

ISSN 0325 - 1403

CNEA 438
Informe

Estado de las Investigaciones sobre Fusión Nuclear Controlada

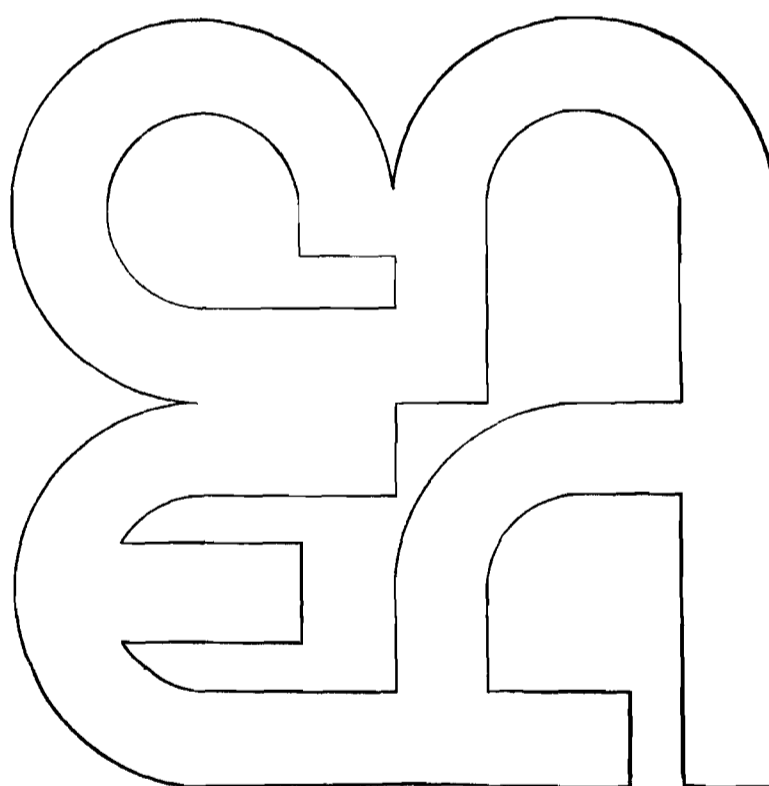
Estudio de
Evaluación con Énfasis en
el Concepto Inercial-Láser

A. B. Rodrigo

Comisión
Nacional
de Energía
Atómica

República Argentina

Buenos Aires, 1978



INIS CLASSIFICATION AND KEYWORDS

A14

**THERMONUCLEAR REACTORS
LASER-PRODUCED PLASMA
LASER IMPLOSIONS
LASER-RADIATION HEATING
PLASMA HEATING
LASERS
HYBRID REACTORS
FEASIBILITY STUDIES
REVIEWS
THERMONUCLEAR DEVICES**

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
PRESIDENCIA DE LA NACION

ESTADO DE LAS INVESTIGACIONES SOBRE FUSION NUCLEAR CONTROLADA

ESTUDIO DE EVALUACION CON ENFASIS EN EL CONCEPTO INERCIAL-LASER

A.B. Rodrigo*

Acceptado en septiembre de 1977

RESUMEN

El desarrollo de un reactor comercial de fusión exige resolver adecuadamente los problemas de calentamiento y confinamiento del combustible nuclear, como asimismo los problemas tecnológicos asociados con los materiales a utilizar y con la ingeniería del reactor.

Se presenta una discusión general del estado de las investigaciones en relación con los conceptos de mayor interés, destacando en cada caso el progreso alcanzado y los principales problemas que deben resolverse para satisfacer los requisitos previstos para un reactor de potencia.

En particular, se analiza en detalle el concepto inercial-láser.

ABSTRACT

Status of controlled nuclear fusion research. Evaluation study, with emphasis in the laser-inertial concept.

The development of a commercial fusion reactor requires an adequate solution to the problems of heating and confinement of the nuclear fuel, as well as a considerable effort in materials technology and reactor engineering.

A general discussion is presented of the status of the research connected with the most advanced concepts, indicating in each case the present situation and the main problems that must be solved to meet the requirements estimated for power reactors.

In particular, the laser-inertial concept is reviewed in detail.

* Departamento de Prospectiva y Estudios Especiales, Dirección de Investigación y Desarrollo. Miembro de la Carrera del Investigador del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

1. INTRODUCCION

Esta revisión presenta un panorama general del estado de las investigaciones sobre fusión nuclear, en relación con los distintos conceptos de interés para el desarrollo de los futuros reactores.

El trabajo pone énfasis en el enfoque inercial-láser, de acuerdo a lo requerido por la C.N.E.A. al encargarlo, y consecuentemente está estructurado en dos secciones.

En la primera se discuten, a modo de introducción, las generalidades de la fusión nuclear y se describen los conceptos que actualmente se consideran más atractivos para el desarrollo de un reactor comercial de fusión, destacando en cada caso el grado de progreso alcanzado y los problemas principales que deben resolverse -ya sea desde el punto de vista del comportamiento del plasma como de la ingeniería de reactores- para satisfacer los requisitos previstos para un reactor de potencia.

El material presentado en esta sección se basa fundamentalmente en literatura especializada publicada hasta fines de 1975 y en algunos casos se ha actualizado la información en base a publicaciones de 1976. En la presentación del material se ha procurado dar un mínimo detalle técnico específico y evitar desarrollos analíticos en favor de una mayor claridad conceptual, a fin de ubicar al lector en el panorama global del tema. No obstante, se dan referencias apropiadas para ampliar esta visión general, cuando ello sea necesario.

En la segunda sección se discute ya con más detalle técnico el concepto inercial-láser. En particular, se analiza el problema de la interacción entre la radiación láser y el combustible nuclear y el estado de desarrollo tecnológico de los láseres para fusión. Concluye esta sección una discusión sobre reactores conceptuales de fusión pura y reactores híbridos de fusión-fisión en base a láseres.

Este material está basado en publicaciones especializadas y en información recogida directamente durante una visita a los laboratorios del Max-Planck Institut für Plasmaphysik (Garching, Alemania Occidental), al Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés de la Ecole Polytechnique (París, Francia), y a los laboratorios de Culham (Inglaterra), Los Alamos y Lawrence Livermore (U.S.A.), realizada durante el mes de noviembre de 1975.

2. ESTADO DE LAS INVESTIGACIONES SOBRE FUSION NUCLEAR

2.1. FUSION NUCLEAR COMO RECURSO ENERGETICO

El consumo energético mundial es al presente del orden de 0.25 Q/año ($Q=1.05 \times 10^{21}$ J) y se estima que podría alcanzar un valor asintótico de 10 Q/año para una población total estabilizada en 16.000 millones de habitantes -cuatro veces la actual- con un consumo energético per cápita de 20 kW_t continuos -dos veces el actual consumo de la sociedad de América del Norte.⁽¹⁾

Al considerar los recursos que poseen un potencial adecuado para satisfacer una demanda permanente de 10 Q/año para la sociedad asintótica considerada, la fusión nuclear emerge como una de las alternativas más atractivas, en virtud de la existencia de vastas reservas de combustible para los ciclos deuterio-tritio y deuterio-deuterio y también, en atención al menor impacto ambiental asociado a la utilización masiva de reactores de fusión como alternativa a los reactores de fisión nuclear.

Considerando las reservas de deuterio en el agua de los océanos (concentración media: 35 ppm)⁽²⁾, se calcula un potencial energético de aproximadamente 10^{10} Q, en caso de ser factible el desarrollo de reactores que operen en el ciclo D-D, en tanto que para el ciclo D-T el potencial energético es del orden de 2×10^7 Q, asumiendo que se dispone de las reservas de litio del agua de mar (concentración natural: 0.12 ppm) para producción de tritio. En ambos casos, por tanto, las reservas disponibles permitirán satisfacer la demanda energética indicada por un espacio de tiempo superior al millón de años.

Los reactores de fusión que operen en base a los ciclos D-T y D-D, considerados como los más factibles tecnológicamente, poseerán un inventario radioactivo volátil (tritio) y no volátil (material estructural activado por los neutrones energéticos de las reacciones de fusión).⁽³⁾ En consecuencia, la explotación en gran escala de la fusión nuclear presentará un innegable problema de riesgo ambiental. No obstante, una elección adecuada de materiales estructurales, de corto periodo de actividad -vanadio, por ejemplo- permitiría reducir considerablemente los problemas de afterheat y almacenamiento de desechos radioactivos de los reactores de fusión, en comparación con los asociados a los reactores de fisión. En particular, el potencial de riesgo

biológico para el inventario no volátil será considerablemente inferior al de los reactores de fisión de tipo avanzado. En adición, los reactores de fusión serán inherentemente seguros en caso de fallas del sistema de control de la reacción. Eventualmente, existe la posibilidad de utilizar ciclos combustibles alternativos a los indicados, en base a elementos de mayor número atómico, tales como Li, Be y B.⁽⁴⁾⁽⁵⁾ En este caso, las dificultades tecnológicas para el desarrollo del reactor son mayores, si bien la virtual ausencia de neutrones y tritio entre los productos de reacción permitirían eliminar, esencialmente, el problema de radioactividad de los reactores de fusión.

2.2 - GENERACION DE POTENCIA POR MEDIO DE FUSION NUCLEAR

2.2.1 - Ciclo Combustible

Una reacción de fusión nuclear es un proceso binario, en el que dos núcleos se combinan dando por resultado un nuevo núcleo, más pesado que los originales y nucleones.⁽⁶⁾⁻⁽⁸⁾ En las reacciones de interés, parte de la masa de los reactantes se transforma en energía cinética de los productos, la que puede ser recuperada como energía eléctrica en base a un adecuado ciclo de conversión.

Dado que los núcleos reactantes poseen carga eléctrica, se requieren partículas con una energía relativa del orden de 10 a 100 keV, en el caso más favorable, para que la probabilidad de penetración de la barrera repulsiva electrostática sea significativa y se produzcan reacciones de fusión. La energía necesaria es tanto mayor cuanto más alto sea el número atómico de los núcleos reactantes. Como la sección transversal de colisión electrostática es mayor que la sección transversal de fusión en el rango de energías considerado, la condición dinámica del sistema reactante tiende a un equilibrio cinético, caracterizable por una temperatura. Para energías de 10 a 100 keV, la temperatura correspondiente es del orden de 10^8 a 10^9 K, respectivamente. La naturaleza de la reacción es, por tanto, termonuclear, y el medio reactante consiste de un plasma caliente compuesto por núcleos (iones) y electrones, los que preservan la neutralidad eléctrica del fluido.

Si bien existen numerosas reacciones posibles de fusión⁽⁹⁾ el interés se ha concentrado en aquellas que producen una adecuada densidad de potencia

a temperatura relativamente baja, dado que son las más accesibles desde el punto de vista tecnológico. La Fig.1 ilustra la densidad de potencia relativa producida por reacciones de fusión, en función de la temperatura iónica, para dos de los ciclos combustibles más favorables. (10)

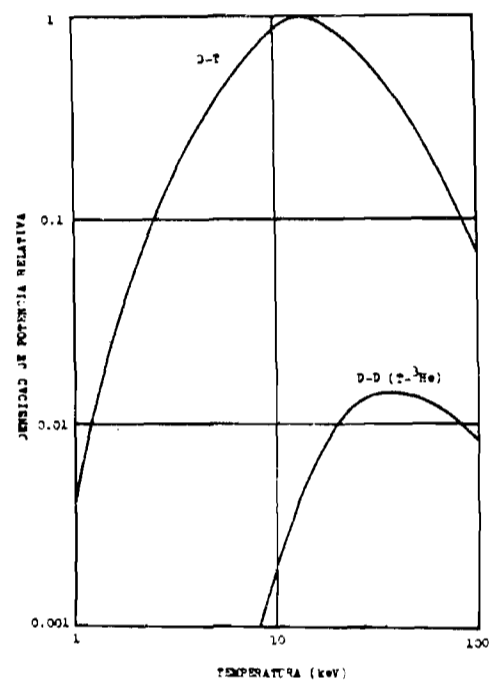
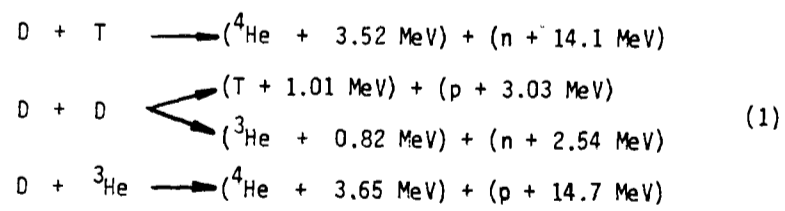


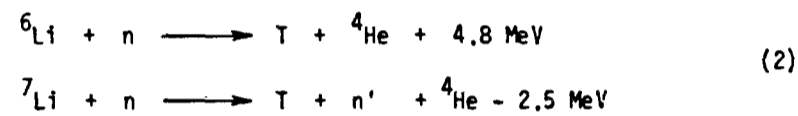
FIG. 1. Densidad de potencia relativa de fusión en función de la temperatura iónica.

Los ciclos combustibles indicados en la Fig.1 están basados en las reacciones:



La energía cinética asociada a cada producto está indicada en el paréntesis correspondiente. Las dos ramas de la reacción D-D tienen igual probabilidad, en el rango de temperaturas de interés.

Como puede observarse en la Fig.1, el ciclo D-T produce una densidad de potencia máxima prácticamente dos órdenes de magnitud superior a la de la reacción completa D-D, a una temperatura próxima a 10 keV. Por esta razón, se estima que el ciclo D-T será utilizado en los primeros reactores de fusión. El tritio necesario para consumo del reactor será producido en base a reacciones de fisión de litio, contenido en una camisa exterior, concéntrica con la cámara de reacción, utilizando los neutrones generados por la fusión de D-T:



Se estima que en base a un diseño adecuado de la camisa del reactor, será posible alcanzar factores de reproducción suficientemente altos como para doblar el inventario de tritio en un período del orden del mes, de ser necesario.⁽¹¹⁾ La energía liberada por reacciones en la camisa del reactor se agrega a la energía de fusión.

El ciclo D-D exige una temperatura de reacción del orden de 50 keV. El tritio y el helio-3 producidos pueden reaccionar con el deuterio, dando lugar a la reacción completa D-D-T-³He. En este caso deuterio es el combustible básico y no es necesaria una camisa reproductora de tritio en el reactor. Este ciclo se considera como una alternativa de interés al de D-T, para una etapa tecnológica más avanzada en el desarrollo de los reactores de fusión.

La energía cinética asociada a los productos de reacción puede recuperarse en base a un convertidor directo de alta eficiencia, en el caso de partículas con carga eléctrica, o bien en base a un ciclo térmico convencional, en el caso de los neutrones. En este sentido, para el ciclo D-T, un 80% de la energía de fusión corresponde a los neutrones y tan solo un 20% a partículas cargadas, por lo que la posibilidad de extracción de energía en base a conversión directa no es demasiado atractiva. Por el contrario, para el ciclo D-D-T-³He, aproximadamente el 65% de la energía liberada corresponde a partículas con carga eléctrica, lo que ofrece la posibilidad de lograr reactores de fusión de alta eficiencia.

La Fig. 2 ilustra un corte esquemático de la sección transversal de un reactor genérico de fusión en base al ciclo D-T, de tipo confinamiento magnético, que es apropiado para discutir el problema de extracción de energía en base al ciclo térmico convencional. (11)

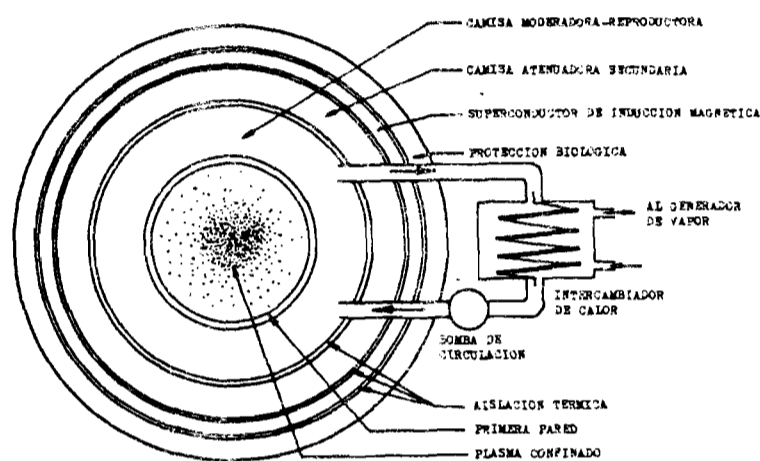


FIG. 2. Sección transversal de un reactor de fusión y ciclo de conversión térmica. Ciclo D-T.

La cámara de reacción es un recinto estanco, en donde se encuentra el medio reactante. Entre el plasma confinado y la pared existe un espacio vacío. La pared de la cámara es, por tanto, el primer medio material que se interpone entre el plasma y los materiales de la camisa moderadora-reproductora y por esta razón, se la designa usualmente como primera pared. Esta pared recibe una considerable cantidad de energía por radiación y flujo de partículas energéticas que escapan del plasma, y requiere una refrigeración adecuada (metales líquidos, helio gaseoso presurizado).

La camisa moderadora-reproductora contiene elementos moderadores (litio líquido, grafito), que transforman la energía cinética de los

neutrones en energía térmica. El calor liberado en la camisa y en la primera pared es transportado al intercambiador de calor por medio de un adecuado fluido refrigerante (helio gaseoso presurizado, metales líquidos). En adición, la camisa contiene los materiales fértiles (litio líquido, sales de litio del tipo Li_2BeF_4 o "FLIBE", materiales sólidos tales como LiAl , LiAlO_2 , Li_2O) para producción de tritio, el cual deberá ser extraído para posterior utilización como combustible.

Concéntrica y exterior a la camisa moderadora-reproductora está la camisa atenuadora secundaria, que constituye el escudo protector del inductor. La función de esta camisa es la de proteger al inductor magnético superconductor de un excesivo calentamiento y daño estructural, como resultado de radiación de neutrones y radiación γ , proveniente de materiales estructurales activados. Presumiblemente, se utilizarán materiales tales como plomo, acero inoxidable, carburo de boro, grafito, agua boratada y concreto para cumplir ambas funciones.

Para los inductores, se considera la utilización de aleaciones tales como NbTi y Nb_3Sn , que estarían refrigeradas por helio líquido.

Finalmente, la protección biológica tendrá por función evitar los efectos de radiación y escape de contaminantes radioactivos al medio ambiente.

2.2.2. - Condiciones de Reacción.

A fin de generar potencia en base a un reactor de fusión nuclear, es necesario producir un plasma de densidad adecuada y calentarlo hasta la temperatura óptima de reacción.

El calentamiento puede realizarse de diferentes maneras:⁽¹²⁾ por disipación óhmica, haciendo pasar una corriente eléctrica por el plasma; por compresión adiabática de las partículas cargadas eléctricamente utili-

zando un campo magnético pulsado; por inyección de haces de partículas neutras de alta energía, las que se ionizan en contacto con el plasma; utilizando haces electrónicos relativísticos, o bien por medio de radiación láser de alta potencia. Cada una de estas alternativas presenta un problema tecnológico particular de desarrollo.

