fracción de  $10^{-9}$  segundos a una presión de varios megabars, provocando que una onda de choque entre en el sólido y acelere el combus

400740



tible hacia el centro de la esfera. - - - - -

5. 3. La penetración de la onda de láser en la envolvente sólida y la formación continuada de la capa de plasma a alta presión son el resultado de una muy rápida conducción térmica por colisiones electrón-electrón que provoca un gradiente difuso de densidad en el frente de las ondas de láser, permitiendo la absorción en el plasma subdenso. - - - - -

10. 4. La temperatura de los electrones es considerablemente superior que la temperatura de los iones debido a la lenta transferencia de energía de colisión de los electrones a los iones; el movimiento hidrodinámico es, por ello, principalmente el resultado de la presión de los electrones.

15. 5. La continuada presión elevada del plasma producida por el láser mantiene la aceleración hacia el interior del combustible, que pierde material por la extracción superficial. La profundidad de la región de choque aumenta de espesor tanto por resultado del avance del frente de choque como por el resultado de la convergencia esférica. - - - -

20. 6. El flujo de láser aumenta con el tiempo para aumentar la presión de impulsión en la superficie de DT, lo que produce una compresión adicional del combustible chocado por el paso del primer choque. Como consecuencia la compresión final en el centro de convergencia puede llevarse al orden de varios centenares a algunos millares de gramos/cm<sup>3</sup>.

408349



300

5. 7. En el caso de una envolvente, la superficie interior de la envolvente de D-T alcanza el centro moviéndose a una velocidad de 4 a 5 x 10<sup>7</sup> cm/seg, según el flujo de láser y a una densidad superior a la densidad inicial sólida, siempre que el choque inicial no sea demasiado fuerte y no caliente excesivamente la envolvente. - - - - -

10. Una representación esquemática de los cambios de la configuración de combustible se da en las Figuras 1 y 2. Las referencias indicadas en la descripción de estas figuras proporcionan la clave para la comprensión. La Figura 1 ilustra una esfera de combustible de fusión después de la iluminación inicial por medio del flujo de láser en una etapa en que ha habido una formación de una zona subdensa de absorción en el área de la superficie exterior que se expansiona en el frente 1, pero el primer choque que ha entrado en el material no se ha separado aún del frente 3 de onda térmica.

15. En la Figura 2 se ilustra una etapa intermedia de la implosión que muestra también el frente 1 de plasma subdenso expansionante, la superficie 2 de densidad crítica y el frente 3 de conducción térmica. En esta etapa el frente 4 del primer choque se mueve hacia adentro muy por delante del frente

20. 3 y separado del mismo. - - - - -

25. La Figura 3 da los perfiles de densidad y de temperatura típicos durante la implosión. Este ejemplo se da para una implosión impulsada por tres niveles que aumentan sucesivamente de iluminación por láser que producen tres choques que corren hacia el centro de convergencia. La curva en

408349



- línea continua da el perfil de densidad que aumenta brúscamente desde la densidad crítica a un radio de  $500 \mu$  a la densidad sólida de  $0,19 \text{ gramos/cm}^3$  a  $400 \mu$ , hasta una densidad de punta de aproximadamente  $40 \text{ gramos/cm}^3$  a  $300 \mu$  y luego baja a través de los choques anteriores hasta la densidad sólida original sin choques a un radio de  $50 \mu$ . El perfil de temperatura se indica esquemáticamente como una curva de puntos, bajando la temperatura desde  $2,5$  kilovoltios en la región de deposición del láser a aproximadamente  $200$  voltios en la cabeza de la onda térmica que ha penetrado a  $360 \mu$ . El perfil de temperatura con radios menores es completamente debido al calentamiento por choque y baja substancialmente a cero por delante del primer choque. El último desarrollo del movimiento de choque conduce a una llegada aproximadamente simultánea de los tres choques en el centro de convergencia, ascendiendo la densidad a aproximadamente  $1000 \text{ gramos/cm}^3$ . La ignición del D-T producida por láser libera energía termonuclear en una escala de tiempo de algunas veces  $10^{-11}$  segundos. - - - - -
- 5.
  - 10.
  - 15.