Una vez alcanzada la temperatura adecuada, es necesario mantener la reacción durante un tiempo lo suficientemente largo como para que la energía generada por fusión permita alimentar al propio reactor y satisfacer la demanda externa. A tal efecto, es necesario impedir el contacto del plasma con las paredes del reactor, dado que esto produciría una severa pérdida de energía e inmediatamente extinguiría la reacción. Esto es lo que se denomina el problema del confinamiento del plasma y que, juntamente con el problema del calentamiento, constituyen los aspectos centrales de la fusión nuclear.

En virtud de la carga eléctrica de las partículas que forman el medio reactante, se considera factible lograr el confinamiento en base a campos magnéticos de geometría adecuada.⁽⁶⁾⁻⁽⁸⁾ Este método, se basa en la propiedad de las partículas cargadas de desplazarse esencialmente en trayectorias helicoidales a lo largo de las líneas de inducción magnética, estando impedido su movimiento en la dirección perpendicular al campo en tanto no se produzcan colisiones que den lugar a un proceso de difusión. Para las temperaturas de interés, las colisiones electrostáticas son relativamente infrecuentes y por tanto, el tiempo característico de difusión es lo suficientemente largo como para permitir confinar el plasma, en principio, por un período adecuado. La superficie magnética de confinamiento ejerce una presión efectiva sobre el plasma, que contrarresta su presión estática y lo mantiene separado de las paredes del reactor. La presión magnética tiene un valor $B^2/2\mu_0$, donde B es la inducción magnética (weber/m²) y μ_0 la permeabilidad magnética del vacío (henry/m). Este método está limitado a utilizar plasmas de densidad relativamente baja, de modo que la presión a contener por la superficie magnética esté dentro de los límites tecnológica y económicamente aceptables para los inductores a utilizarse.

El principal problema de esta alternativa, en el campo experimental, es el desarrollo de inestabilidades del plasma, que no permiten

alcanzar el tiempo de confinamiento calculado en base al proceso de difusión clásica. Las inestabilidades pueden ser del tipo macroscópico y microscópico. Las inestabilidades macroscópicas afectan al plasma en forma global e inducen un movimiento colectivo del fluido que lo expulsa de su confinamiento. A fin de evitar este problema es necesario crear configuraciones de campo magnético tales que el sistema sea estable magnetohidrodinámicamente (MHD). Aún en el caso de un plasma macroscópicamente estable, pueden existir microinestabilidades consistentes en oscilaciones electrostáticas o electromagnéticas de cargas del plasma, las que pueden llegar a amplificarse y producir una difusión excesiva, reduciendo el tiempo de confinamiento a valores inadecuados para un reactor de fusión.

Los sistemas de confinamiento magnético pueden clasificarse en base a la geometría del campo en cerrados o abiertos. En los sistemas cerrados o toroidales, el plasma se encuentra totalmente rodeado por la superficie magnética de confinamiento y solo puede escapar por difusión. El representante más significativo de este grupo es el tokamak. En los sistemas abiertos, las pérdidas del plasma se producen por los extremos abiertos de la superficie de confinamiento. Representantes típicos de los sistemas abiertos son el theta pinch lineal y el espejo magnético.

Una alternativa al confinamiento magnético es la de confinamiento inercial. En este caso, se cuenta con producir un calentamiento del plasma y la reacción nuclear en un tiempo corto con respecto al tiempo característico de expansión del fluido caliente, de modo que el plasma esté confinado por la inercia de sus propias partículas. Este tipo de confinamiento es característico de un artefacto explosivo. A fin de calentar el plasma, se considera irradiar simétricamente una pequeña esfera combustible con un pulso láser de alta potencia y energía, o bien proveer la energía utilizando un haz electrónico relativístico o un haz iónico de alta energía.

Consideremos a continuación las condiciones del plasma que son de interés para un reactor de fusión nuclear.

La temperatura del plasma debe ser tal que la densidad de potencia producida por reacciones de fusión sea máxima. La energía entregada inicialmente por el sistema calefactor externo fluye preferentemente a una

de las dos especies del plasma.⁽⁷⁾⁻⁽¹³⁾ Procesos colisionales tienden a termalizar cada especie, como asimismo a establecer un flujo de energía de la especie más caliente a la más fría. De esta manera, los iones y electrones del plasma ganan energía. El plasma caliente confinado pierde a su vez energía por procesos radiativos. En el caso de confinamiento magnético, en donde la densidad del plasma es relativamente baja, las pérdidas se deben principalmente a bremsstrahlung y en menor grado a radiación de ciclotrón, aunque este último proceso puede ser importante para altas temperaturas o intensos campos magnéticos.⁽⁷⁾ La presencia de impurezas de alto número atómico es altamente indeseable, pues éstas aumentan las pérdidas por bremsstrahlung (la potencia radiada es proporcional a Z^2) y también por radiación asociada a transiciones electrónicas, en el caso de ionización incompleta.⁽¹⁴⁾ En el caso de confinamiento inercial, el plasma superdenso tiende a radiar como un cuerpo negro.⁽¹⁵⁾

Al aumentar la temperatura, la energía liberada por fusión asociada a las partículas con carga eléctrica comienza a alimentar al plasma, en adición a la energía externa. La reacción se autosostiene energéticamente cuando la potencia entregada al plasma por los productos cargados de fusión iguala a la energía perdida por el mismo. La temperatura para la cual esto ocurre se denomina temperatura de ignición de la reacción.

La densidad de potencia de fusión para el ciclo D-T (1:1) puede escribirse:

$$P_F = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle_{DT} Q_F \quad (3)$$

donde P_F es la densidad de potencia, n es la concentración iónica ($n_D = n_T = n/2$), σ es la sección transversal de fusión para la reacción D-T, v es la velocidad relativa entre núcleos reactantes y Q_F es la energía liberada por reacción de fusión. El producto σv está promediado sobre la función de distribución de los iones y se denomina parámetro de velocidad de reacción, siendo una función de la temperatura solamente, para la reacción considerada. Este parámetro puede calcularse numéricamente asumiendo una distribución maxwelliana de velocidades para las partículas reactantes y utilizando valores numéricos experimentales para σ ⁽¹⁶⁾⁻⁽¹⁷⁾, o bien puede calcularse en forma analítica para bajas energías con respecto al valor pico de la barrera Coulomb utilizando la expresión de Gamow⁽⁶⁾ para σ y asumiendo una distribución maxwelliana de velocidades.

La concentración iónica está relacionada con la presión estática del plasma (P) y la temperatura ($T=T_i=T_e$):

$$n = P/2kT \quad (4)$$

en donde se ha despreciado la presión de ^4He . (13)

Luego resulta:

$$P_F = \text{const.} \times P^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} / T^2 \quad (5)$$

La ley de variación de P_F con la temperatura está ilustrada para una presión constante en la Fig.1, en donde se observa que la temperatura óptima para la reacción es del orden de 10 keV.

En particular, para los reactores de fusión basados en confinamiento magnético, la relación entre la presión estática del plasma y la presión magnética de confinamiento se escribe:

$$\beta = 2\mu_0 P / B^2 \quad (6)$$

La densidad de potencia para este tipo de reactores puede escribirse entonces:

$$P_F = \text{const.} \times \beta^2 B^4 \langle \sigma v \rangle_{DT} / T^2 \quad (7)$$

Desde el punto de vista de diseño del sistema de confinamiento, un valor $\beta \sim 1$ es un sinónimo de alta eficiencia de utilización del campo magnético y considerando el mayor costo de un reactor de alta inducción, el parámetro β tiene por lo tanto relevancia económica.

La densidad de potencia de fusión es proporcional a n^2 . El valor de la concentración iónica debe ser lo suficientemente elevado como para que el reactor pueda generar potencia útil durante el tiempo que el plasma permanece confinado. La relación entre la concentración y el tiempo de confinamiento (τ) fue establecida por J.D. Lawson alrededor de 1957, quien determinó que: (18)

$$n\tau \cong 10^{14} \text{ cm}^{-3}\text{seg.} \quad (8)$$

para un reactor que opere a una temperatura de aproximadamente 10 keV en el ciclo D-T en la condición de umbral, para la cual la potencia de salida

del convertidor solamente alcanza para mantener la reacción, en tanto que la potencia útil es nula. El producto $n\tau$ se denomina usualmente "número de Lawson" y depende de la temperatura, para una reacción dada. En particular, el número de Lawson es sensible a la fracción de la energía de fusión que contribuye al calentamiento del plasma,⁽¹⁹⁾ como así también a los gradientes de temperatura y concentración del medio reactante.⁽²⁰⁾ Se estima que valores típicos del producto $n\tau$ umbral serán del orden de 10^{14} - 10^{15} cm^{-3}seg . En el caso de reactores de confinamiento magnético en base al ciclo D-T, se espera tener concentraciones de $\sim 10^{14}$ - 10^{16} cm^{-3} y tiempos de confinamiento de ~ 0.1 - 10seg. Para confinamiento inercial, se estima que la concentración deberá ser $\sim 10^{26}$ cm^{-3} , a fin de alcanzar una alta velocidad de reacción, en tanto que el tiempo de confinamiento será del orden de 10^{-9} seg., asumiendo una esfera combustible de $\sim 1\text{mm}$ de diámetro.

2.3 - REACTORES CONCEPTUALES DE FUSIÓN NUCLEAR

Existen diferentes conceptos potencialmente interesantes para el desarrollo de reactores de fusión. Cuatro de los sistemas que han alcanzado un mayor grado de progreso son el theta pinch, el espejo magnético, el tokamak y los sistemas de confinamiento inercial con calentamiento por medio de radiación láser.^{(10),(21)-(23)}

Al presente, el esfuerzo en el estudio experimental de estos conceptos se concentra en aproximar las condiciones del plasma tanto como sea posible a las condiciones características de umbral propias de cada sistema para el ciclo D-T. Debe aclararse que los equipos actuales están a nivel de cámaras de reacción experimentales para producción del plasma y medida de sus propiedades y carecen de camisa moderadora y reproductora de tritio, utilizando hidrógeno o deuterio como gas de trabajo.

Gran parte de las investigaciones con respecto al plasma apuntan a mejorar los métodos de calentamiento y evaluar la importancia de las microinestabilidades para temperaturas típicas de operación, o bien a eliminarlas, en aquellos casos en que estas son un impedimento para alcanzar un tiempo de confinamiento adecuado. Al mismo tiempo, se trata de alcanzar máximos valores de la concentración del plasma, de modo de mejorar la potencia producida por fusión y de aumentar el valor del parámetro β .

En el aspecto puramente tecnológico, se trata de desarrollar fuentes de almacenamiento y transferencia de energía magnética de interés para alimentar sistemas pulsados, y sistemas de calentamiento del plasma (láseres de alta potencia y energía, haces neutrales de alta energía y eficiencia, haces de electrones relativísticos). En adición, se ha comenzado a estudiar problemas ya más específicos del reactor, tales como el desarrollo de la camisa, estudio de materiales, problemas estructurales, ciclos de conversión directa y en general, el estudio y desarrollo de los distintos sistemas asociados al reactor.

Debe destacarse que si bien el progreso hasta el presente ha sido considerable, la meta de construir un reactor de fusión de potencia está todavía distante y su logro requerirá un tenaz y paciente esfuerzo de investigación y desarrollo. A fin de ilustrar este punto, se presenta en la Fig.3 el planeamiento tentativo de reactores de fusión nuclear de U.S.A., de acuerdo a la ERDA. (24)

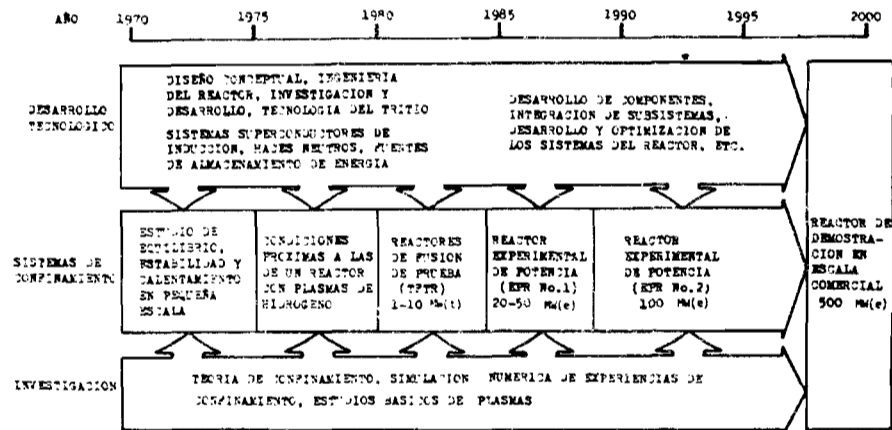


FIG. 3. Programa de desarrollo de reactores de fusión en U.S.A.

Es interesante notar que el esfuerzo norteamericano se concentra específicamente en tres sistemas en lo que hace a confinamiento magnético: tokamaks, los que reciben un 60% del aporte fiscal y el espejo magnético y theta pinch, los que reciben un 20% cada uno. El presupuesto anual actual (1975) para confinamiento magnético es de 180 millones de dólares, aproximadamente y se prevé un aporte de 339 millones en 1979. En el caso de confinamiento inercial, los sistemas basados en láser tienen un presupuesto anual operativo de 58,5 millones de dólares en 1976 y se prevé un incremento a 91.1 millones en 1979, en tanto que para los sistemas basados en haces electrónicos relativísticos las cifras correspondientes son 6.5 y 9.5 millones de dólares respectivamente. (25)

2.3.1.- Theta Pinch

El principio de operación de theta pinch está ilustrado en la Fig.4

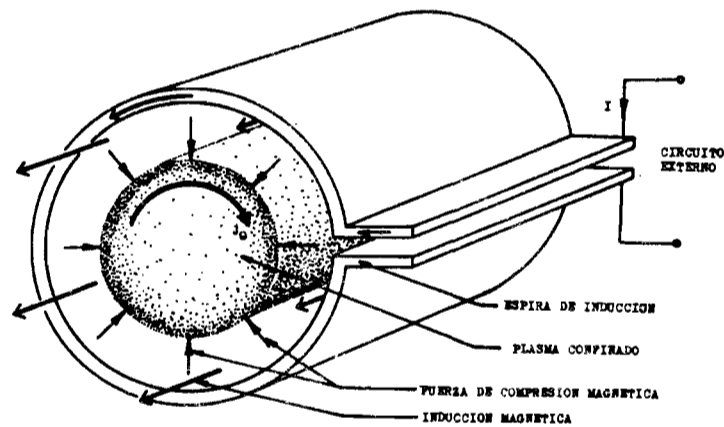


FIG. 4. Diagrama esquemático de un theta pinch

El Theta pinch consiste en una única espira de un sistema primario de inducción, dispuesta en forma de un largo cilindro (theta pinch lineal) o bien en forma de un toroide (theta pinch toroidal) de gran relación de aspecto (radio toroide/radio sección transversal ~ 100). Dentro de la espira se introduce la mezcla combustible gaseosa a baja presión y se la preioniza, formando un plasma de baja temperatura. La espira de inducción está alimentada por una fuente de poder externa de alta energía, que se conecta al sistema por medio de un interruptor rápido. Cuando esto ocurre, circula una alta corriente por la espira, la que genera un intenso campo magnético ($\sim 100-200$ kG) paralelo al eje del tubo. En estas condiciones, el plasma se convierte en el conductor secundario de un sistema transformador, originándose una corriente en la dirección θ , alrededor del eje del cilindro (de ahí el nombre de theta pinch). La interacción entre el campo magnético axial y la corriente azimutal produce inicialmente una onda de choque implosiva, que calienta el gas, y seguidamente una compresión adiabática (efecto pinch) de la columna de plasma que completa el calentamiento hasta la temperatura de reacción.

Las reacciones de fusión liberan energía que en parte contribuye al calentamiento del plasma y que puede ser recuperada en base a un ciclo de conversión directa. La energía asociada a los neutrones se recupera en base a un ciclo térmico convencional.

Completado el ciclo de combustión, cuya duración típica sería de 0.1 seg., la inducción magnética decrece y el plasma se expande y enfría, extinguiéndose la reacción nuclear. El gas caliente se neutraliza en base a la adición de un flujo de gas a baja temperatura y se elimina luego de la cámara de reacción, con lo que el sistema está listo para un nuevo ciclo de operación. La duración total del ciclo es del orden de 10 seg.

Para el caso de un reactor de potencia, las pérdidas por disipación óhmica en la espira son considerables, y producirían un balance energético desfavorable para el reactor. A fin de obviar este problema, Ribe y colaboradores⁽²⁶⁾ proponen utilizar dos espiras separadas para las dos etapas de calentamiento: una espira, conectada a una fuente externa capacitiva de relativamente baja energía, provee exclusivamente el

calentamiento implorivo y sirve a su vez de pared de la cámara de reacción, en tanto que una segunda espira, exterior a la camisa del reactor, provee el campo de compresión adiabática. La segunda espira está conectada a una fuente de poder inductiva reversible de alta energía. En base a la configuración de inductores propuesta, se estima posible lograr independientemente campos magnéticos cuya variación temporal e intensidad sean adecuadas a cada una de las etapas de calentamiento, lo que resulta en una menor pérdida disipativa y por tanto, en una mayor eficiencia de calentamiento.

El theta pinch permite alcanzar un valor $\beta \sim 1$ y el calentamiento se logra en forma automática en base al mismo campo magnético de confinamiento, lo que constituye dos características atractivas de este concepto.

Para un theta pinch lineal, el escape de plasma por los extremos abiertos exige una longitud de cilindro de confinamiento superior a 1 km, en el caso de un reactor de potencia.⁽²⁷⁾ Por esta razón, el interés se ha concentrado fundamentalmente en los sistemas de tipo toroidal. En este caso, la geometría de confinamiento en base al campo magnético toroidal no es suficiente para lograr un equilibrio MHD y es necesario superponer un campo magnético poloidal helicoidal de estabilización. La atención se concentra actualmente en este aspecto, en lo que hace al comportamiento del plasma.

Un serio problema tecnológico para el desarrollo de un reactor de fusión de potencia basado en el concepto del theta pinch es el de la construcción de la fuente de poder para crear el campo magnético de compresión adiabática. De acuerdo a estimaciones actuales, esta fuente deberá proveer típicamente energías del orden de los 100 GJ en un pulso de $\sim 10^{-3}$ seg de trepada y ~ 0.1 seg de duración. Se estima que esta energía será de 3-5 veces superior a la liberada por reacciones de fusión, de modo que a fin de lograr un balance energético positivo del reactor, la energía de confinamiento y calentamiento deberá ser transmitida entre la fuente y el reactor con una eficiencia del orden de 95-98% y recuperada al final del ciclo.^{(26),(28)} Deberá utilizarse fuentes de energía reversibles de tipo inductivo. La alta eficiencia de transferencia requerida y el costo de ese sistema representan un problema crítico para el futuro de este concepto. Este sistema está actualmente en desarrollo.⁽²⁹⁾ Existen, en adición, severos problemas de materiales asociados a este concepto.⁽²⁶⁾

Las condiciones típicas alcanzadas con los theta pinch actuales corresponden a una temperatura de ~ 1 keV, densidad de $\sim 10^{16}$ cm^{-3} y tiempo de confinamiento de ~ 10 μseg lo que determina un número de Lawson de 10^{11} $\text{cm}^3 \text{seg}$. Para un reactor de fusión de potencia, se estima que será necesario alcanzar temperaturas superiores a 10 keV, densidades en exceso de 10^{16} cm^{-3} y tiempos de confinamiento $\gtrsim 10$ mseg.

2.3.2. - Espejo Magnético

Una partícula cargada eléctricamente tiende a reflejarse al aproximarse a una región de inducción magnética creciente.⁽⁷⁾ El efecto de espejo magnético puede lograrse en base a una adecuada geometría de campos y utilizarse para evitar la fuga de plasma por los extremos de un sistema abierto.^{(30),(31)} Solamente aquellas partículas cuyo vector de velocidad yace dentro de un cierto cono escapa del confinamiento; esta región, en el espacio de velocidades, se denomina cono de pérdida del espejo.

La Fig.5 ilustra una forma típica de inductor a fin de lograr un confinamiento magnetohidrodinámicamente estable.

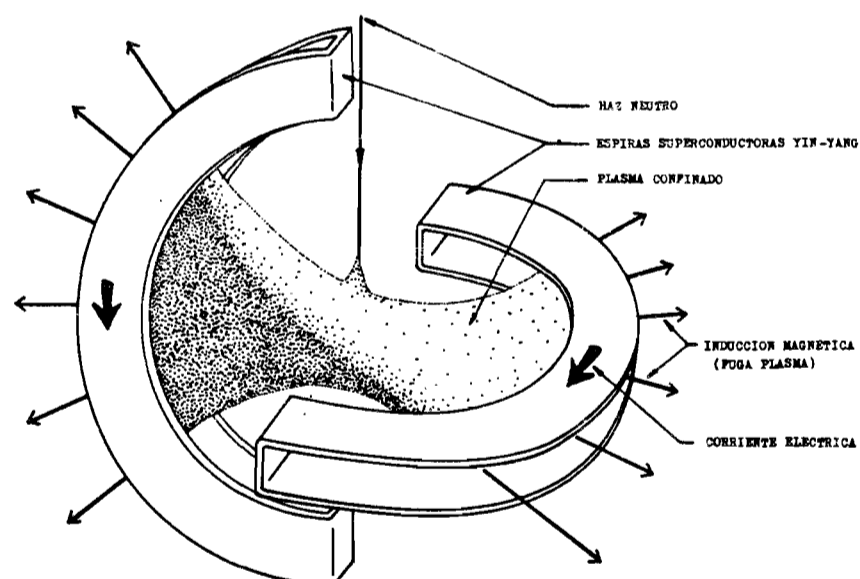


FIG. 5. Espejo magnético de mínimo-B.

El tipo de inductor ilustrado en la Fig.5 se denomina espiras Yin-Yang y permite obtener un campo magnético que es mínimo en el centro del volumen confinado y que aumenta al alejarse en cualquier dirección. Esta configuración de inducción, llamada de "mínimo B", crea un pozo magnético que confina efectivamente el plasma en forma MHD-estable.

Los espejos magnéticos son sistemas de operación continua, en donde las pérdidas por los extremos se compensan en base a la inyección de nuevo combustible bajo la forma de un haz neutro de partículas energéticas que se ionizan al penetrar en la región del plasma confinado. El haz neutro también provee la energía necesaria para calentar inicialmente el plasma y mantener una adecuada temperatura de reacción. Se prevé que el plasma necesario para comenzar la operación del reactor será producido en base a un campo magnético pulsado, o bien por medio de un láser, al irradiar una pequeña pastilla combustible.

La energía de fusión se recupera en forma clásica en la camisa del reactor y también en base a un convertidor directo.^{(32),(33)} En el caso de un espejo abierto, la conversión directa es prácticamente mandatoria, a fin de recuperar la energía asociada a las partículas cargadas que escapan por los extremos del sistema. Una alternativa a fin de evitar el problema de la pérdida del plasma es la de utilizar un conjunto de espejos, formando una geometría toroidal.^{(34),(35)}

Los espejos magnéticos son sistemas que deberán operar a alta temperatura, a fin de minimizar los efectos de colisiones electrostáticas que incrementan las pérdidas por los extremos.⁽³⁶⁾ En particular, el tiempo de confinamiento depende de $T^{3/2}$ y sólo en forma logarítmica de las dimensiones del sistema y de la intensidad del campo magnético. Para el ciclo D-T, las temperaturas de interés son del orden de 150-300 keV, lo que determina el rango de energías requerido del haz neutro. El límite superior depende de la eficiencia del sistema de conversión directa utilizado.

Los espejos magnéticos son atractivos por su alto β (~ 0.8), moderada inducción magnética ($B_{\text{central}} \sim 50$ kG, $B_{\text{espejo}} \sim 150$ kG) y operación continua. En adición, dado que el tiempo de confinamiento no depende sensiblemente del tamaño, es posible dimensionar el reactor económicamente de acuerdo a la potencia requerida.

Actualmente, existen microinestabilidades en el plasma que resultan de anomalías en la función de distribución de velocidades, por efecto del cono de pérdida del espejo, que deben ser eliminadas a fin de lograr un tiempo de confinamiento adecuado. En el plano tecnológico, uno de los aspectos dominantes es el desarrollo de un generador de haz neutro de alta eficiencia ($\sim 80\%$)⁽²⁸⁾ y energía (≥ 150 keV). La performance actual de estos sistemas es típicamente de 10-50 keV, con eficiencias del orden de 60%.⁽³⁷⁾ Otro aspecto importante en el caso de un único espejo magnético, es el convertidor directo, que debe poseer una eficiencia de conversión de $\geq 80\%$ a fin de permitir el desarrollo de un reactor con balance energético positivo.⁽²⁸⁾ La factibilidad técnica y el costo de este sistema son aspectos cruciales para el futuro de este concepto.

Los actuales espejos magnéticos permiten alcanzar una temperatura iónica de ~ 13 keV, con una densidad de $\sim 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ y un tiempo de confinamiento de ~ 5 mseg, lo que determina un número de Lawson de $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ seg}$. Para un reactor de fusión de potencia, se estima necesario alcanzar temperaturas del orden de 200 keV, con un producto $n\tau \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ seg}$.

2.3.3. Tokamak

El tokamak es un sistema toroidal de bajo β ($\sim 5\%$) y baja relación de aspecto (~ 3), cuyo principio de operación está ilustrado en la Fig. 6.⁽³⁸⁾

Un tokamak consiste de un toroide de gran sección y de pequeño radio. Dentro del toroide se introduce el combustible a baja presión y se lo ioniza al aplicar un pulso de corriente a la bobina primaria del sistema. Por efecto transformador, se origina en el plasma una corriente eléctrica toroidal que eleva su temperatura por disipación óhmica y crea a su vez un campo magnético poloidal, B_p (~ 10 kG). La adición de un campo magnético toroidal continuo, B_t ($\sim 40-60$ kG promedio), produce las condiciones adecuadas para lograr un confinamiento MHD-estable. En adición, debe proveerse un campo pulsado transversal, para control de la posición de la columna de plasma.

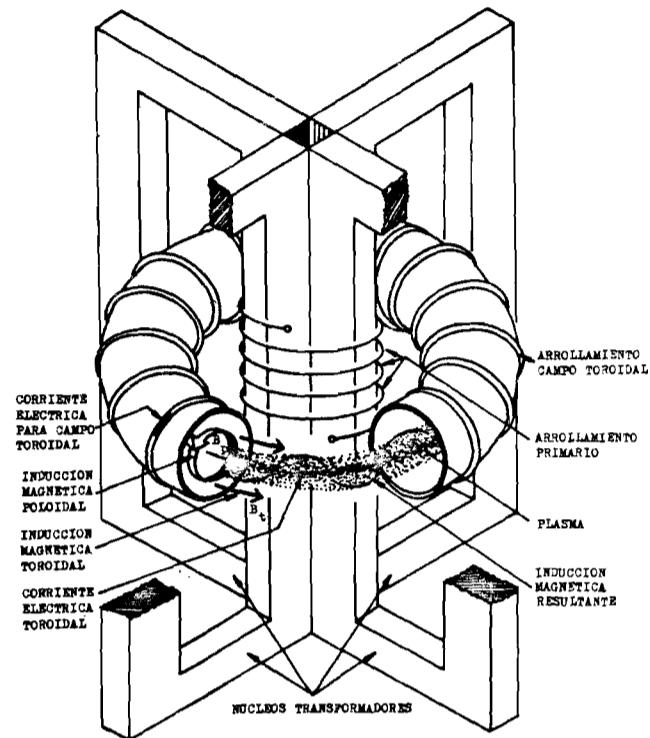


FIG. 6. Principio de operación del tokamak.

Dado que la conductividad eléctrica del plasma aumenta con su temperatura, el proceso de calentamiento óhmico se torna ineficiente para temperaturas superiores a ~ 1 keV, por lo que es necesario recurrir a métodos alternativos de calentamiento para llevar al plasma a condiciones de reacción. Una de las alternativas más atractivas en este sentido es la de utilizar haces neutros energéticos (≥ 200 keV).⁽¹⁰⁾

La operación del tokamak será presumiblemente cuasipulsada, en el sentido que se empleará un largo ciclo de combustión (~ 1000 seg) durante el cual se inyectará combustible a fin de compensar las pérdidas por difusión a través del campo magnético (tiempo de confinamiento ~ 10 seg). A fin de eliminar el plasma que escapa del confinamiento se emplearán trampas magnéticas, denominadas divertores.

La duración del ciclo de combustión estará limitada esencialmente por el período de la corriente axial, o bien por la contaminación y enfriamiento del plasma por acumulación de impurezas de alto Z, liberadas como resultado del contacto del plasma caliente que escapa del confinamiento con la pared interna del reactor. Terminado este ciclo, se evacúa la cámara de reacción y se la recarga con nuevo combustible, con lo que el sistema queda nuevamente listo para operación. La energía de fusión se recupera de la forma convencional para el ciclo D-T. En principio se estima que no será necesario recurrir a un ciclo auxiliar de conversión directa para lograr un reactor con balance energético positivo.⁽¹⁰⁾

El mayor atractivo del concepto tokamak proviene de su habilidad para alcanzar un largo tiempo de confinamiento sin que se manifiesten serias inestabilidades del plasma. Dado que la máxima temperatura iónica alcanzada al presente es del orden de 1 keV, debe verificarse que estas condiciones se mantengan al aumentar la temperatura a valores típicos de reacción. En adición, la experiencia indica que el tiempo de confinamiento aumenta con el cuadrado del diámetro de la sección del toroide para los tokamaks de diseño convencional.⁽³⁰⁾ Por tanto, a fin de obtener condiciones realistas de reacción, será necesario aumentar no solamente la temperatura sino también la sección transversal del sistema. Valores típicos actuales del radio de esta sección son del orden de 0.5m, en tanto que para un reactor de potencia se estima que el radio deberá ser de 2-5 m.⁽⁴⁰⁾ En adición, deberá incrementarse el actual valor de β de confinamiento en un factor ≥ 5 , como mínimo, a fin de que reactores de este tipo sean atractivos económicamente. Se trabaja activamente en este sentido en base al control de la forma de la sección transversal del plasma. Finalmente, el enfriamiento del plasma por efecto de impurezas provenientes de la pared puede constituir un serio obstáculo para alcanzar largos ciclos de operación. A fin de resolver este problema, será necesario desarrollar sistemas adecuados para evitar en lo posible la interacción plasma-pared.

El reemplazo periódico de la primera pared del reactor, como resultado de daño estructural por radiación neutrónica y por flujo de partículas energéticas del plasma, constituye un serio problema desde el punto de vista de mantenimiento y almacenamiento de desechos radioactivos, y también podría afectar la aceptabilidad económica de los reactores en caso de frecuentes reemplazos. Luego, el diseño de la primera pared

del reactor y la selección de los materiales a utilizarse representan uno de los problemas tecnológicos más importantes en el desarrollo de un reactor de potencia basado en este concepto. Dado que la densidad de potencia en el medio reactante es baja para un tokamak ($\sim 1 \text{ MW/m}^3$), será necesario construir unidades de gran tamaño. Se estima que los tokamaks podrían ser atractivos económicamente como unidades de generación de alta potencia eléctrica ($\sim 1000 - 5000 \text{ MW}_e$).⁽⁴¹⁾

Los tokamaks actuales permiten alcanzar temperaturas iónicas $\sim 1 \text{ keV}$, con una densidad de $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ y un tiempo de confinamiento del orden de 10 mseg.

Para un reactor de potencia, se estima necesario alcanzar temperaturas superiores a 10 keV, densidades en exceso a 10^{14} cm^{-3} y tiempos de confinamiento del orden de segundos.

Actualmente han entrado en operación los tokamaks PLT (Princeton Large Torus, U.S.A.) y el T-10 (Instituto Kurchatov, U.R.S.S.) y está prevista la operación del tokamak denominado DOUBLET III (General Atomic, U.S.A.) para el período 1978-79, los que permitirán alcanzar mayores temperaturas iónicas ($\sim 4 \text{ keV}$) y un mayor número de Lawson ($\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ seg). Para la década del 80 se prevé el funcionamiento de grandes tokamaks que permitirán alcanzar condiciones del plasma próximas a las requeridas para un reactor de potencia. Representantes típicos de esta generación de máquinas serán el TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor, U.S.A.), el T-20 (U.R.S.S.), el JET (Joint European Torus) y el JT-60 (Japón).

2.3.4 Confinamiento Inercial

2.3.4.1 Calentamiento con Láser

De acuerdo a este concepto, un pulso láser de gran intensidad y energía se hace incidir con un alto grado de simetría espacial y temporal sobre una pastilla esférica de combustible nuclear (D-T), de modo de calentar el mismo y producir una reacción de fusión en un tiempo más corto que el tiempo de expansión del material. La concentración inicial del combustible es típicamente del orden de 10^{22} cm^{-3} y su diámetro de 1 mm.^{(42),(45)}

La Fig.7 ilustra esquemáticamente las características de un reactor conceptual de confinamiento inercial y calentamiento por láser, para el ciclo D-T.

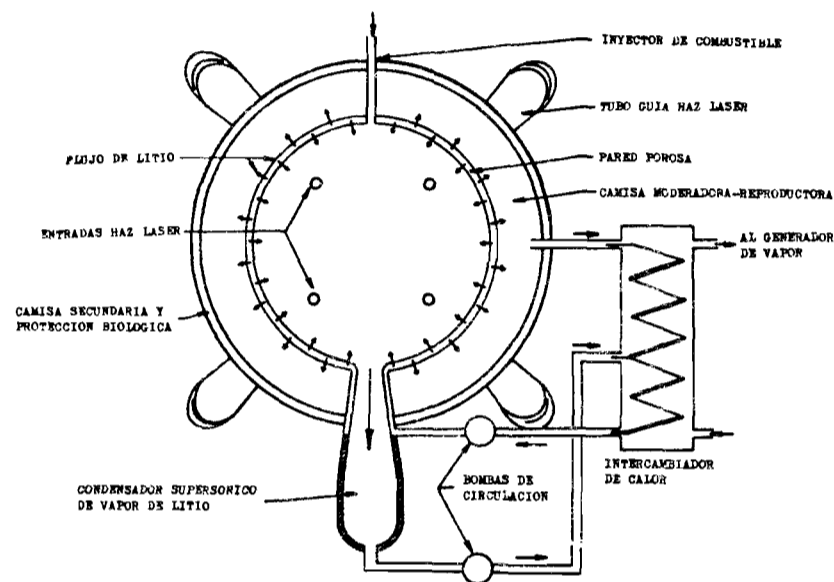


FIG. 7. Reactor conceptual de confinamiento inercial y calentamiento con láser.

La pastilla combustible se introduce a través de un conducto que penetra la pared del reactor y deberá ser guiada con gran precisión al punto de convergencia de los múltiples haces láser de irradiación - que penetran también hasta la cámara de reacción a través de un sistema óptico especial- a fin de asegurar una adecuada uniformidad de iluminación sobre su superficie. La radiación calienta el combustible hasta la temperatura de reacción. La energía de fusión se recupera en la forma convencional, en base a una camisa moderadora y reproductora de tritio externa a la cámara de reacción, cuya pared es porosa y permite la formación de una delgada película de litio líquido sobre su cara interna, la cual absorbe parte de la energía de la microexplosión por ablación y protege la pared de un exce

sivo calentamiento superficial. La reacción termina cuando el plasma caliente se expande y enfría. El sistema es luego evacuado y comienza un nuevo ciclo.

La frecuencia de repetición será presumiblemente del orden de 10 - 100 pps. El tiempo entre disparos dependerá en gran parte del tiempo necesario para evacuar la cámara de reacción hasta una presión lo suficientemente baja como para que la radiación láser pueda propagarse sin perturbaciones. En este sentido, de resultar este tiempo excesivamente largo, se considera la posibilidad de utilizar varias cámaras de reacción comandadas en forma sucesiva por el mismo láser.

A fin de lograr un tiempo de reacción adecuado, es necesario producir un plasma con una concentración del orden de 10^{26} cm^{-3} . Esta concentración es típicamente cuatro órdenes de magnitud mayor que la de la materia en el estado líquido y es característica de un cuerpo estelar. La factibilidad del desarrollo de un reactor de confinamiento inercial y calentamiento por láser se basa, fundamentalmente, en la posibilidad de comprimir y calentar adecuadamente la pastilla combustible hasta las condiciones de reacción. En particular, el calentamiento debe realizarse de modo de lograr la temperatura de reacción solamente en un núcleo central del plasma, de modo que sea la energía de fusión liberada en esta región la que lleve a ignición al resto de la masa combustible. Sólo en estas condiciones se cree posible lograr un balance energético positivo para un reactor de este tipo. Se estima, en base a cálculos teóricos, que es posible alcanzar las condiciones indicadas en base a un proceso de compresión ablativa isentrópica que lleve al material a un estado degenerado de Fermi, utilizando un pulso láser de gran potencia y energía, cuya variación temporal de intensidad esté adecuadamente programada.

Uno de los aspectos atractivos del concepto inercial-láser reside en la eliminación del sistema de generación del campo magnético, lo que confiere mayor simplicidad al reactor desde el punto de vista constructivo y de servicio. Para este tipo de reactores, será posible adaptar la potencia de salida a las necesidades.

Uno de los mayores problemas de este concepto, desde el punto de vista del plasma, es que el proceso de interacción entre la radiación láser y el plasma no está enteramente clarificado, por lo que no es posible

calcular en forma precisa la eficiencia de transferencia de energía del láser al plasma y por tanto, calcular exactamente la potencia y energía requeridas del láser para lograr una compresión dada. De acuerdo al actual conocimiento del problema, se estima que será necesario disponer de un láser de $\sim 10^6$ J por pulso, con una duración de pulso de 10^{-9} - 10^{-10} seg y una eficiencia de aproximadamente 10%, en el caso de un reactor comercial. Dado que la eficiencia de transferencia de energía es sensible a la longitud de onda utilizada, se estima que será necesario disponer de láseres que emitan entre 3000-6000 Å. (*)

Desde el punto de vista tecnológico, el mayor problema es, al momento, el desarrollo del láser adecuado. Los láseres de la actual generación (CO_2 y de vidrio neodimio) permiten al momento obtener energías del orden de 10^3 J en un tiempo de $\sim 10^{-9}$ - 10^{-10} seg, con una eficiencia de ~ 1 -0.2%, respectivamente. Si bien sería posible llevar la performance del láser de CO_2 a condiciones de interés para un reactor de potencia, su larga longitud de onda ($10.6 \mu\text{m}$) no es favorable para la interacción con el plasma, a no ser que fuera posible desarrollar pastillas combustibles insensibles al efecto adverso de este tipo de radiación, a un costo razonable (≤ 0.01 Dlr/pastilla^(**)). Otros láseres de interés en vías de desarrollo son el láser de yodo (presumiblemente con excitación por impacto electrónico o bien foto-lítica de alta eficiencia), el láser químico de HF, el de oxígeno atómico y los láseres de excimeros de Xe y óxidos de gases nobles. Las experiencias realizadas al presente han permitido obtener temperaturas iónicas ligeramente inferiores a 3 keV, con un número de Lawson $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}\text{seg}$.⁽⁴⁶⁾ Otro aspecto tecnológico de gran importancia actualmente, es el desarrollo de pastillas combustibles cuyo diseño favorezca la eficiencia de transferencia de energía en el proceso de interacción, de modo de poder minimizar la potencia y energía del láser, como asimismo reducir las exigencias en cuanto a forma temporal del pulso y longitud de onda de irradiación.