- Los cálculos hidrodinámicos detallados demuestran que aproximadamente  $10\%$  del combustible inicial de DT es altamente comprimido al final de la implosión esférica, siendo eliminado el resto del DT por la penetración de la onda térmica de conducción y la siguiente onda hidrodinámica de rarefacción. La energía de láser suministrada a la gragea es casi toda arrastrada por la rápida expansión hacia afuera del DT calentado eliminado durante la implosión. La energía que aparece finalmente en el DT comprimido es de entre  $6$  y  $10\%$  de la
- 20.
  - 25.



energía incidente de láser, según el tamaño de la gragea y el espesor de la envolvente. La compresión máxima que da un quemado eficaz del combustible se realiza a una densidad del orden de 500 a 2000 gm/cm<sup>3</sup>. En todos los casos la alta compresión es producida por un flujo de láser que asciende rápidamente siendo optimizada la variación del flujo, en el tiempo, por una serie de ensayos de computadora. Los resultados típicos son: - - - - -

	Energía de láser (kilojulios)	Energía de fusión (kilojulios)	Multiplicación de energía
10.	0,34	0,21	0,62
	1,61	3,06	1,90
	6,5	41	6,3
	32	610	19
15.	111	4930	44
	353	22.300	63
	1000	95.000	95

Para aplicaciones de reactor, la multiplicación requerida para la ganancia total de energía es de aproximadamente diez para un láser con un rendimiento de aproximadamente 20%, que ha sido sobrepasado por los láseres actualmente en funcionamiento. Esto puede obtenerse con una energía de láser de aproximadamente diez kilojulios. - - - - -



IV. DETALLES DE CALCULO

Es bien conocido en este campo de la fusión y de la fisión nucleares que se requiere un extenso análisis de diseño computacional para el diseño de las configuraciones utilizadas. Así, la computadora puede utilizarse para determinar la energía de láser, la forma y los impulsos del flujo de láser y el radio y el espesor del combustible. - - - - -

Los tratados normales de análisis numérico en el campo nuclear definen las características normales a utilizar en el código de computadoras y pueden obtenerse a partir de éstas fuentes normales; el código debe incluir las siguientes características y, además, cuando existen alternativas en el desarrollo del código, se indica la alternativa adecuada. --

A. Interacción de láser

Con respecto a la interacción de láser, debe considerarse lo siguiente: - - - - -

(1) Absorción por bremsstrahlung (libre-libre)

$$K_{ff} = 1,98 \times 10^{-23} \frac{z^2 N_e N_i \lambda^2 g}{T_e^{3/2}} .$$

La absorción aumentada para flujo incidente por encima del umbral de inestabilidad puede incluirse en la multiplicación de  $K_{ff}$  por un factor que es suficientemente grande para aumentar la absorción a 90-95%. Esta corrección adhoc se justifica mediante computadora y resultados teóricos que demuestran

40-8349



que el plasma se hace negro a la radiación de láser, cuando las inestabilidades del plasma están bien desarrolladas. --

- 5. (2) Integrar ecuación de flujo a un punto superdenso en que tiene lugar reflexión, negligiendo la penetración de la onda evanescente. - - - - -

- (3) Incluir la conducción térmica por colisiones electrón-electrón, utilizando ecuaciones implícitas de diferencia en la forma de conservación para mantener el equilibrio de energía. - - - - -

- 10. (4) Incluir transferencia electrón-ion de energía por colisiones de coulomb. - - - - -

B. Hidrodinámica

Con respecto a la hidrodinámica del movimiento, debe considerarse y utilizarse lo siguiente: - - - - -

- 15. (1) Sistema coordinado lagrangiano. - - - - -

- (2) Viscosidad artificial para estabilizar los choques, incluida sólo en la ecuación de partículas pesadas. --

- 20. (3) Se precisa zoneo o rezoneo exactos para tratar gradientes de variación brusca cerca del centro de convergencia. El número requerido de zonas es del orden de 50-100 para un caso típico. - - - - -