2.3.4.2 Calentamiento con Haz Electrónico Relativístico (REB)

La utilización de un haz electrónico relativístico (~ 1 MeV) es una posible alternativa al empleo de láseres para calentar y comprimir una pequeña pastilla de combustible nuclear hasta condiciones de ignición.⁽⁴⁷⁾

(*) Ver NOTA 1 en APENDICE ; (**) Ver NOTA 4 en APENDICE

El impulso y apoyo al desarrollo de este concepto sigue en importancia al del concepto inercial-láser, aunque se le reconocen las siguientes ventajas:

- i) las características de las fuentes pulsadas de haces de electrones relativísticos pueden ser extendidas hasta los valores de energía y potencia de interés, en base a la actual tecnología.
- ii) eficiencia eléctrica del generador del haz electrónico relativamente alta (energía haz/energía eléctrica fuente poder ≥ 0.3)

Se estima que para que este concepto sea de interés para el desarrollo de un reactor de fusión de potencia, será necesario disponer de un generador que entregue un haz de electrones de 1-3 MeV de energía, en un pulso de corriente de 30-100 MA con una duración del orden de 10nseg (energía entregada por pulso ~ 1 MJ).

El estudio del concepto inercial-REB en U.S.A. se realiza fundamentalmente en los Laboratorios SANDIA, en Albuquerque. Actualmente se dispone de un acelerador denominado Hydra, que entrega un haz de 1 MeV/1MA en un pulso de 50 nseg que permite focalizar una energía del orden de 5-10 kJ en un diámetro de 2-4 mm. En el mismo laboratorio se está construyendo un nuevo acelerador que permitirá obtener un haz electrónico de 3 MeV/6 MA con una duración de pulso de 25 nseg. La energía total por pulso será de 200 kJ.

De igual manera que en el caso inercial-láser, el mecanismo de interacción entre la pastilla combustible y el haz electrónico no es claro y análogamente, existe el problema tecnológico del desarrollo de una pastilla que favorezca la transferencia de energía durante el proceso de interacción y produzca una adecuada ganancia de energía.

Ultimamente, ha comenzado a recibir atención la idea de utilizar un haz iónico relativístico de iones pesados como alternativa al láser y al REB.⁽⁴⁸⁾ El interés, en este caso, proviene del hecho de que la tecnología de aceleradores iónicos está altamente desarrollada y podría permitir eventualmente alcanzar una eficiencia eléctrica del orden de 50%.

Presumiblemente los problemas a enfrentar por este nuevo concepto serán similares en complejidad a los de los restantes conceptos alternativos, en lo que respecta al entendimiento del mecanismo de interacción y desarrollo de pastillas adecuadas.

Como conclusión de esta discusión sobre el estado de las investigaciones sobre los distintos conceptos en estudio, la Fig.8 presenta gráficamente la situación de las diferentes alternativas con respecto a las condiciones a alcanzar para cumplir con el criterio de umbral de Lawson, que es necesario satisfacer para el desarrollo de un reactor de fusión de potencia.

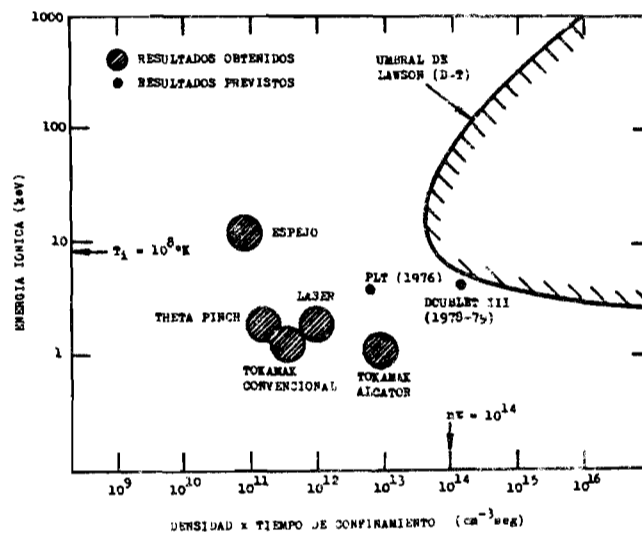


FIG. 8. Características de operación de la presente generación de máquinas experimentales.

La Tabla I resume las características relevantes de algunos de los sistemas experimentales más avanzados de U.S.A. de acuerdo a datos de principios de 1976. (49)

TIPO MAGNETICA	DEDENOMINACION	LABORATORIO	T_e (keV)	T_i (keV)	n (cm ⁻³)	τ (ms)	β (%)	β_{max} (%)	B (kg)	OBSERVACIONES
TOKAMAK	ATC (Adiabatic Toroidal Compressor)	Princeton	2	1.7	10 ¹⁴	5 ns	3 x 10 ⁻¹¹	20	$B \approx B_T$ En operación.-	
	ORMAK (Oak Ridge Tokamak)	Oak Ridge	2	1	6 x 10 ¹³	7 ns	3 x 10 ⁻¹¹	23	$B \approx B_T$ En operación.-	
	ALCATOR	MIT	1	1	6 x 10 ¹⁴	20 ns	10 ⁻¹³	75	$B \approx B_T$ (B_{max} prevista ~ 120 kg) En operación.-	
	PLT (Princeton Large Tokamak)	Princeton	4.0	4.0	10 ¹⁴	80 ns	8 x 10 ⁻¹²	40	$B \approx B_T$ Características previstas En operación desde principios de 1976	
	PDX (Poloidal Divertor Exposed)	Princeton	1	1	2 x 10 ¹³	100 ns	2 x 10 ⁻¹²	24	$B \approx B_T$ Operación prevista 1978	
	DOUBLET III	General Atomic	4	4	2 x 10 ¹⁴	250 ns	2 x 10 ⁻¹³	26	$B \approx B_T$ Operación prevista 1978-1979	
	TFTR (Toroidal Fusion Test Reactor)	Princeton	5-10	5-10	-	-	10 ⁻¹³ -10 ⁻¹⁴	-	Operación prevista 1981	
THETA PINCH	SCYLLAC	Los Alamos	0.5	0.7	2.7 x 10 ¹⁶	50 ns	2.7 x 10 ⁻¹¹	40	$B \approx B_T$ Pinch Toroidal En operación.	
	STP (Staged θ Pinch)	Los Alamos	1	1	10 ¹⁴ -10 ¹⁵	25 ns	5 x 10 ⁻¹¹	10	Características previstas θ pinch-lineal. Comenzó operación 1975.	
	SCYLLA IV-P	Los Alamos	0.6	2.5	2 x 10 ¹⁶	10 ns	2 x 10 ⁻¹¹	55	Características previstas θ Pinch lineal. Comenzó operación enero 1976	
Z-PINCH	Z - II B	Lawrence L. Livermore	0.2-0.05	12-14	1-3 x 10 ¹³	5 ns	7 x 10 ⁻¹⁰	7	$B \approx B$ Central En operación.-	
	BB - II (Baseball - II)	Lawrence L. Livermore	-	2	2 x 10 ¹³	5 ns	10 ⁻¹¹	20	Características previstas	

TABLA I: Características de algunos aparatos experimentales.

2.4 CONCLUSIONES

La investigación teórica y experimental en el campo de la fusión nuclear ha alcanzado un grado de madurez considerable, al punto que es posible hoy día encarar con razonable optimismo el problema del diseño conceptual de los futuros reactores de fusión y de sus sistemas asociados.

Al analizar los conceptos más promisorios resulta evidente, no obstante que todavía queda por delante un considerable esfuerzo de investigación y desarrollo hasta demostrar la factibilidad científica de los distintos sistemas y uno aún mayor hasta alcanzar el nivel de reactor de potencia.

Puede concluirse:

- f) En todos los sistemas considerados subsisten problemas o interrogantes con respecto a la estabilidad y condiciones del plasma confinado que deben ser resueltos adecuadamente.
- ii) Existen considerables problemas puramente tecnológicos asociados al desarrollo de cada concepto. Al presente, no existe gran parte de la tecnología requerida en cada caso y deberá realizarse un considerable esfuerzo técnico de desarrollo de sistemas. En particular, debe demostrarse la factibilidad tecnológica y económica de algunos desarrollos críticos:
 - el sistema de almacenamiento y transferencia de energía magnética del theta pinch
 - el sistema de conversión directa del espejo magnético
 - diseño de la primera pared del tokamak (y otros sistemas) aceptable económicamente, desde el punto de vista de frecuencia de reemplazo
 - los láseres de alta eficiencia y energía para sistemas de confinamiento inercial
 - pastillas combustibles para sistemas de confinamiento inercial de bajo costo y diseño adecuado
- iii) En conclusión, aun cuando los sistemas basados en el concepto tokamak representan una de las alternativas más atractivas al momento para el desarrollo de los futuros reactores de fusión, se estima que es todavía prematuro, de acuerdo al estado del conocimiento del comportamiento del plasma y del estado de la tecnología en general, asegurar el éxito o factibilidad de este sistema, o de otro en particular, a nivel de reactor de potencia.

La nueva generación de máquinas experimentales que acaban de entrar en operación, o que están próximas a hacerlo -fundamentalmente los tokamaks PLT, DOUBLET III, PDX (U.S.A.) y T-10 (U.R.S.S.), entre otros, y los grandes láseres experimentales en construcción: SHIVA (U.S.A., Laboratorio Lawrence Livermore) y el láser de 100 kJ/1 nseg de CO₂ del Laboratorio de Los Alamos, programado para 1981- permitirá aproximar las características del plasma a las condiciones de umbral y aclarar considerablemente el panorama actual.

3. REVISION DEL CONCEPTO INERCIAL-LASER

3.1. PROCESO DE INTERACCION RADIACION LASER-PASTILLA COMBUSTIBLE

De acuerdo a este concepto, un pulso láser de gran intensidad y energía y de adecuada forma temporal se hace incidir con un alto grado de simetría espacial y temporal sobre una pastilla (pellet) esférica de combustible nuclear fusionable, de modo de calentar el mismo y producir la reacción de fusión en un tiempo más corto que el tiempo de expansión del material. La densidad inicial del combustible es típica de la de un sólido y el diámetro de la esfera es del orden de 1 mm.

Según las ideas en vigencia, el mecanismo más favorable que permitiría alcanzar condiciones de reacción adecuadas, puede describirse brevemente como sigue.^{(42),(44),(50)} La pastilla es irradiada con un prepulso láser de baja energía, cuya función es crear un plasma denso superficial de moderada temperatura. Este proceso crea una atmósfera adecuada alrededor del núcleo central no perturbado, lo cual favorece la absorción de energía del pulso láser principal. La radiación del pulso principal penetra parcialmente en el plasma periférico, antes de ser absorbida; desde la región de deposición, la energía se transmite por conducción térmica electrónica a la superficie del núcleo sólido. Esta súbita transferencia de energía produce la ablación del material superficial del sólido y, por conservación de cantidad de movimiento, una fuerza de compresión sobre el núcleo.

Es precisamente el proceso hidrodinámico de compresión el que lleva el material a condiciones de ignición de la reacción nuclear, elevando su densidad y su temperatura. Dado que la reacción nuclear progresa más rápidamente al incrementarse la densidad del plasma, la compresión permite la combustión de una mayor cantidad de material nuclear durante el período de confinamiento y, por lo tanto, hace posible alcanzar un factor de multiplicación de energía ($G_p = \text{energía de fusión/energía láser}$) considerablemente mayor que en el caso de un plasma no comprimido. En adición, si la compresión se programa en forma adecuada (irradiando la pastilla con un pulso láser de adecuada forma temporal, de modo de comprimir sin calentar la región exterior del núcleo), sería posible lograr la ignición solamente en la región central del núcleo, y aprovechar posteriormente la energía de fusión para llevar a ignición el resto de la masa combustible. Esta posibilidad es de crucial impor-

tancia, por cuanto únicamente en estas condiciones sería posible lograr un balance de energía positivo para un reactor de fusión nuclear.

Otro aspecto determinante es el diseño de la pastilla combustible, por cuanto la eficiencia de absorción de energía puede mejorarse en base a un diseño adecuado y, por lo tanto, permite aliviar los requisitos de energía y de potencia del láser, como asimismo ampliar el rango de longitudes de onda utilizable. Actualmente, se contemplan diseños complejos, compuestos por varias capas concéntricas de combustible y materiales auxiliares de mayor número atómico, a fin de mejorar las características de la interacción. (50), (51)

No obstante, aun en condiciones ideales, el método en discusión exige severos requisitos en cuanto a las características y performance que deben poseer los láseres a emplearse. A fin de determinar estos requisitos y de evaluar la factibilidad del método, es necesario analizar detalladamente el mecanismo físico de la interacción entre la radiación láser y el combustible nuclear.

En lo que sigue de esta sección, se presentará una breve revisión del mecanismo de interacción láser-pastilla. En particular, se discutirán los procesos de ionización, calentamiento y transferencia de energía del plasma, como así también el proceso hidrodinámico de compresión y calentamiento del material a condiciones de ignición.

Cabe acotar que el análisis de la interacción láser-plasma es sumamente complejo, para las potencias de radiación de interés. Fundamentalmente, para estas altas potencias se originan una serie de procesos anómalos de excitación de inestabilidades en el plasma, los cuales contribuyen, en parte, a su calentamiento, y en parte, con efectos detrimentales. Debido a la naturaleza no lineal de la mayoría de estos fenómenos, su tratamiento analítico es dificultoso y debe recurrirse en la práctica a simplificaciones del modelo físico, a fin de poder realizar simulaciones numéricas del proceso de interacción. Los resultados teóricos, por lo tanto, requieren corroboración experimental, a fin de ajustar correspondientemente el modelo a la realidad física.

En este sentido, no existe al momento un cuerpo de información experimental lo suficientemente amplio como para aclarar el panorama y establecer,

en forma concluyente, el papel de las distintas inestabilidades y la importancia de los efectos adversos.

En cuanto a los procesos de transferencia de energía del plasma y procesos hidrodinámicos del núcleo, existen aspectos que es necesario clarificar, según se discutirá más adelante.

Por lo tanto, el panorama general en el tema de interacción y calentamiento del plasma no es claro y se requiere todavía un considerable esfuerzo experimental, a fin de determinar la relevancia de los distintos problemas en condiciones realistas.

La bibliografía existente sobre la interacción de radiación láser con la pastilla de combustible nuclear es sumamente abundante, pudiendo consultarse, a modo de guía introductoria, las referencias^{(42),(52),(55) y (50)}

3.1.1. Producción del Plasma

Los procesos que ocurren al incidir radiación láser sobre un material, dependen de la densidad de potencia de la radiación, I_0 , que se define como la energía incidente sobre el material por unidad de tiempo y de superficie (unidades:watt/cm²).

En este análisis, consideraremos solamente el caso de un pulso de radiación láser de alta densidad de potencia ($I_0 > 10^{10}$ w/cm²) y corta duración ($\tau_L \leq 10^{-9}$ seg), incidente uniformemente sobre un blanco material.

A partir de la llegada del primer fotón del pulso láser, hasta la terminación del mismo, se suceden una serie de etapas, caracterizadas por el predominio de determinados procesos de interacción. La primera etapa corresponde a la formación del plasma superficial, y está caracterizada por una rápida absorción de energía por parte del material, lo que produce su ionización. Esta etapa ha sido analizada en detalle recientemente por Grey Morgan.⁽⁵⁴⁾

El mecanismo inicial de ionización es todavía motivo de estudio y no está enteramente clarificado. La dificultad radica fundamentalmente en la pequeñez de las escalas temporal y espacial del fenómeno.

En principio, existen dos mecanismos que juegan un rol esencial en el proceso de ionización. Estos son: absorción multifotónica e ionización por cascada electrónica.

En el primer caso, la ionización se produce por absorción simultánea de varios fotones del haz láser, los que proveen la suficiente energía para liberar un electrón.⁽⁵⁶⁾ Este efecto es el análogo, para el caso de altas frecuencias, al efecto túnel, en el cual la ionización se produce bajo los efectos de un campo eléctrico de gran intensidad y baja frecuencia.

En el segundo caso, asumiendo la existencia de un electrón libre, este electrón puede ganar energía del haz láser por medio de bremsstrahlung inverso y puede producir nuevos electrones por colisión con átomos neutros, iniciándose así una cascada electrónica que lleva a la producción del plasma.⁽⁵⁷⁾

Dado que la probabilidad de la presencia de un electrón libre en la proximidad de la zona de interacción en el instante de incidencia del pulso láser es despreciable⁽⁵⁸⁾, se estima que los primeros electrones pueden ser producidos por absorción multifotónica, a partir de lo cual se establece una competencia entre los dos procesos descritos.

El tiempo de ionización, en el caso de absorción multifotónica es del orden de ν^{-1} , donde ν es la frecuencia de la radiación láser. Valores típicos oscilan entre 10^{-14} - 10^{-16} seg. En el caso de ionización por cascada electrónica, tiempos típicos son inferiores a 10^{-10} seg, para condiciones de interés.⁽⁵⁹⁾ Es evidente de que este proceso ocurre en un tiempo muy inferior a otros tiempos de interés, tales como el tiempo de calentamiento o el tiempo característico de expansión del plasma.

De acuerdo a estos argumentos, es posible adoptar la hipótesis simplificativa de que la formación del plasma superficial ocurre en forma prácticamente instantánea al aplicar el pulso láser.⁽⁵⁹⁾ Según conceptos más avanzados, la idea es producir el plasma superficial utilizando un pre-pulso láser, de modo de crear una atmósfera adecuada con anterioridad a la irradiación con el pulso principal. Más de un pre-pulso, de distinta longitud de onda, podría ser necesario, de utilizarse ciertos diseños de pastilla combustible.⁽⁵⁰⁾

El plasma superficial está caracterizado inicialmente por una moderada temperatura y una alta densidad.

3.1.2. Mecanismos de Absorción de Energía del Plasma

Existen diferentes mecanismos por los cuales el plasma superficial puede absorber energía electromagnética radiada por un láser de alta potencia.⁽⁴²⁾ Estos mecanismos pueden clasificarse globalmente como clásicos o anómalos, según la absorción de energía proceda vía interacciones individuales o colectivas con las cargas del plasma, respectivamente.⁽⁶⁰⁾

Podemos así indicar los siguientes mecanismos de absorción:

absorción clásica	{	bremsstrahlung inverso
absorción anómala		interacciones paramétricas (Proceso no lineal)
	{	absorción resonante (proceso lineal)

Cada uno de los mecanismos de absorción no lineal, posee un umbral de excitación que depende de la longitud de onda del láser y de las condiciones y grado de homogeneidad del plasma,

3.1.2.1. Absorción Clásica

El mecanismo de absorción clásica se denomina también indistintamente absorción colisional o bremsstrahlung inverso. En este proceso, los electrones pueden absorber energía del campo electromagnético durante una colisión electrostática con un ión. La energía absorbida por los electrones se transfiere rápidamente en forma colisional a los restantes electrones del plasma, los cuales tienden a adquirir una distribución maxwelliana de velocidades. A su vez, los electrones transfieren parte de su energía a los iones, a través de colisiones. Debido a la diferencia de masas, este proceso de transferencia está caracterizado por una constante de tiempo mayor que en el caso de transferencia de energía entre electrones. Como resultado, los electrones elevan rápidamente su temperatura, en tanto que la temperatura iónica aumenta más lentamente.

La longitud característica de absorción de la radiación láser está dada por: (61)

$$\ell = \frac{1.6 \times 10^{32} T_e^{3/2}}{n^2 \bar{Z} \lambda^2} \quad (\text{cm}) \quad (9)$$

en donde T_e es la temperatura electrónica (keV), n es la densidad electrónica (cm^{-3}), \bar{Z} es la carga iónica media y λ la longitud de onda (cm). Nótese que ℓ no depende de la intensidad del láser en forma directa.

Se desprende de la (9) que la absorción será máxima para plasmas densos de baja temperatura. Además, la absorción mejora para largas longitudes de onda y materiales de alto \bar{Z} . Debe tenerse en cuenta, no obstante, de que la propagación de radiación láser en el plasma no es posible para frecuencias superiores a la frecuencia del plasma, ω_{pe} :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (10)$$

en donde e es la carga eléctrica, m_e es la masa electrónica y ϵ_0 es la constante dieléctrica del vacío.

Luego, la densidad crítica del plasma hasta la cual alcanza a penetrar la radiación es:

$$n_{\text{crit.}} = 10^{13} / \lambda^2 \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (11)$$

donde λ está dada en cm. En otras palabras, la absorción por bremsstrahlung inverso es más efectiva al aumentar la densidad del plasma, pero está limitada a densidades inferiores a $n_{\text{crit.}}$.

De acuerdo al mecanismo indicado, la absorción es máxima en las proximidades de la superficie crítica, donde $n \sim n_{\text{crit.}}$. Sobre esta superficie crítica, la radiación láser se refleja, como si se tratara de un espejo común.

La Tabla II indica valores de n_{crit} y ℓ para distintos láseres de potencial interés.

tipo láser	λ (μm)	$n_{\text{crit}}(\text{cm}^{-3})$	\mathcal{L} (cm)	
			Te = 1 keV $n=n_{\text{crit}}$	Te = 10 keV $n=n_{\text{crit}}$
Xe	0.173	3.5×10^{22}	4.5×10^{-4}	1.4×10^{-2}
Nd	1.06	8.1×10^{20}	2.0×10^{-2}	6.3×10^{-1}
CO ₂	10.6	8.1×10^{18}	2.0	63.0

TABLA II: Valores típicos de densidad crítica del plasma (n_{crit}) y longitud de absorción (\mathcal{L}) para distintos láseres.

Puede concluirse que el mecanismo de absorción clásica puede jugar un papel importante inicialmente para el calentamiento del plasma, pero el mismo se torna progresivamente ineficiente al aumentar la temperatura. En el caso de láseres de corta longitud de onda, la eficiencia se conserva aun para altas temperaturas, aunque no es así para el caso del láser de Nd y particularmente, para el láser de CO₂.

3.1.2.2. Absorción Anómala

Los distintos mecanismos calificados globalmente en la categoría de absorción anómala, se caracterizan esencialmente por el hecho de que la radiación láser interacciona con el plasma en forma colectiva, a través de la excitación de modos colectivos de oscilación de cargas eléctricas. Estos modos de oscilación absorben energía electromagnética y la disipan en el plasma a través del mecanismo de "landau damping"⁽⁶²⁾, o bien por medio de colisiones electrostáticas. La energía disipada de esta forma fluye preferentemente a los electrones del plasma, los cuales pueden, bajo condiciones adecuadas, transmitir su energía a los iones.

El panorama en este punto es, por lo tanto, similar al descrito para el caso de absorción clásica aunque, como veremos, existen diferencias importantes entre ambos mecanismos. En efecto, en ciertos casos, parte de la energía absorbida en los modos colectivos no se disipa totalmente en el plasma, sino que es re-emitida como radiación de diferente longitud de onda

de la incidente. Parte de esta radiación escapa del plasma, siendo este efecto equivalente a una reflexión (back-scattering) de la energía del haz incidente. Los mecanismos que hacen posible esta reflexión se denominan Scattering Raman Estimulado (SRS) y Scattering Brillouin Estimulado (SBS) y representan una pérdida de energía para el plasma. Los resultados de simulación numérica predicen otro efecto altamente indeseable, confirmado experimentalmente, que puede ocurrir como resultado de la absorción anómala. Este efecto está asociado a la producción de una función de distribución para los electrones considerablemente diferente de la maxwelliana y caracterizada por un exceso de electrones de alta energía.^{(63),(64)} Los electrones energéticos se denominan electrones calientes o supertérmicos. En virtud de su alta energía estos electrones poseen distancias de recorrido libre que pueden ser comparables con el radio de la esfera combustible. En estas condiciones, pueden producirse los efectos conocidos como pre-calentamiento del núcleo combustible y desacoplamiento de los electrones con respecto al combustible a calentar.

El pre-calentamiento ocurre cuando los electrones supertérmicos penetran la región densa no perturbada del núcleo y depositan allí su energía, produciendo un pre-calentamiento que dificulta el proceso de compresión.

El desacoplamiento de los electrones energéticos se produce cuando estos electrones continúan recibiendo energía del haz láser en mayor proporción de lo que pueden cederla colisionalmente a los restantes electrones del plasma. Esto puede ocurrir si la distancia de recorrido libre es lo suficientemente grande como para que los electrones supertérmicos puedan atravesar el plasma denso sin ceder energía, penetrando nuevamente en la región de absorción de radiación láser, en donde adquieren aún mayor energía. Este proceso puede realimentarse hasta el punto de que los electrones supertérmicos se desacoplan totalmente del plasma, en el sentido de que no ceden la energía absorbida. Como resultado del desacoplamiento, el proceso de compresión es menos eficiente.

Por lo visto, la existencia de anomalías en la función de distribución electrónica es altamente indeseable y, de ser este un obstáculo para alcanzar condiciones de ignición de la reacción nuclear de manera adecuada, sería necesario irradiar la pastilla con potencias no superiores al umbral crítico para estos procesos, o bien recurrir a un diseño adecuado de la pastilla combustible.

A fin de lograr un adecuado calentamiento en condiciones de potencia reducida, varias posibilidades han sido sugeridas:⁽⁶⁵⁾

- i) contaminar el combustible con un material de alto Z, a fin de aumentar la absorción clásica.
- ii) utilizar láseres de corta longitud de onda, los cuales poseen un más alto umbral para absorción anómala y permiten una absorción clásica más eficiente.
- iii) utilizar esferas huecas de combustible; en este caso, en virtud del mayor volumen irradiado, es posible realizar el mismo trabajo de compresión ($\int p \, dv$) con una menor presión, o sea, con menor potencia del láser, que en el caso de una esfera sólida de igual masa.⁽⁵¹⁾

Discutiremos a continuación los distintos mecanismos de absorción anómala.

a) Interacción Paramétrica

Una interacción paramétrica puede definirse como un proceso de interacción de tres o más modos de oscilación en un medio no lineal, en el cual se produce una transferencia de energía entre las distintas oscilaciones.⁽⁶⁶⁾

En el caso que estamos considerando, el plasma posee modos característicos de oscilación de los electrones y de los iones, con frecuencias ω_{pe} y ω_{pi} respectivamente, que corresponden a las frecuencias naturales de oscilación de las partículas cargadas.

Estas frecuencias se escriben:

$$\begin{aligned}\omega_{pe} &= \left(\frac{n e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \\ \omega_{pi} &= \left(\frac{n e^2}{\epsilon_0 m_i} \right)^{1/2}\end{aligned}\tag{12}$$

La existencia de gradientes de densidad en el plasma (el suave gradiente de densidad propio de la expansión del plasma superficial es suficiente)⁽⁵⁰⁾ permite el acoplamiento paramétrico de la onda electromagnética del láser

de frecuencia ω_L , a los modos de frecuencias ω_{pe} y ω_{pi} , estimulando su crecimiento a expensas de su energía. A su vez, el estado de turbulencia creado por las oscilaciones produce una alteración del gradiente de densidad original, lo que afecta al proceso de interacción paramétrica y limita la eficiencia de este mecanismo en cuanto al calentamiento del plasma. (50)

Para densidades inferiores a la crítica ($\omega_L > \omega_{pe}$) existen diferentes posibilidades de acoplamiento que satisfacen las condiciones de amplificación paramétrica: (62)

$$\begin{aligned} \omega_L &= \omega_1 + \omega_2 \\ \vec{k}_L &= \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \end{aligned} \quad (13)$$

donde \vec{k} es el vector de onda de la oscilación y los subíndices 1 y 2 caracterizan a los modos que son excitados. La primera de las (13) representa la ecuación de conservación de energía, en tanto que la segunda representa la conservación de cantidad de movimiento.

Los distintos procesos de interacción paramétrica están indicados en la Tabla III.

Tipo de inestabilidad	Denominación del proceso paramétrico	Región de absorción	Frecuencias	Tipo de interacción cuántica	Potencia láser umbral (W/cm^2)	
					Nd	CO ₂
electrostática	Parametric decay	$n \approx n_c$	$\omega_L = \omega_{pe} + \omega_{pi}$	fotón \rightarrow plasmón + fonón	10^{13}	10^{10}
	Two plasmon decay	$n = n_c/4$	$\omega_L = 2\omega_{pe}$	fotón \rightarrow plasmón + plasmón	10^{13}	10^9
electromagnética	SRS	$n < n_c/4$	$\omega_L = \omega_{pe} + \omega_R$	fotón \rightarrow plasmón + fotón	10^{13}	10^{10}
	SBS	$n < n_c$	$\omega_L = \omega_{pi} + \omega_B$	fotón \rightarrow fonón + fotón	10^{13}	10^9

TABLA III Distintos tipos de interacción paramétrica para plasmas subcríticos ($\omega_L > \omega_{pe}$). - Refs. (42), (60).

El mecanismo de parametric decay es efectivo en calentar preferentemente los electrones, produciendo electrones supertérmicos. En el caso del two plasmon decay, los resultados son esencialmente los mismos. El stimulated raman scattering produce, en parte, un calentamiento de los electrones y en parte, radiación reflejada. Finalmente, el stimulated brillouin scattering produce un calentamiento de iones y electrones y al mismo tiempo, radiación reflejada con longitud de onda próxima a la del láser.

Si bien el mecanismo de SRS posee un límite de saturación moderado, no existe aparentemente un mecanismo de saturación para el SBS.⁽⁴²⁾ Por esta razón, el SBS representa un mecanismo potencialmente más perjudicial para la eficiencia de absorción de energía del plasma.

Como se indicara anteriormente, el umbral para la excitación de los procesos no lineales depende de las condiciones del plasma y de la longitud de onda utilizada. Valores típicos se han presentado en la Tabla III para un plasma homogéneo.⁽⁶⁰⁾ Para un plasma no homogéneo, el umbral de excitación puede ser considerablemente superior.^{(42), (60)} El umbral de excitación también podría elevarse en base al empleo de láseres de pobre coherencia espacial-temporal y de ancha línea espectral.⁽⁴²⁾

Finalmente, para el caso de plasmas críticos ($\omega_L < \omega_{pe}$), existe otro mecanismo de interacción paramétrica, denominado "modified oscillating two stream instability".⁽⁴²⁾ Este mecanismo también puede producir un considerable calentamiento del plasma, aunque se desarrolla en una región en que la radiación láser no puede penetrar mayormente.

b) Absorción Resonante^{(42), (63)}.

Este es un mecanismo lineal de absorción, que se pone de manifiesto cuando la radiación láser incide en forma oblicua a la superficie crítica del plasma. En este caso, existe una componente del vector eléctrico de la onda incidente que es perpendicular a la superficie y cuya frecuencia ω_L es resonante con la frecuencia electrónica del plasma, ω_{pe} . En estas condiciones, se desarrollan oscilaciones electrostáticas que disipan energía en el plasma y producen un calentamiento de los electrones. Este es un mecanismo que puede producir también un exceso de electrones supertérmicos, en el caso que la disipación no ocurre por procesos colisionales.⁽⁶³⁾

En principio, existe un ángulo óptimo de absorción para este proceso, aproximadamente igual a 10° de la normal. Se estima que un 50% de la energía del láser puede ser absorbida, en casos favorables.⁽⁴⁵⁾ No obstante, de existir un estado de turbulencia sobre la superficie crítica, tal como el que puede ser creado por las inestabilidades paramétricas, se estima que la absorción puede ocurrir dentro de un mayor rango de ángulos que el previsto en base a la teoría lineal, y por lo tanto, la eficiencia de absorción de este mecanismo puede ser considerablemente mayor que la estimada.⁽⁵⁰⁾

Finalmente, para muy altas intensidades de la radiación láser ($I_0 > 10^{18}$ W/cm²), aparecen nuevos efectos de importancia en relación con los mecanismos de absorción de energía del plasma. Efectos importantes son el auto-enfoque de la radiación, filamentación del haz, scattering fotón-fotón y efectos relativísticos.⁽⁶⁰⁾ Se estudia intensivamente al momento la relevancia que estos efectos puedan tener en relación con el calentamiento del plasma.⁽⁵⁰⁾

3.1.2.3. Resultados Experimentales

Gran parte del esfuerzo experimental se ha concentrado en el estudio de los procesos de absorción de energía láser por parte del plasma superficial. Los experimentos se han realizado en distintos laboratorios, con intensidades de hasta 10^{17} W/cm² con láseres de neodimio⁽⁵⁰⁾ ($1.06 \mu\text{m}$) y de hasta 10^{15} W/cm² con láseres de CO₂⁽⁴⁵⁾ ($10.6 \mu\text{m}$). Es decir, en ambos casos se han utilizado potencias superiores al umbral de excitación de procesos no lineales, aun para plasmas inhomogéneos.

Los experimentos realizados han permitido confirmar la existencia de electrones supertérmicos^{(50),(67)} y de reflexión de radiación con frecuencias correspondientes a distintas armónicas de la frecuencia láser incidente.⁽⁶⁸⁾

Si bien los resultados dependen sensiblemente del tipo y diseño de blanco utilizado, las medidas realizadas indican de que es posible obtener un alto porcentaje de absorción para diseños adecuados, independientemente de la longitud de onda utilizada. De acuerdo a los experimentos realizados en LASL⁽⁴⁵⁾ y LLL⁽⁵⁰⁾, los mecanismos no lineales no parecen ser dominantes en el proceso de absorción, al menos en forma directa, a juzgar por las distribuciones electrónicas observadas y por la radiación reflejada por el

blanco.^{(45),(69)} Por el contrario, se estima que es el mecanismo de absorción resonante al responsable de la alta absorción. Este proceso estaría favorecido por el estado de turbulencia producido por los mecanismos anómalo no lineales sobre la superficie crítica, lo cual permitiría el incremento de la absorción por arriba del 50% previsto en condiciones normales para absorción resonante.^{(50),(45)}

No obstante el progreso realizado, el panorama general en el área de interacción láser-plasma sigue siendo oscuro. Es necesario esclarecer bajo qué condiciones los distintos procesos pueden ser dominantes; por ejemplo, es necesario conocer bajo qué condiciones SBS puede afectar seriamente el proceso de absorción; cuales son los procesos dominantes en el establecimiento de la turbulencia en las proximidades de la superficie crítica y que favorece el incremento de la absorción; cuál es la importancia de los efectos de filamentación y autoenfoco del haz láser y efectos asociados a las altas intensidades del láser ($I_0 \sim 10^{19} \text{W/cm}^2$) previstas para condiciones de generación de potencia.⁽⁵⁰⁾

El esclarecimiento de estos problemas es de vital importancia desde el punto de vista de diseño de pastillas combustibles, a fin de adecuar los diseños de modo de atenuar o eliminar los efectos adversos.

3.1.3. Mecanismos de Transferencia de Energía

La información existente al momento sobre los procesos de absorción de energía permite suponer, con cierto grado de optimismo que, en base a un adecuado diseño de la pastilla combustible y a un láser de apropiada longitud de onda, será posible lograr un alto porcentaje de absorción de la energía láser incidente sobre la pastilla. Bajo esta suposición, consideremos ahora los procesos de transferencia de energía en el plasma denso (supercrítico), para el caso de compresión ablativa isentrópica (ver sección 3.1.4.1.).

La energía del láser es absorbida preferentemente por los electrones, lo cual eleva su temperatura y, por consiguiente, la conductividad térmica electrónica. En estas condiciones, la energía depositada por el láser en las proximidades de la superficie crítica es transmitida rápidamente por conducción térmica electrónica a la superficie del núcleo denso del combustible. La energía que llega a la superficie del núcleo sólido se disipa

mediante el proceso de ablación del material superficial, el cual es eyectado con alta velocidad.

Una particularidad del proceso de transferencia de energía es que debido a la alta conductividad térmica de los electrones, se establecen rápidamente condiciones isotérmicas en el plasma, las cuales tienden a compensar por asimetrías existentes en la iluminación del blanco esférico.

Otra particularidad puesta en evidencia por distintos experimentos, (69),(70) es que la conductividad térmica en la dirección del gradiente de densidad es inferior al valor clásico calculado por Spitzer, (71) basado en colisiones electrostáticas. El mecanismo responsable de este efecto no es claro al momento, estimándose que puede estar asociado a la producción de campos magnéticos de alta intensidad ($B \sim 1 \text{ MG}$), (42) o bien a la producción de intensos campos electrostáticos como resultado de inestabilidades iónicas. (69) El umbral para este efecto es del orden de 10^9 W/cm^2 para $10.6 \mu\text{m}$ y de 10^{11} W/cm^2 para $1.06 \mu\text{m}$. (45)

La existencia de una conductividad térmica anómala significa que en la dirección del gradiente de densidad, los electrones ven dificultada la transferencia de energía recibida en la región de deposición, razón por la cual su temperatura debe aumentar forzosamente. El incremento de la temperatura electrónica produce un aumento de la longitud de recorrido libre y, como resultado, algunos electrones escapan del plasma, arrastrando consigo iones a fin de mantener la neutralidad eléctrica del fluido. Si bien los iones que escapan poseen una cierta cantidad de movimiento, este es un proceso de muy baja eficiencia desde el punto de vista de compresión del núcleo y representa, por lo tanto una severa pérdida de energía que debe ser evitada. Posibles formas de disminuir este problema están en estudio. (50),(45)

3.1.4. Mecanismo de Compresión del Núcleo Combustible

Se ha mencionado anteriormente que el requerimiento de energía del láser podría reducirse substancialmente en el caso de producir una adecuada compresión del combustible nuclear. El mecanismo de compresión se considera actualmente imprescindible a fin de obtener un adecuado factor de multiplicación de energía y reducir las exigencias de energía y potencia del láser a valores factibles tecnológicamente y aceptables económicamente.

En este sentido, la meta sería alcanzar factores de compresión del orden de 10^4 , partiendo de una densidad característica de un líquido. Esto significa alcanzar concentraciones del orden de 10^{26}cm^{-3} , que son características de la materia estelar.