- (4) Suponer neutralidad de carga y tratar los elec-

408359



trones como fluido sin masa. - - - - -

- (5) La ecuación de estado para el deuterio y el tritio por encima de una temperatura de algunos kilovoltios puede suponerse como un gas ideal de iones y electrones pero, a temperaturas inferiores, particularmente con alta compresión, deben incluirse correcciones por degeneración. - - - -

C. Radiación

Con respecto a la radiación debe considerarse lo siguiente: - - - - -

- 10. (1) Las pérdidas de bremsstrahlung son usualmente negligibles en el deuterio o el tritio pero la pérdida total debe limitarse al cuerpo negro para evitar pérdidas anormalmente altas en zonas altamente comprimidas. - - - - -

- 15. (2) El efecto compton inverso que conduce a la refrigeración de electrones por transferencia al campo de radiación no tiene importancia para las pequeñas geometrías o tamaños (fracciones de milímetro) y cortos tiempos ( $10^{-9}$  segundos) de la implosión inicial. - - - - -

- 20. (3) El campo de radiación de baja energía a partir de bremsstrahlung da algún transporte de energía por delante de los frentes de choque térmico e hidrodinámico. Puede incluirse como un efecto de débil calentamiento. - - - - -

D. Reacciones nucleares

Para reacciones nucleares, los cálculos deben basar

408349



1972

se en lo siguiente: - - - - -

5. (1) La velocidad de reacción depende de la constante media de reacción Maxwell  $\overline{v}$ . En mucha de la literatura esta constante se da incorrectamente para el D-T, particularmente por debajo de 10 kev. El valor debe recalcularse a partir de las medidas de sección transversal de reacción publicadas. - - - - -

10. (2) La deposición de energía por las partículas cargadas rápidas a partir de las reacciones de D-T o D-D se divide entre electrones e iones. La división debe calcularse a partir de los bien conocidos resultados de sección transversal de coulomb. - - - - -

15. (3) El transporte de energía y de cantidad de movimiento por las partículas cargadas rápidas debe calcularse como función de las temperaturas y de la densidad de los electrones y de los iones. El aumento de gama con el ascenso de la temperatura de los electrones es particularmente importante. - - - - -

20. (4) El agotado del combustible va acompañado por transporte de masa a partir del combustible, escapando los neutrones inicialmente y escapando las partículas cargadas después de que se ha elevado la temperatura del combustible. Esto se tiene en cuenta, junto con el transporte de energía y de cantidad de movimiento en el contenido de masa y de  
25. energía de los gases del combustible. - - - - -

408349



(5) Durante la fase de ignición, cuando la temperatura está ascendiendo rápidamente, las etapas de tiempo de la integración deben reducirse para minimizar errores en la integración de energía. - - - - -

5. V. TECNICAS DE OPTIMIZACION

En las siguientes secciones se presentan importantes detalles del diseño y fenómenos físicos, que ayudan a la comprensión de la estructura y del procedimiento. - - - - -

A. Interacción de láser

10. (1) Para un material dado, el impulso de láser desde el ascenso debe ajustarse para minimizar la pérdida por alta reflexión como formas de gradiente de densidad a superficie de alta densidad. - - - - -

15. (2) El perfil de densidad en la capa superficial debe preconformarse para mejorar el pronto acoplamiento de láser. Una capa poco profunda inicialmente a densidad crítica mejora el rendimiento. - - - - -

B. Implosión

20. (1) La presión producida por la deposición de energía de láser y la conducción en el material denso es una función que varía rápidamente del flujo incidente. Puede demostrarse que la cantidad para optimizar la máxima transferencia de energía en una envolvente implosionada, sin incluir

400349



la energía de la capa de arrastre es  $p^2/\rho \dot{m}$  siendo  $p$  = máxima presión en la envolvente que implosiona y  $\dot{m}$  el régimen de arrastre la masa por área unitaria en el frente térmico. Esta cantidad varía sólo lentamente con el material y el flujo. Para una esfera de DT de un milímetro, el valor máximo tiene lugar a un flujo próximo a  $1,625 \times 10^{21}$  erg/cm<sup>3</sup> seg. -

5.