Existen distintos mecanismos de compresión para una pastilla combustible, de acuerdo a su diseño y a las características del pulso láser. El mecanismo que ha recibido más atención es el de compresión ablativa isentrópica, propuesto originalmente para pastillas esféricas sólidas de D-T (44),(72) y extendido posteriormente al caso de esferas huecas de combustible (51),(73) y considerado últimamente para pastillas más complejas con múltiples recubrimientos, del tipo "pusher-tamper". (50),(74) Este mecanismo se presenta como el más favorable para alcanzar las condiciones necesarias para un reactor de fusión de potencia.

El mecanismo de compresión por explosión de la cáscara esférica, en el caso de pastillas en que la mezcla D-T está recubierta por una esfera de contención de vidrio, se conoce con el nombre de compresión tipo "explosion pusher". (50) Si bien este mecanismo no permite alcanzar altos factores de compresión, su importancia radica en que este proceso es el que tiene lugar en los actuales experimentos de implosión, en la mayor parte de los casos, en virtud del tipo de pastillas y características del pulso láser utilizados.

A los efectos del análisis cuantitativo de los procesos de compresión, se procede en base a programas de cómputo, dada la complejidad del modelo físico. A tal fin, se han desarrollado numerosos programas, tales como el LASNEX (75) de LLL, el programa de KMS (42) y el de LASL. (76)

La discusión de los mecanismos de compresión a presentarse en lo que sigue será esencialmente cualitativa, basada en los resultados del cómputo de los programas indicados arriba.

3.1.4.1. Dinámica de Compresión y Calentamiento del Núcleo

a) Compresión Ablativa Isentrópica

Tal como se indicara en las secciones anteriores, se asume que la energía del láser es depositada en forma prácticamente completa en las proximidades

dades de la superficie crítica, desde donde se transmite por conducción térmica a la superficie del núcleo combustible denso y de baja temperatura. Esta energía es absorbida por el material superficial, transformándose esencialmente en energía cinética de sus partículas, las que adquieren una alta velocidad y escapan de la superficie. En este proceso, denominado ablación, las partículas que escapan ejercen una fuerza sobre la superficie, en virtud de la ley de conservación de cantidad de movimiento, lo cual comprime el núcleo combustible.

La presión ablativa depende de la potencia del láser y es del orden:

$$P_A \sim n_0 kT \quad (14)$$

donde n_0 es la concentración del material del núcleo y T la temperatura correspondiente a la región de conducción. Esta presión alcanza valores del orden de 10^{12} atm al llegar al punto de ignición del combustible, y es ordenes de magnitud superior a la presión de radiación o a las presiones que es posible obtener en base a explosivos químicos.⁽⁴⁴⁾

La aplicación de la presión ablativa sobre el núcleo combustible da lugar al proceso de implosión del material. Esta implosión se caracteriza por la aceleración de la superficie hacia el centro de simetría, con velocidad supersónica con respecto al material del núcleo todavía no perturbado.⁽⁴²⁾ Esta velocidad es del orden de 10^4 m/seg inicialmente y se incrementa hasta llegar a más de 10^5 m/seg.⁽⁴⁴⁾ Finalmente, la superficie aminora y detiene su movimiento, cuando la presión interior contrarresta la presión ablativa.

La aceleración de la superficie bajo efectos de la presión externa lanza una onda de choque esférica, que converge sobre el centro del núcleo y que comprime a su paso el material y eleva su temperatura. Dado que una única onda esférica implosiva no permite alcanzar un alto factor de compresión,⁽⁴²⁾ es necesario modelar la intensidad del pulso láser de modo de lanzar una sucesión de ondas de choque débiles (isentrópicas) a continuación de la primera onda. La forma óptima del pulso y la potencia pico requerida dependen del diseño de la pastilla irradiada.^{(50),(51)} El pulso está programado de manera de lanzar una primera onda que se propaga aproximadamente a la velocidad del sonido en el medio denso, de modo de comprimir

el material con un moderado aumento de temperatura. El posterior aumento de potencia escalonado produce correspondientes aumentos de la presión a blativa, y lanza una serie de ondas débiles, cada una de las cuales multiplica la compresión producida por su predecesora sin causar mayor incremento de temperatura. Dado que la velocidad de propagación de las ondas depende de la presión aplicada,⁽⁴²⁾ las últimas ondas se propagan más rápido que las iniciales. En base a una adecuada programación del pulso, es posible entonces lograr que las ondas se superpongan justamente antes de la convergencia sobre el centro, formando una fuerte onda de choque que produce un intenso calentamiento de la región central del núcleo, elevando la temperatura a valores de ignición.

La Fig.9 ilustra formas de pulso adecuadas para dos diferentes tipos de pastilla combustible.⁽⁵¹⁾

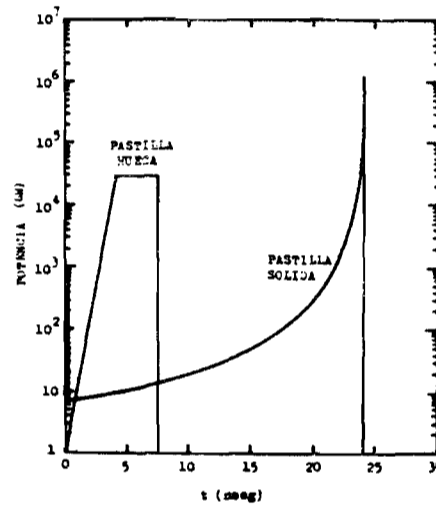


FIG. 9. Formas típicas de pulso programadas para alcanzar altos factores de compresión.

Algunos detalles del proceso de compresión se indican en las Figs. 10 y 11.

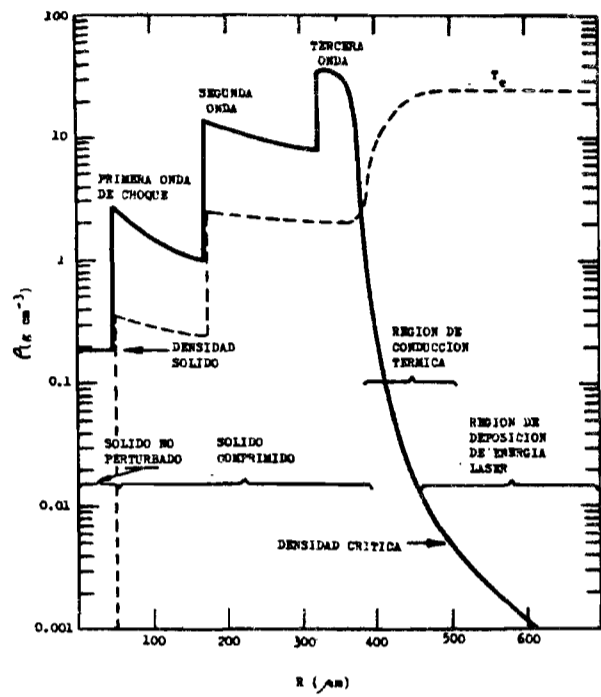


FIG. 10. Esquema ilustrativo de los perfiles de densidad y temperatura durante el proceso de implosión.

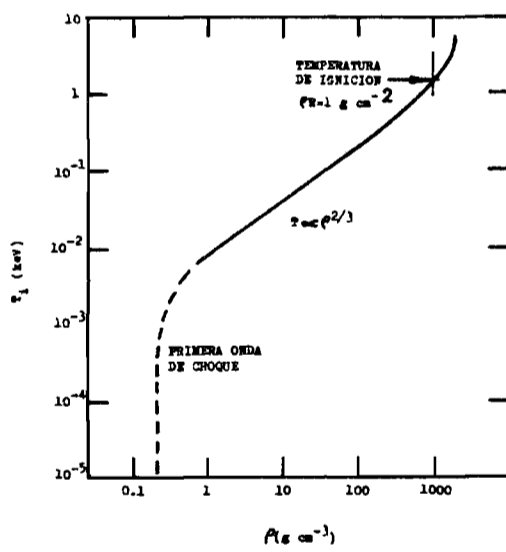


FIG. 11. Diagrama P - T (densidad - temperatura) característico de una implosión ablativa isentrópica.

El mecanismo de compresión que se acaba de describir es esencial a fin de lograr condiciones de ignición con una mínima energía y mínima presión externa (o sea, mínima potencia del láser). En efecto, si la compresión se produce de la manera indicada, la temperatura del núcleo en la región exterior (distinguimos ahora entre la región exterior, comprimida en forma isentrópica, y la región central, comprimida por la fuerte onda de choque; la concentración del plasma es esencialmente la misma en ambas regiones) no aumenta mayormente, siendo del orden de 100 eV.⁽²¹⁾ Dado que la concentración en las condiciones consideradas es muy alta ($n \sim 10^4 n_{\text{sólido}} \approx 5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-3}$), los electrones de la región exterior no obedecen la estadística de Boltzmann, y siguen en cambio la estadística de Fermi para un gas de electrones degenerado.⁽⁷⁷⁾ En estas condiciones, la energía de los electrones es la energía de Fermi ϵ_F :

$$\epsilon_F = \left(\frac{h^2}{8m_e} \right) (3n/\pi)^{2/3} \quad (15)$$

$$\epsilon_F = 5.8 \times 10^{-34} n^{2/3} \text{ (joules)} \quad (16)$$

donde n está en cm^{-3} .

La presión ablativa que es necesario aplicar para comprimir el núcleo exterior, en condiciones en que $\epsilon_F \gg kT$, se escribe:⁽⁴⁴⁾

$$p_A = \frac{2}{5} n \epsilon_F \quad (17)$$

Por el contrario, en la región central de ignición, la temperatura es del orden de 10 keV y la energía térmica de los electrones es superior a la energía de Fermi. En estas condiciones, la presión puede escribirse:

$$p_{\text{central}} \approx p_C = 2nkT \quad (18)$$

La relación de presiones es entonces:

$$p_A/p_C \sim \epsilon_F/5kT \quad (19)$$

y para condiciones típicas de interés ($n \sim 5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10 \text{ keV}$),

se obtiene:

$$p_A/p_C \sim 0.04 \quad (20)$$

La (20) indica que la presión ablativa es del orden del 4% de la presión en la región de ignición. Por consecuencia, la presión que es necesario aplicar es considerablemente inferior, con respecto al caso en que no existiera un estado Fermi degenerado en la región exterior del núcleo y se reduce, por consiguiente, la potencia requerida del láser.

Otro aspecto de fundamental importancia que resulta del mecanismo de compresión considerado, es la reducción de la energía láser necesaria. En efecto, en virtud de la existencia del estado degenerado de Fermi, la energía depositada en la región exterior del núcleo es tan solo un 4% de la que sería necesaria de calentar la misma masa a igual temperatura que el núcleo central (esto se deduce directamente de la (20), considerando que la presión es igual a energía por unidad de volumen). Por consiguiente, la energía requerida del láser se reduce considerablemente.

La energía necesaria para llevar a ignición el resto de la masa combustible (región exterior del núcleo) la provee la misma reacción termonuclear originada en la sección central, debiendo cumplirse para ello como condición necesaria que la distancia de recorrido libre de las partículas λ sea inferior que el radio del núcleo comprimido, como veremos en la sección 3.1.5. En estas condiciones, se forma una onda esférica de combustión que avanza en el material comprimido con velocidad supersónica y produce su ignición. Toda la reacción de fusión se produce en un tiempo menor que el tiempo característico de expansión hidrodinámica del plasma ($\tau_{\text{reacción}} \sim 8 \times 10^{-9} / \rho \text{ (g/cm}^3\text{)} \approx 8 \times 10^{-12} \text{ seg.}$)⁽⁴²⁾

En adición a los efectos mencionados, la compresión del material aumenta la velocidad de reacción y permite alcanzar un alto factor de combustión fraccional, como se discutirá en la sección 3.1.5. Este efecto, conjuntamente con el efecto de propagación de la reacción, son decisivos para lograr un factor de multiplicación de energía adecuado para un reactor de fusión comercial.

b) Compresión tipo "Exploding Pusher"

La Fig.12 ilustra un diseño de pastilla adecuado para este tipo de compresión.⁽⁵⁰⁾

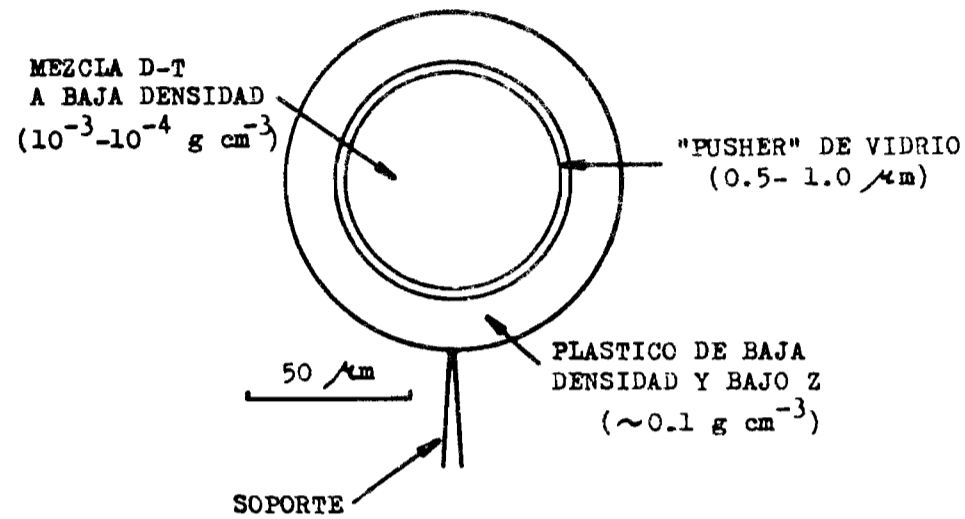


FIG. 12. Pastilla tipo "exploding pusher".

La función del plástico exterior es la de incrementar la absorción clásica y mejorar la simetría de la implosión en base al establecimiento de condiciones isotérmicas por conducción térmica electrónica azimutal. La función de la cáscara de vidrio es doble. En primer lugar, contiene la mezcla gaseosa de D-T en forma simple y adecuada; en segundo lugar, al irradiarse la pastilla con el pulso láser, la súbita transferencia de energía por conducción térmica electrónica produce la explosión del vidrio y el proceso implosivo asociado al material en movimiento hacia el centro de la esfera comprime el combustible. Este tipo de compresión produce un brusco aumento de entropía y, por tanto, un rápido incremento de la temperatura de la masa combustible. En consecuencia, este proceso no es sensible a los efectos de pre-calentamiento por electrones supertérmicos. En adición, la compresión es poco sensible a efectos de inestabilidades hidrodinámicas o a la forma temporal del pulso láser, para pulsos cortos (~ 100 ps).⁽⁵⁰⁾

La seria desventaja de este mecanismo es su incapacidad para alcanzar altos factores de compresión. En efecto, el brusco aumento de temperatura resultante del proceso no-isentrópico permite alcanzar la temperatura de ignición de la reacción a baja densidad ($\rho \sim 1 \text{ g/cm}^3$). En estas condiciones, la eficiencia de combustión es muy baja y, en adición, la reacción no contribuye mayormente al calentamiento del plasma (no hay efecto de propagación), por lo que el factor de multiplicación de energía de este tipo de pastillas es muy inferior al requerido para un reactor de fusión de potencia.

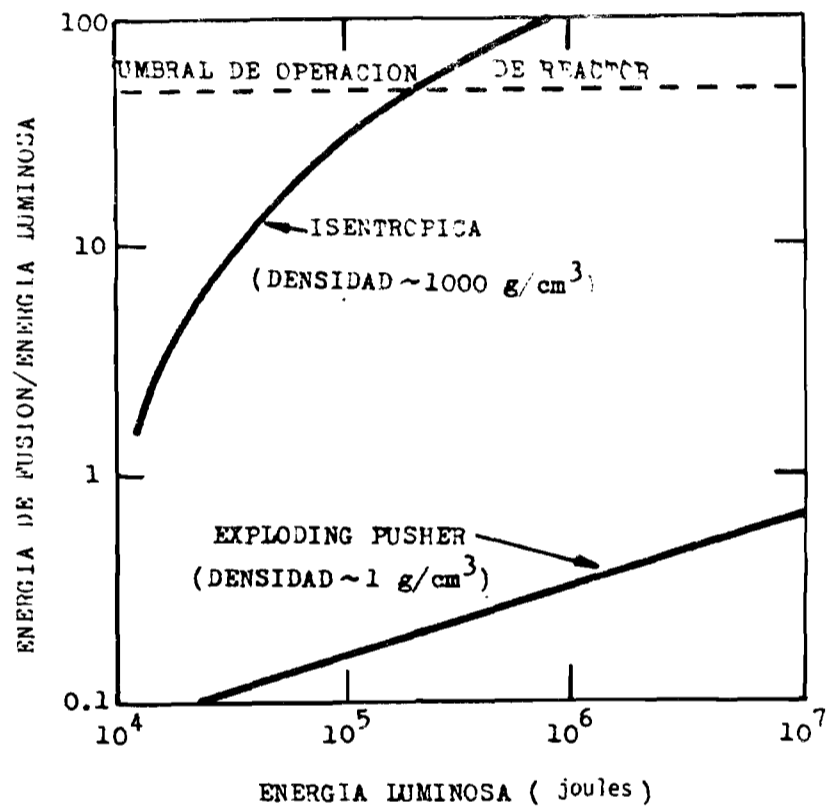


FIG. 13. Factor de multiplicación de energía de pastillas adecuadas para compresión ablativa isentrópica y compresión tipo "exploding pusher". (46)

La Fig.13 ilustra el factor de multiplicación de energía ($G_p = E_{\text{fusión}}/E_{\text{láser}}$) en función de la energía del láser, para pastillas adecuadas a los procesos de compresión considerados.