(2) La máxima transferencia de energía en la implosión tiene lugar sólo para un espesor de envolvente adecuadamente elegido, que es función del flujo y del material. La relación de la masa inicial de la envolvente a la masa implosionada es óptimamente del orden de 5 a 10. La relación puede determinarse para un nivel dado de flujo variando el espesor de la envolvente para dar una máxima energía de implosión. Bajo las condiciones óptimas de refrigeración, aproximadamente 10 por ciento de la energía de láser pasa a la implosión de la envolvente que converge centralmente y proporciona la compresión y el calentamiento del combustible. - -

10.

15.

(3) El choque inicial de la envolvente implosionada depende del ascenso de la presión que, a su vez, está determinado por la variación del pronto acoplamiento de láser. Se ajustan para controlar el régimen de ascenso de presión y por lo tanto el grado del primer calentamiento de choque de la envolvente. Estos parámetros se ajustan para determinar la densidad y la temperatura del combustible al principio de la implosión y por lo tanto las condiciones iniciales de temperatura y densidad a la que se inicia la compresión final del combustible. - - - - -

20.

25.

408760



C. Ignición

(1) La ignición tiene lugar si el combustible genera energía lo bastante rápidamente para ascender, en su temperatura, a 15-20 kev antes de que se haya iniciado el desmontaje. A esta temperatura, la velocidad de reacción es muy alta y tiene lugar un calentamiento adicional rápido. El estado de ignición depende de la temperatura inicial,  $\theta$  inicial, la densidad de número  $n$  y el tiempo  $\Delta t$  durante el que la compresión es próxima a su valor punta. Si se supone la deposición local de partículas  $\alpha$ , la condición puede escribirse: - - - -

5.

10.

$$n \Delta t = \frac{12}{W_\alpha} \int_{\theta_0}^{\theta_1} \frac{d\theta}{\sigma v(\theta)}$$

$$= f(\theta_0)$$

siendo  $W_\alpha$  = energía de las partículas  $\alpha$ . - - - - -

(2) La energía requerida para producir la ignición se reduce si la ignición tiene lugar a baja temperatura. El mayor valor de  $n \Delta t$  requerido se logra por alta compresión de combustible. - - - - -

15.

D. Quemado del combustible

(1) El calentamiento interno del combustible de reacción es debido a la deposición de los productos de reacción de partículas cargadas. A una temperatura de electrones de 5 kev, como ejemplo, las partículas  $\alpha$  procedentes de la reacción D-T (3,5 Mev) tienen un orden de  $3 \times 10^{22}/N_e$ . A una

20.

408349



densidad de electrones de  $10^{25}/\text{cm}^3$ , el orden es de 30 micras. Así, si la región del combustible calentado es considerablemente mayor, puede suponerse que las  $\alpha$  (partículas alfa) depositan su energía localmente. El orden aumenta inicialmente como (temperatura de los electrones)<sup>3/2</sup> hasta que los iones proporcionan la pérdida de energía dominante para las  $\alpha$ , después de lo cual el orden depende débilmente de la temperatura de los iones o electrones. El aumento del orden de  $\alpha$  a la temperatura de electrones de 30 kev es aproximadamente un factor de diez con respecto al orden de 5 kev. Así, cuando el combustible se enciende y calienta a por encima de 20 kev, el combustible se hace relativamente transparente a las  $\alpha$  y el régimen de calentamiento se reduce notoriamente. Esto reduce la presión y por lo tanto el régimen de desmontaje del combustible. - - - - -

Para las configuraciones estudiadas en los cálculos, la buena ignición y el buen quemado del combustible demostraron requerir alta compresión del combustible a la temperatura mínima necesaria para que ocurriera la ignición. Para dar las condiciones óptimas, las variables esenciales son la velocidad de implosión, la masa de combustible y el régimen inicial de ascenso de la presión en el combustible. - - - -

El régimen inicial de ascenso de la presión en el combustible es importante dado que un choque inicial fuerte del combustible provoca un calentamiento excesivo e impide la compresión final alta. El ascenso de presión es controlado por el régimen del ascenso del flujo de láser. - - - -

408349



5. Como se ha indicado anteriormente, la forma del impulso de láser puede tener una importancia considerable en el rendimiento del quemado. Si la entrada de energía es inicialmente demasiado alta, existe un excesivo calentamiento del combustible que impide una alta compresión final. Por el contrario, una progresiva entrada de láser que aumente después de cierto tiempo puede producir resultados mucho más eficaces. El ejemplo dado anteriormente demuestra el efecto del ascenso muy rápido en el flujo de láser incidente durante la implosión. - - - - -

10.

15. La presión media es fijada por la velocidad de implosión requerida para llevar el combustible a la temperatura de ignición. La secuencia deseada de aceleración puede realizarse aumentando monotónicamente la potencia de láser desde un valor inicial bajo que se fija para dar el nivel deseado de choque inicial. Los cálculos demuestran que un ascenso no lineal con el tiempo es lo más eficaz. El flujo puede también aumentarse en 3 ó 4 escalones, manteniéndose constante entre los incrementos. La elección adecuada de la forma de los impulsos debe realizarse por medio de ensayos de computadora en los cuales la forma se varía para dar un rendimiento máximo. - - - - -

20.

VI. ENERGIA ELECTRICA

25. La reacción produce depósitos a partir de energía térmica en el material expansionante que no ha sido quemado. La salida de energía térmica resulta de la energía cinética

- 408349



5. del plasma de D-T que se expande y los productos de reacción de partículas cargadas y de la moderación de los neutrones 14-meV a partir de la reacción D-T. La energía térmica puede eliminarse proporcionando un absorbente de litio líquido en el cuerpo del reactor que rodea o queda contiguo al volumen del reactor y haciendo circular el litio líquido hacia un intercambiador externo de calor. - - - - -

10. Otro resultado importante del quemado controlado es la producción de neutrones rápidos que pueden multiplicarse en berilio y ser capturados en litio. El resultado es un generador de tritio en el que uno de los materiales efectivos utilizados en la envoltura de combustible puede producirse por medio de la reacción. Esto está acompañado por un frenado de los neutrones rápidos en berilio, para multiplicar el número de neutrones por medio de la reacción  $n + \text{Be}^9 \rightarrow 2\alpha + 2n$ , y entonces por absorción de los neutrones en litio  $n + \text{Li}^7 \rightarrow \alpha + \text{T} + n$  y  $n + \text{Li}^6 \rightarrow \alpha + \text{t}$ , para dar tritio. Esto produce más tritio que el consumido en la reacción y por lo tanto la reacción genera tritio. - - - - -

20. El proceso del reactor, como se ha descrito anteriormente, tiene las siguientes ventajas sobre los reactores convencionales de fisión: - - - - -

1. La energía liberada por la reacción termonuclear es mucho mayor que la entrada de energía de láser. - - - - -

25. 2. El combustible de deuterio es económico e inagotable. - - - - -

40834



1972

3. El reactor genera tritio y por lo tanto se auto-sostiene. - - - - -

4. El tratamiento químico del litio para eliminar el tritio es mucho más simple que el tratamiento de combustibles fisiles. - - - - -

5. El reactor de potencia puede diseñarse con tamaños relativamente pequeños. - - - - -

6. El reactor no presenta peligros de "escapada". -

7. Los productos de reacción son mucho menos peligrosos que los productos de los reactores de fisión. - - - - -

10. Así, resultará que las posibilidades del proceso para el uso en sistemas de calentamiento y en sistemas de generación de energía son prácticamente ilimitadas y que las inversiones serán substancialmente inferiores que en las instalaciones actualmente existentes o planeadas a base de combustibles fósiles o con reactores de fisión. - - - - -