3.1.4.2. Condiciones de Simetría y Estabilidad Hidrodinámica de la Compresión

Una condición necesaria para alcanzar un alto factor de compresión, es que la implosión tenga un alto grado de simetría esférica. Las posibles causas de asimetría son:⁽⁴²⁾

- i) asimetría intrínseca de la esfera combustible
- ii) asimetría de iluminación
- iii) inestabilidades hidrodinámicas

El primer problema está asociado a asimetrías propias de la esfera original, resultantes del proceso de fabricación. Debe pensarse que si se comprime el material en un factor 10^4 , el radio original se reduce en un factor $10^{4/3} \approx 21.5$. Por lo tanto, si se requiere que las asimetrías del radio final no sean mayores de un 20%, la tolerancia en el radio inicial deberá estar dentro del 1% (5 μ m para un radio inicial de 0.5 mm). Este requisito puede cumplirse en base a un adecuado proceso de fabricación seguido por una etapa de rigurosa selección de pastillas.^{(50),(78)}

En el segundo caso, puede pensarse que asimetrías de iluminación podrían producir asimetrías en la presión ablativa y, por consiguiente, en la velocidad de desplazamiento de la superficie del núcleo. No obstante, la alta conductividad térmica de los electrones asegura condiciones isotérmicas sobre la superficie, aún bajo condiciones de pobre simetría de iluminación, lo que alivia el problema. Estimaciones basadas en el conocimiento actual del proceso de iluminación, indican que la uniformidad de irradiación sobre la esfera debe ser superior a $\pm 10\%$ hasta el 10% de potencia pico y mayor de $\pm 50\%$ en condiciones de potencia pico. Estas condiciones son adecuadas para una gran mayoría de las pastillas consideradas para fusión.⁽⁵⁰⁾ En adición, se requiere que la incidencia de la radiación sea prácticamente normal a la superficie del blanco (desviación máxima $\pm 15^\circ$) a fin de lograr una eficiente absorción de energía.⁽⁵⁰⁾

Finalmente, está el problema de inestabilidades hidrodinámicas. Para el caso de compresión ablativa, se produce la aceleración de un fluido denso por otro fluido de menor densidad, y pueden desarrollarse inestabilidades en la superficie de separación del tipo Rayleigh-Taylor.⁽⁴²⁾

La importancia de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor ha sido motivo de argumentación. Algunos autores, entre ellos Brueckner⁽⁴²⁾ y Nuckolls⁽⁴⁴⁾ han indicado que este tipo de inestabilidad es atenuada por el proceso de ablación, y por lo tanto, que la superficie del núcleo combustible es hidrodinámicamente estable. Por el contrario, investigadores de la Universidad de Rochester han presentado resultados indicando que es posible el desarrollo de inestabilidades en una superficie sujeta a ablación, en particular para largas longitudes de onda.⁽⁷⁹⁾ Recientemente, Mead y Lindl⁽⁷⁹⁾ han aplicado el código de cómputo LASNEX al estudio de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor para esferas huecas. Sus resultados indican el crecimiento de perturbaciones, para longitudes de onda del orden del espesor de la cáscara de la esfera, decreciendo para longitudes de onda inferiores. No obstante, para esferas huecas de baja relación de aspecto (relación de aspecto = radio de la esfera/espesor de la cáscara) (típicamente $r/\Delta r \sim 5$) las inestabilidades son lo suficientemente pequeñas como para no afectar substancialmente el proceso de compresión. Estos resultados son coincidentes con los de Morse y colaboradores, de LASL.⁽⁴⁵⁾ La estabilidad en el caso de esferas sólidas es substancialmente mayor.

Otro aspecto de importancia en relación con las inestabilidades hidrodinámicas es el de la terminación superficial de la pastilla, que debe ser de muy alta calidad. Estimaciones en base a cálculos de LLL sugieren que las irregularidades superficiales deben ser inferiores a $\pm 100 \text{ \AA}$ para esferas sólidas y un orden de magnitud inferior en el caso de esferas huecas.

En conclusión, la opinión prevalente al momento en relación con las inestabilidades hidrodinámicas es la siguiente:⁽⁵⁰⁾

- i) no existen mecanismos de atenuación de las inestabilidades, ya sea ablativos o de otro tipo.
- ii) es posible alcanzar altos factores de compresión con un mínimo de

perturbaciones hidrodinámicas utilizando esferas sólidas, o bien esferas huecas de baja relación de aspecto ($r/\Delta r \sim 2$), de alta calidad de terminación superficial ($\delta r \sim 100-10 \text{ \AA}$, respectivamente), irradiadas con un pulso, o sucesión de pulsos, de tipo impulsivo y de adecuada longitud de onda. (*)

3.1.4.3. Resultados Experimentales

Importantes experimentos de compresión fueron realizados en el período 1973-74 por KMS, LASL, LLL en Estados Unidos de Norteamérica y por el Instituto Lebedev, de la USSR. Excepto en los experimentos de Lebedev, los restantes laboratorios utilizaron pastillas de D-T gaseoso, con una cáscara esférica de vidrio de contención de la mezcla. Esencialmente, las implosiones fueron del tipo "exploding-pusher", por lo que no se alcanzaron altos factores de compresión (~ 100). El número de Lawson de estos experimentos fue típicamente de $10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ seg}$ y las temperaturas del orden de 1 keV. (46)

La Tabla IV^(45, IEEE Trans. Nuc. Sci.) presenta algunos datos relevantes de estos experimentos.

PARAMETROS	EXPERIMENTOS DE COMPRESION		
	KMS	LEBEDEV	LOS ALAMOS
Energía por Pulso	50 J	300 J	30-40 J
Longitud de Pulso	1/2-1 nseg	1/2-1 nseg	50 pseg
Energía Absorbida	25%	90%	60%
Tipo de Pastilla	D-T Gaseoso Cáscara de Vidrio	CD ₂ Esfera sólida	D-T Gaseoso Cáscara de Vidrio
Compresión	100-200	30	50-100
Neutrones producidos	10^5-10^7	10^7-10^8	< 100
Número de haces láser	OPTICA 2+ Simetrizante 8		BLANCO 1+ Simetrizante
Simetría de la implosión	BUENA	?	ACEPTABLE

TABLA IV. Resultados Experimentales

(*) Ver NOTA 2 en APENDICE

Como puede observarse, debido a la ineficiencia de este tipo de compresión y a las bajas energías láser utilizadas, la relación entre la energía generada por fusión y la energía del pulso láser es insignificante. En efecto, si consideramos que se liberan, en el mejor de los casos, unos 10^7 neutrones que corresponden a otras tantas reacciones de fusión ($Q_T = 17.6$ MeV por reacción), la energía liberada es del orden:

$$E_F \sim 2.8 \times 10^{-5} \text{ joules}$$

Dado que la energía del láser es:

$$E_L \sim 10^2 \text{ joules}$$

el factor de multiplicación de energía resulta:

$$G_p = E_F/E_L \sim 2.8 \times 10^{-7}$$

Uno de los aspectos no esclarecidos en estos experimentos es el de si, la generación de neutrones resulta de un verdadero proceso termonuclear, en el que se alcanza una temperatura razonablemente uniforme en el núcleo comprimido, o bien si éstos resultan de reacciones de fusión de algunos pocos iones energéticos. La medición del espectro de energía de los neutrones emitidos permitiría establecer si existe un ensanchamiento térmico correspondiente a la temperatura estimada. No obstante, el número de neutrones emitido al momento es inferior al valor $\sim 10^8$, estimado necesario para la medición.⁽⁹⁴⁾ Si bien mediciones del espectro de energía de las partículas α emitidas en la reacción sugiere una verdadera reacción termonuclear⁽⁸⁰⁾ y además, cálculos en base al programa LASNEX, asumiendo condiciones termonucleares, coinciden con el número de neutrones observado en los experimentos, la cuestión requiere todavía una evidencia más directa, tal como la indicada arriba.^(*)

3.1.5. Relaciones de Escala para Generación de Potencia Util

Consideremos un reactor conceptual de fusión nuclear, en donde se utiliza un láser para calentamiento por compresión implosiva de una pastilla de D-T confinada inercialmente. Supondremos que la compresión se produce de modo de lograr un alto factor de compresión en toda la masa del combustible.

(*) Ver NOTA 3 en APENDICE

En estas condiciones, discutiremos en forma global las relaciones entre la energía entregada por el láser, la energía liberada por reacciones de fusión y la eficiencia del sistema.

Desde el punto de vista energético, el reactor puede describirse de acuerdo al diagrama de la Fig. 14.

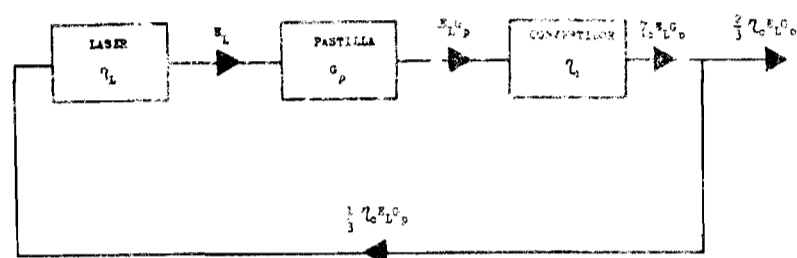


FIG. 14. Diagrama de flujo de energía de un reactor de fusión.

De acuerdo a este diagrama, el láser, que posee una eficiencia η_L ($\eta_L = \text{energía del pulso láser} / \text{energía eléctrica de entrada al láser, por pulso}$), entrega una energía E_L a la pastilla por cada pulso. A raíz de la reacción termonuclear, esta energía se multiplica por un factor G_p , que se denomina ganancia o factor de multiplicación de energía de la pastilla. La energía de fusión resultante se convierte en energía eléctrica, utilizando un convertidor de eficiencia η_c , y de esta energía $2/3$ se extraen típicamente como energía útil y $1/3$ se hace circular para alimentar el láser.

Luego, la ecuación de balance energético se escribe:

$$\frac{1}{3} \eta_L \eta_c G_p = 1 \quad (21)$$

Valores típicos estimados son: $\eta_L \cong 0.1$ y $\eta_c \cong 0.4$. Luego, la ganancia de la pastilla debe ser:

$$G_p \cong 75 \quad (22)$$

La relación entre la energía liberada por fusión y la energía del plasma se escribe:

$$E_F/E_p = G_p \eta_L \quad (23)$$

donde ϵ_L representa la eficiencia de transferencia de energía del láser al plasma ($E_p = \epsilon_L E_L$). El valor de ϵ_L depende de la eficiencia de los procesos de absorción de radiación, transporte térmico y calentamiento por compresión del núcleo denso. Dado que se espera alcanzar una alta eficiencia en los dos primeros procesos, en tanto que de acuerdo a las ideas actuales el proceso de compresión es altamente ineficiente, se estima que el valor de ϵ_L será del orden de la eficiencia de compresión. Típicamente⁽⁴²⁾

$$\epsilon_L \sim 0.05 \quad (24)$$

Luego, reemplazando en la (23) los valores dados por (22) y (24), debe cumplirse la relación:

$$E_F/E_p \sim 75/0.05 = 1500 \quad (25)$$

para condiciones de generación de potencia del reactor.

Determinaremos a continuación bajo qué condiciones se satisface la (25). La energía liberada por reacciones de fusión nuclear, por unidad de masa, se escribe:

$$E_F/M = f_b Q_T / 2m_i \quad (26)$$

donde M es la masa de combustible, E_F es la energía total liberada por fusión, Q_T es la energía liberada por cada reacción de fusión ($Q_T \approx 22$ MeV, teniendo en cuenta la energía liberada por reacciones en la camisa del reactor⁽²¹⁾) y m_i es la masa nuclear promedio ($m_i = 4 \times 10^{-27}$ kg). El factor de combustión f_b depende esencialmente de la compresión alcanzada y puede representarse adecuadamente para las condiciones de interés de acuerdo a:⁽²¹⁾

$$f_b = \frac{\rho r}{6 + \rho r} \quad (27)$$

donde ρ es la densidad del combustible ($\rho = m_i n$) y r es el radio de la pastilla. Puede verse de la (27) que un alto f_b se obtiene en base a un alto factor de compresión. Típicamente, se espera poder alcanzar valores $f_b = 0.3$, lo que corresponde a $\rho r = 3$ g/cm². Antes de la compresión, típicamente $\rho_0 r_0 \sim 0.01$ g/cm² ($\rho_0 = 0.2$ g/cm³ y $r_0 = 5 \times 10^{-2}$ cm). Debe notarse que para $\rho r \sim 3$ g/cm², la densidad del material es $\rho > 10^3$ g/cm³.

Reemplazando en la (26) los valores indicados y para $f_b = 0.3$, se obtiene:

$$E_F/M \approx 1.3 \times 10^{11} \text{ joules/g} \quad (28)$$

Consideremos por un momento el caso de calentamiento de toda la masa de la pastilla (calentamiento sin propagación). En esas condiciones, la energía necesaria para alcanzar ignición, por unidad de masa, se escribe:

$$E_p/M = 3kT/m_i \quad (29)$$

Para $T = 10$ keV, la energía necesaria es:

$$E_p/M \approx 1.2 \times 10^9 \text{ joules/g} \quad (30)$$

Luego, la relación de energías resulta:

$$E_f/E_p \approx 100 \quad (31)$$

Por comparación con la (25), se concluye que en el caso de calentar toda la masa combustible, no es posible obtener condiciones de generación de potencia.

Por el contrario, si la ignición se produce localmente en una masa reducida ($\sim 10^{-2} - 10^{-3}M$), y se propaga luego al resto de la masa combustible, la energía requerida del láser se reduce considerablemente. Para condiciones típicas de interés ($T \sim 10$ keV, $n \sim 5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-3}$), el factor de reducción es del orden de $1/0.04$, según se desprende de la (20).

Luego, en el caso de propagación de la reacción, la relación de energías se escribe:

$$E_f/E_p \sim 100/0.04 = 2500 > 1500 \quad (32)$$

y la operación del reactor es viable.

La condición para propagación de la reacción es que la longitud de recorrido libre, λ_α , de las partículas α , sea inferior al radio del núcleo comprimido. Es decir, se exige:⁽²¹⁾

$$\rho r > \rho \lambda_\alpha = \frac{1.47 \times 10^{-2} T^{5/4}}{1 + 0.82 \times 10^{-2} T^{5/4}} (1 + 0.3 \log(\rho/\rho_0)) \quad (33)$$

donde ρr está en g/cm^2 , T en keV y ρ/ρ_0 es la relación de compresión. Para una compresión de 10^4 y $T = 10$ keV, resulta:

$$\rho \lambda_\alpha \sim 0.5 \text{ g/cm}^2 \quad (34)$$

Dado que para estas condiciones $\rho \sim 3 \text{ g/cm}^2$, la condición de propagación se cumple.

Consideremos a continuación cuál es la energía y la potencia requerida del láser. Si suponemos que la energía del plasma es igual a la energía térmica de la región central, más la energía de compresión de Fermi del núcleo exterior, el factor de ganancia de la pastilla puede definirse: (72)

$$G_p = E_F/E_L = \frac{\epsilon_L E_F}{E_{\text{térmica}} + E_{\text{compresión}}} \quad (35)$$

La (35) permite establecer una relación del tipo:

$$G_p = f(E_L, \rho / \rho_0) \quad (36)$$

A efectos del cálculo de la ganancia, debe tenerse en cuenta el grado de propagación de la reacción, la eficiencia de los distintos procesos de absorción y transferencia de energía, la masa óptima de combustible y las masas relevantes a los distintos procesos. La Fig. 15 presenta valores de G_p computados en función de la relación de compresión para distintas energías del láser. (67)

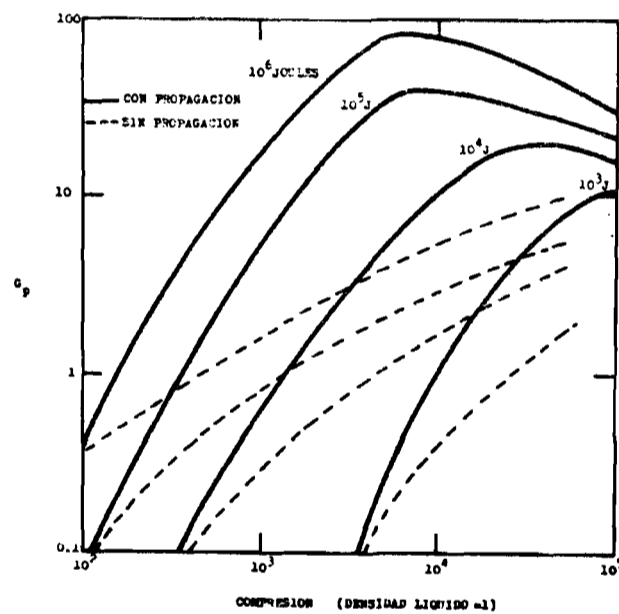


FIG. 15. Ganancia de la pastilla en función del factor de compresión.

Puede observarse en la Fig. 15 que para un factor de compresión de 10^4 , la energía requerida del láser para tener una ganancia $G_p = 75$ es del orden $E_L \sim 5 \times 10^5$ joules. Esta condición representa el llamado umbral práctico para un reactor comercial. La energía útil entregada por el reactor en estas condiciones sería:

$$E_{\text{útil}} = \frac{2}{3} \eta_c G_p E_L = 10^7 \text{ joules/pulso} \quad (37)$$

Existen además otros valores de energía del láser que son de interés. $G_p=1$ representa el llamado umbral científico, y en este caso, la energía de fusión es igual a la energía del pulso láser. De acuerdo a los resultados computados, $E_L \sim 10^3$ joules.

El llamado umbral del reactor ocurre en condiciones de generación de potencia nula. En base al diagrama de la Fig. 14 se calcula $G_p = 25$ y la energía requerida del láser es $E_L \sim 5 \times 10^4$ joules, para el mismo factor de compresión (10^4).

Puede observarse en la Fig. 15 que la ganancia G_p aumenta considerablemente para compresiones del orden 10^3 - 10^4 . Esto se debe a que en estas condiciones, la velocidad de la reacción aumenta sensiblemente, alcanzándose un alto factor de combustión y, al mismo tiempo, la propagación de la reacción comienza a ser efectiva. G_p alcanza un valor óptimo para factores de compresión de 10^4 y luego decrece. La disminución de G_p se debe esencialmente a que para factores de compresión superiores a 10^4 la eficiencia del proceso de compresión decrece y la energía de compresión aumenta y se convierte en el término dominante en el balance de energía de la pastilla.

Debe destacarse que los valores de E_L asociados a las distintas etapas de umbral resultan de cómputo y dependen, por lo tanto, de la fidelidad con que el modelo adoptado para la simulación numérica interprete al modelo físico real. En otras palabras, no se conoce con seguridad la energía láser que será requerida, en última instancia, en la práctica. Es de esperar que diseños avanzados de pastillas combustibles permitan mejorar la eficiencia de transferencia de energía y reduzcan los problemas de la interacción a límites tolerables. Considerable interés existe en este sentido en pastillas de tipo "pusher-tamper", si bien existen diferentes opiniones en cuanto a si la ganancia de las mismas se adecua a un reactor de potencia.^{(50),(74)} En general, esta es un área propicia para innovaciones y en la que es de esperar se produzcan importantes mejoras en el futuro.

Consideremos finalmente la potencia del láser. Es posible demostrar que en el caso de compresión isentrópica, la potencia del laser está relacio

nada con el parámetro ρ_r de acuerdo a: (81)

$$I = 3 \times 10^{14} (\rho_r)^2 \text{ watts} \quad (38)$$

donde ρ_r está en g/cm^2 . Luego, para condiciones ideales de compresión ($\rho_r = 3 \text{ g/cm}^2$) resulta:

$$I \sim 3 \times 10^{15} \text{ watts} \quad (39)$$

Para pastillas huecas, el valor sería inferior en un orden de magnitud. (50) La (39) es de gran importancia, por cuanto la potencia del láser está relacionada directamente con su costo.

Sobre la pastilla, la densidad de potencia está dada por:

$$I_0 \sim c_w p_A \quad (40)$$

donde c_w es la velocidad de la superficie del núcleo ($c_w \sim 10^5 \text{ m/seg}$) y p_A es la presión ablativa ($p_A \sim 10^{18} \text{ N/m}^2$). Luego:

$$I_0 \sim 10^{19} \text{ W/cm}^2 \quad (41)$$

En cuanto a la frecuencia de repetición de disparos del láser, se considera actualmente que serán necesarios entre 10 y 100 disparos por segundo, a efectos de disponer de potencias del reactor entre 100 y 1000 MW(e), respectivamente.