REFERENCIAS

1.- Kohl, Walter H., Materials and Techniques for Electron Tubes, Reinhold Publishing Corp., New York, NY (1960), pág. 615-618. - - - - -

2.- Dushman, Saul, Scientific Foundations of Vacuum Technique, John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney, (1966), pág. 497, 676-677. - - - - -

40 03 49

30



N O T A

Se declaran de novedad y propiedad para España, sus territorios y plazas de soberanía, las siguientes: - -

R E I V I N D I C A C I O N E S

5. 1.- Método de liberar, de forma controlada, energía de fusión utilizando un flujo de láser, dirigido hacia una pequeña cantidad de combustible de fusión, caracterizado por las etapas de: - - - - -

10. (1) dirigir un flujo inicial para producir calentamiento superficial del combustible y formación de una capa subdensa de deposición en la cual el rendimiento del acoplamiento de láser se acerca a la unidad, para determinar una rápida conducción térmica por medio de electrones calientes desde la región de deposición de láser hacia  
15. el interior del combustible de densidad superior para obtener una presión aumentada por un gran factor respecto a la presión de la región de deposición de láser, y producir una implosión hidrodinámica esféricamente convergente por medio  
20. de la formación de un primer fuerte choque convergente en el combustible, - - - - -

(2) aumentar y controlar el flujo de láser con el tiempo para producir un ascenso adicional de presión

ME

408



972

y compresión del combustible después del paso del primer choque, y dar tiempo simultáneo de llegada al centro de implosión de los sucesivos choques de presión producidos por el flujo de láser en ascenso, y - - - - -

5.

- (3) ajustar el aumento del flujo de láser con el tiempo para llevar el combustible a un alto grado de compresión y calentar el combustible a la temperatura de ignición, produciendo esta ignición una temperatura muy aumentada, produciendo el subsiguiente quemado del combustible una gran multiplicación de energía sobre la energía de láser de entrada para compensar el bajo rendimiento de la transferencia de energía desde el láser hacia el combustible altamente comprimido. - - -

10.

15.

2.- Método según la reivindicación 1, caracterizado porque incluye ajustar la intensidad del flujo de láser y el aumento de flujo con el tiempo para llevar el combustible a un alto grado de compresión del orden de algunos centenares a algunos millares de  $\text{gramos/cm}^3$ , siendo calentado el combustible hasta un orden de 4 a 5 kilovoltios. - - - - -

20.

3.- Método según la reivindicación 1, caracterizado porque el combustible comprende una envolvente de combustible de fusión con un radio exterior del orden de 0,5 a 2 mm y con un espesor de envolvente del orden de 5 a 30% del radio exterior. - - - - -

25.

*ME*



4.- Método según la reivindicación 1, caracterizado además por las etapas de: - - - - -

- (A) elegir un láser de una salida de orden de energía predeterminada en kilojulios, y - - - -
- 5. (B) elegir una cantidad de combustible de fusión en forma de una envolvente a exponer a dicho láser, determinándose la cantidad y el espesor radial de la envolvente en relación con la salida del orden de energía de láser y las
- 10. posibilidades de forma de impulsos,

siendo dicha etapa (3) como sigue: - - - - -

- (3) ajustar la intensidad del flujo de láser y el aumento de flujo con el tiempo para llevar el combustible a un alto grado de compresión y
- 15. calentar el combustible a la temperatura de ignición, produciendo esta ignición una temperatura muy aumentada cuando el combustible se acerca a un máximo de régimen de reacción
- 20. termonuclear, produciendo el subsiguiente quemado del combustible a una gran multiplicación de energía sobre la energía de láser de entrada para compensar el bajo rendimiento de la transferencia de energía desde el láser hacia el combustible altamente comprimido. - - - - -
- 25.

*ME*



IV

42154 y

30 OCT

5.- Método según la reivindicación 4, caracterizado porque la envolvente tiene un radio exterior del orden de 0,5 a 2 mm con un espesor de envolvente del orden de 5 a 30% del radio exterior. - - - - -

5. 6.- Método según la reivindicación 4, caracterizado porque dicha etapa (B) es como sigue: - - - - -

(B) elegir una cantidad de combustible de fusión en forma de una esfera a exponer a dicho láser, determinándose la cantidad de combustible en la esfera en relación con la salida del orden de energía de láser y las posibilidades de forma de impulsos. - - - - -

10.

7.- "METODO DE LIBERAR, DE FORMA CONTROLADA, ENERGIA DE FUSION UTILIZANDO UN FLUJO DE LASER". - - - - -

15.

Todo ello conforme se describe y reivindica en la presente memoria que consta de treinta hojas foliadas y mecanografiadas por una sola de sus caras y de dos láminas de dibujos que la ilustran.

BARCELONA, 30 OCT. 1972

P.A. M. CURELL SUÑOL

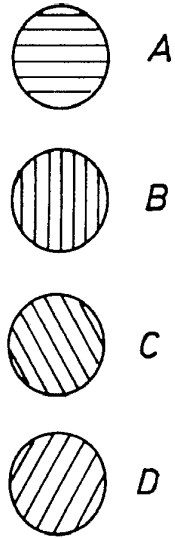
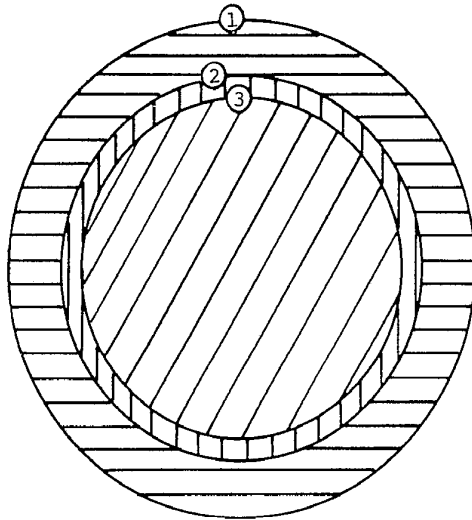
*M. Curell Suñol*

*mce*

mcm.

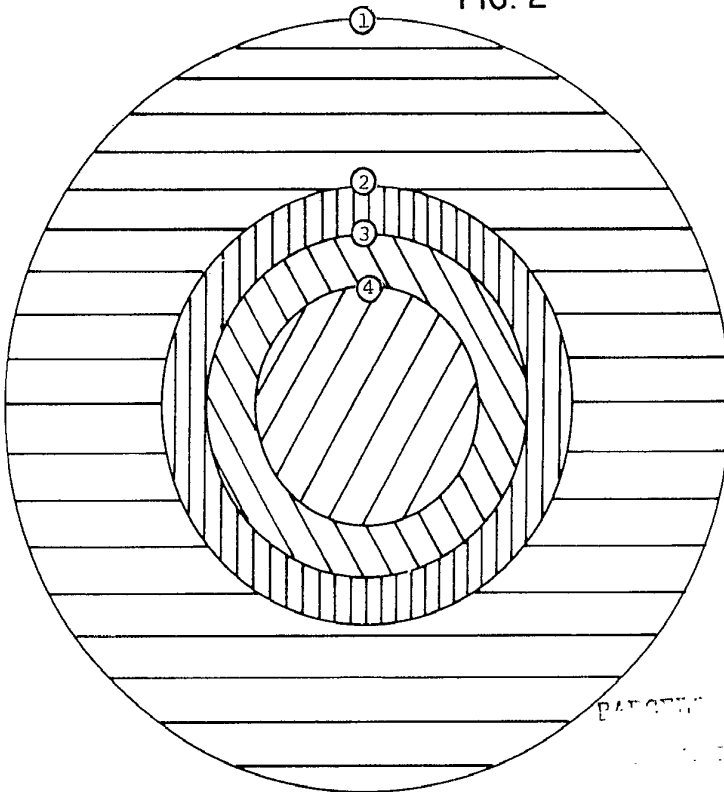


FIG. 1



1  
2  
3  
4

FIG. 2



patente 1972  
Walter...



FIG. 3