Finalmente, está el problema de la longitud de onda del láser. En este sentido, cómputo y experiencia indican que es conveniente una baja longitud de onda, a fin de evitar los efectos de precalentamiento y anomalías en la conducción térmica electrónica. Científicos de LLL consideran que la longitud de onda adecuada debería estar entre 3000 a 6000 Å, a fin de evitar complicaciones innecesarias en el diseño de la pastilla. Esta alternativa exige disponer de un láser de alta eficiencia ($\eta_L \sim 10\%$) en el espectro visible, de adecuadas características de ganancia, potencia y energía. Tal láser no existe al momento y sería necesario un considerable esfuerzo tecnológico a fin de desarrollarlo. (*)

La utilización de láseres de larga longitud de onda, tales como el de CO_2 ($10.6 \mu\text{m}$), que posee una eficiencia adecuada, sería posible, eventualmente, de poderse desarrollar pastillas insensibles a la longitud de onda adversa. El desarrollo de este tipo de pastillas, de ser factible, se

(*) Ver NOTA 1 en APENDICE

rfa presumiblemente complejo, lo que puede ser conflictivo con el requisito de bajo costo por pastilla (≤ 0.01 Dlr./pastilla). Esta es la línea de investigación seguida actualmente por el Laboratorio de Los Alamos, en U.S.A.

Por tanto, la cuestión de cuál es el tipo de láser a utilizarse en los primeros reactores, de ser factible la fusión con láser, depende, por un lado, de la factibilidad de desarrollar un nuevo láser en el visible, de características adecuadas, o bien, alternativamente, de resolver convenientemente el problema de la interacción para $10.6\mu\text{m}$ en base a un adecuado y novel diseño de la pastilla. La factibilidad de ambas posibilidades debe ser demostrada. (*)

3.1.6 Conclusiones

Hemos discutido en cierto detalle el mecanismo de interacción entre la radiación láser y la pastilla de combustible nuclear. Pueden extraerse las siguientes conclusiones generales sobre el tema tratado.

- 1) El proceso de interacción radiación láser-pastilla combustible no es lo suficientemente claro al momento, y existen una serie de efectos adversos que afectan la eficiencia de los procesos de absorción de la radiación, de transporte de energía en el plasma denso (supercrítico) y de compresión del combustible nuclear. Si bien en la mayoría de los casos se ha establecido el origen de estos efectos y se busca activamente la manera de atenuarlos o eliminarlos, es incierto todavía hasta qué punto esto será posible y el grado en que éstos pueden afectar la eficiencia de los procesos indicados.
- 2) En vista de los problemas existentes en el proceso de interacción, enunciado anteriormente, es incierto al momento si será posible lograr una óptima compresión del combustible hasta las altas densidades ($\rho \sim 10^3 \text{ g/cm}^3$) necesarias para alcanzar una adecuada ganancia de la pastilla ($G_p \approx 75$, reactor comercial) con una mínima energía del láser ($E_L \sim 10^5 - 10^6$ joules). De no lograrse la compresión esperada, el precio a pagar sería una mayor energía del láser. Baste indicar al respecto que para una densidad inferior en un orden de magnitud ($\rho \sim 10^2 \text{ g/cm}^3$), la energía requerida del láser para alcanzar $G_p \approx 75$ sería de 10^8 joules, (82) lo que sobrepasa los límites considerados tecnológicamente factibles al presente. En otras palabras, no se conoce con seguridad al momento la energía que será requerida del láser en la práctica para un reactor comercial, ni para las distintas etapas de umbral.

(*) Ver NOTA 4, en APEÑDICE

3) Teoría y experiencia indican la conveniencia de utilizar una corta longitud de onda (3000-6000 Å)⁽⁵⁰⁾ desde el punto de vista de la interacción y simplicidad de diseño (costo) de la pastilla combustible. Esto exige el desarrollo de un láser adecuado en esta región del espectro, el cual no existe al momento.^(*)

La posibilidad de utilizar longitudes de onda mayores (por ejemplo, 10.6 μm de un láser de CO₂), está condicionada a la factibilidad de diseñar una pastilla que sea insensible a los efectos adversos de la larga longitud de onda, y cuya construcción sea económicamente aceptable.^(**)

Por lo tanto, si bien es posible definir "el láser ideal" para fusión nuclear, la solución práctica de la cuestión del láser a utilizarse no se ha encontrado todavía y depende, esencialmente, de demostrar la factibilidad de alguna de las dos alternativas indicadas arriba, o bien de un compromiso aceptable de las mismas.

En conclusión, es prematuro al momento abrir un juicio definitivo con respecto a la factibilidad del concepto fusión láser, basándose en el actual conocimiento del proceso de interacción y del estado de la tecnología. Solamente en condiciones de un adecuado conocimiento del proceso de interacción será posible determinar con razonable certeza las características que deberán poseer las pastillas a utilizarse y los requisitos precisos del láser en cuanto a energía y potencia.

Es evidente que la cuestión no es tan simple como se anticipara en un comienzo y que existen serios problemas por resolver. La solución a estos problemas deberá provenir, fundamentalmente, de rigurosa experimentación bajo condiciones realistas, y de mejoras en la tecnología láser y en el diseño y tecnología de las pastillas combustibles.

3.2 LASERES PARA FUSION NUCLEAR

3.2.1. Caracterización de un Láser de Interés para un Reactor Comercial de Fusión Nuclear

3.2.1.1. Componentes de un Láser de Alta Energía y Potencia

De acuerdo al conocimiento actual del proceso de interacción entre la radiación láser y la pastilla combustible, es posible estimar que el lá

(*) Ver NOTA:1 en APENDICE ; (**) Ver NOTA 4 en APENDICE

ser a utilizarse en un reactor comercial de fusión deberá entregar una energía por pulso del orden de 10^6 joules, en un tiempo de 10^{-9} - 10^{-10} seg., típicamente.

Un láser capaz de entregar tan altos valores de energía por pulso en las condiciones indicadas, consiste en un oscilador láser, el cual emite un pulso de relativamente baja energía y corta duración, el que es conformado primeramente, de modo de obtener una distribución temporal de intensidad adecuada al proceso de interacción, y luego es amplificado a lo largo de una cadena de módulos amplificadores hasta alcanzar el valor de energía requerido. Dado que la máxima densidad de energía está limitada a $1-10$ joules/cm² para los pulsos de interés, a los efectos de evitar daño a componentes ópticos y mantener una adecuada calidad de haz, y considerando que existen límites prácticos para el diámetro de un amplificador, puede ser necesario recurrir a varias cadenas amplificadoras en paralelo, comandadas por un único oscilador, a fin de alcanzar la energía deseada por pulso.

Por lo tanto, un láser de alta energía/potencia puede representarse esquemáticamente de acuerdo a la Fig. 16.

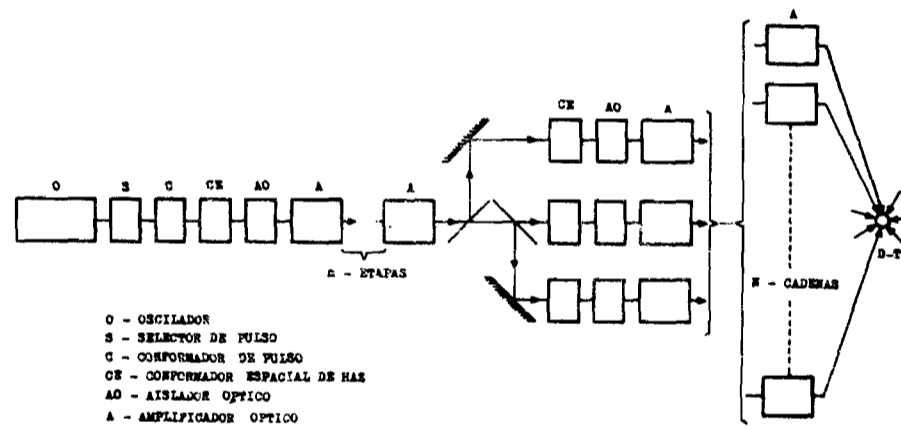


FIG. 16. Diagrama esquemático de un láser para fusión nuclear.

En la práctica, el número de amplificadores por cadena y la ramificación de las mismas, como así también la utilización y ubicación de los elementos indicados en la Fig. 16, están determinados en base a estudios de optimización del sistema, de acuerdo al tipo de láser considerado. No obstante, el esquema presentado es una generalización adecuada a los efectos de ilustrar los componentes básicos de un láser de alta energía/potencia, cuya función y características discutiremos a continuación.

a) Oscilador

El oscilador es un láser de baja energía por pulso, que opera en el régimen "mode-locked",⁽⁸³⁾ a los efectos de reducir la duración del pulso a valores adecuados para el proceso de interacción. En estas condiciones, el oscilador produce un tren de pulsos ultracortos, separados entre sí por un intervalo de tiempo constante. La duración de los pulsos, τ_L , está limitada por el ancho de banda de ganancia de la línea espectral del medio activo, $\Delta\nu$, cumpliéndose:

$$\tau_L \geq 1/\Delta\nu \quad (42)$$

La duración de los pulsos puede alargarse insertando en la cavidad elementos limitadores del ancho de banda (filtros interferométricos o etalones) o bien controlando la presión en el caso de láseres gaseosos. Es posible así lograr pulsos que van de 1 pseg (1 pseg = 10^{-12} seg) a más de 100 pseg para osciladores mode-locked de vidrio neodimio,⁽⁸⁴⁾ pulsos limitados por ancho de banda del orden de 250 pseg para láseres de CO_2 a una presión de una atmósfera y de 75 pseg a 15 atmósferas,⁽⁸⁵⁾ y pulsos comprendidos entre 3000 a 700 pseg para distintas presiones en el caso de un láser de yodo.⁽⁸⁶⁾

La separación entre dos pulsos sucesivos está dada por:

$$\Delta\tau = 2L/c \quad (43)$$

donde L es la separación entre espejos del láser y c es la velocidad de la luz.

Una típica forma de tren de pulsos mode-locked se presenta en la Fig. 17

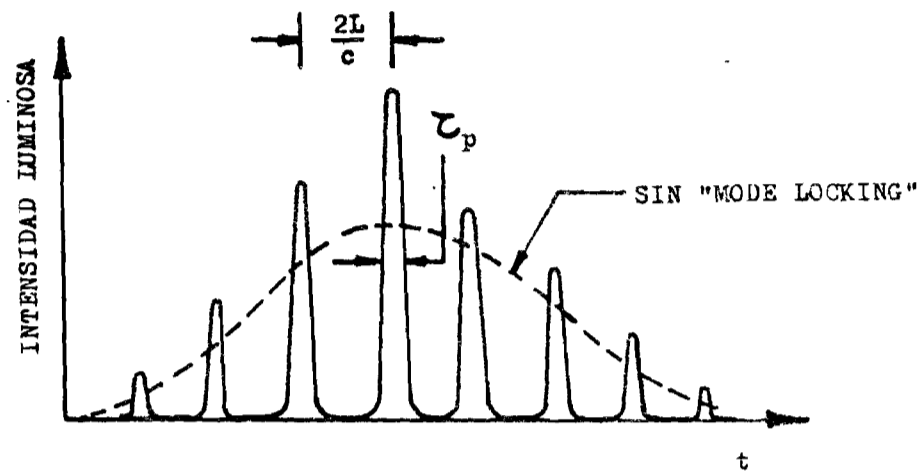


FIG. 17. Forma típica de un tren de pulsos "mode locked".

La energía de un pulso es típicamente del orden de $\sim 10^{-3}$ joule, en el caso de osciladores de neodimio, CO_2 y yodo.

b) Selector de Pulso

El proceso de amplificación se realiza sobre la base de un pulso único y bien definido entregado por el oscilador. Por tanto, en el caso de un oscilador mode-locked, el mismo está seguido por un selector de único pulso, cuya función es dejar pasar solamente un pulso del tren de pulsos ultracortos. Se utilizan a tal efecto obturadores electro-ópticos de alta velocidad, accionados por un interruptor rápido (spark-gap) disparado ópticamente por el propio tren de pulsos.

Un típico selector de pulsos está ilustrado en la Fig. 18.

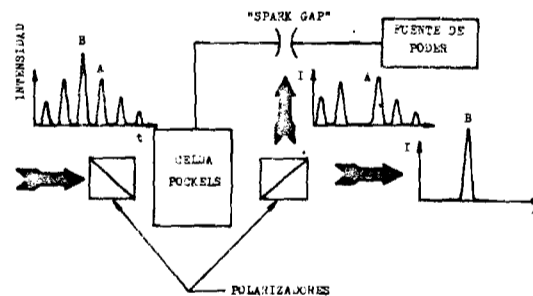


FIG. 18. Esquema de un selector de único pulso.

En condiciones normales, los prismas polarizadores están orientados en forma cruzada, de modo que el amplificador no recibe radiación y el haz polarizado es deflectado hacia el spark-gap.

Cuando la amplitud de los pulsos alcanza un nivel adecuado (pulso A), se produce el disparo del spark-gap y se conecta la alta tensión a la celda de Pockels, lo que produce la rotación del plano de polarización de la luz transmitida, con lo que el próximo pulso llega al amplificador (pulso B). Si el pulso eléctrico aplicado a la celda de Pockels es suficientemente breve, solamente el pulso B es transmitido, con lo que el sistema cumple la función de aislar un único pulso.

La relación de transmisión del selector abierto/cerrado, usualmente llamada relación de contraste, es del orden de 10^4 . Dado que aún con el sistema cerrado la pequeña señal transmitida puede ser amplificada a niveles considerables, lo que podría producir el precalentamiento o destrucción de la pastilla combustible, es frecuente utilizar dos o tres celdas de Pockels en serie, a fin de mejorar la relación de contraste.

c) Conformador de pulso

A los efectos de producir una óptima compresión del combustible nuclear, es necesario contar con una adecuada forma temporal del pulso láser. Dado que usualmente la distribución de intensidad requerida es diferente de la producida por el oscilador, es necesario modelar la forma de pulso previamente al proceso de amplificación. Este proceso también debe compensar distorsiones del pulso a ocurrir en la cadena amplificadora.

El conformador de pulsos tiene precisamente por función producir una forma de pulso adecuada, partiendo del pulso entregado por el oscilador. Hasta el presente se han ensayado algunos dispositivos simples, basados en la descomposición del haz en múltiples caminos ópticos con diferente retardo, y posterior recomposición. El dispositivo más notable en este sentido es el "pulse stacker", ilustrado en la Fig. 19.

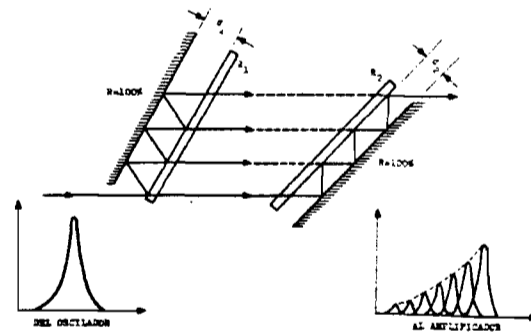


FIG. 19. Diagrama esquemático de un "pulse stacker".

El retardo entre dos pulsos consecutivos depende de la diferencia (d_1-d_2) y la atenuación de la relación de reflectividades R_1/R_2 de los divisores de haz. Valores típicos de R_1 y R_2 son del orden de 80-90%. La forma de pulso puede modificarse rotando uno de los dos conjuntos divisor de haz-espejo.

Un pulse-stacker requiere un preciso alineamiento y no es muy flexible en sus posibilidades de variación de la forma del pulso resultante. Sistemas alternativos han sido propuestos, basados en la utilización de elementos electro-ópticos⁽⁸⁷⁾ y elementos pasivos no lineales,⁽⁸⁸⁾ los que ofrecen una mayor versatilidad en cuanto a las posibilidades de programación del pulso resultante.

Es de esperar considerables innovaciones en este tema.

d) Elementos de Conformación Espacial del Haz

Así como es necesario obtener una óptima distribución temporal de la intensidad del pulso, es también necesario producir una adecuada distribución espacial de la intensidad del haz, a los efectos de obtener una máxima energía del sistema amplificador y poder focalizar eficientemente esta energía en las reducidas dimensiones de la pastilla combustible.

A tal fin, se utilizan diferentes elementos, tales como filtros espaciales y diafragmas apodizadores, insertados en forma conveniente y generalmente en combinación, en lugares clave de la cadena de amplificación.

Filtros Espaciales

Uno de los problemas asociados al proceso de amplificación, es el del crecimiento de pequeñas inestabilidades del frente de onda, que hacen que la distribución de intensidad del haz se aparte de una forma gaussiana. Estas perturbaciones del frente de onda pueden originarse en el mismo oscilador, y también en las etapas de amplificación, como resultado de procesos de difracción producidos por imperfecciones del material óptico o bien por partículas de polvo y suciedad sobre las superficies de ventanas y componentes de la cadena amplificadora.

Como resultado de la amplificación del frente de onda perturbado, se producen picos de intensidad, lo que puede dar lugar al efecto de auto-enfoque de la radiación como resultado del comportamiento no lineal del medio para altas intensidades. En estas condiciones, el haz se propaga en forma de filamentos de alta intensidad cuya densidad de energía puede superar el umbral de daño de los componentes ópticos de la cadena amplificadora. Este problema es crítico en el caso de los láseres sólidos, en donde el propio medio amplificador está expuesto a daño.

El efecto de auto-enfoque, en adición, limita la máxima energía obtenible de un amplificador e impide un enfoque adecuado de la radiación sobre el blanco.

Por estas razones, es esencial eliminar toda perturbación del frente de onda y a tal efecto, se utilizan los filtros espaciales.

Un filtro espacial consiste esencialmente de un par de lentes convergentes, separados por una distancia aproximadamente igual a la suma de sus distancias focales, y de un diafragma circular ubicado en el plano focal de la lente de entrada. Dado que en la región de focalización del haz se alcanzan muy altas densidades de potencia, en particular en las últimas etapas de amplificación, puede ser necesario construir el filtro espacial en un recinto evacuable a fin de evitar efectos no lineales en la propagación del haz. Un filtro espacial de este tipo está ilustrado esquemáticamente en la Fig. 20.

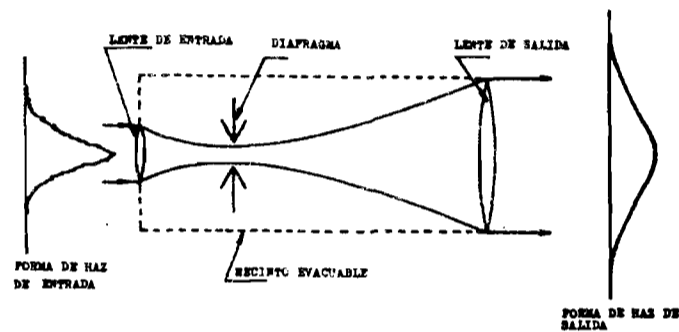


FIG. 20. Ilustración esquemática de un filtro espacial.

Este dispositivo opera también simultáneamente como un expansor de haz, permitiendo adaptar el diámetro del haz de salida y su divergencia de acuerdo a los requisitos de la próxima etapa amplificadora. Las características de transmisión de un filtro espacial pueden explicarse en base a la teoría de la transformada óptica de Fourier. Dada una distribución arbitraria de intensidad del haz sobre el primer plano focal de la lente convergente de entrada al filtro espacial, la misma produce, en su otro plano focal, una transformada de Fourier de la distribución incidente. (89)

La transformada establece una correspondencia entre las coordenadas del plano focal y las frecuencias espaciales del haz incidente.

La frecuencia espacial, ν , puede definirse en forma simple para un frente de onda plano monocromático, según se ilustra en la Fig. 21.

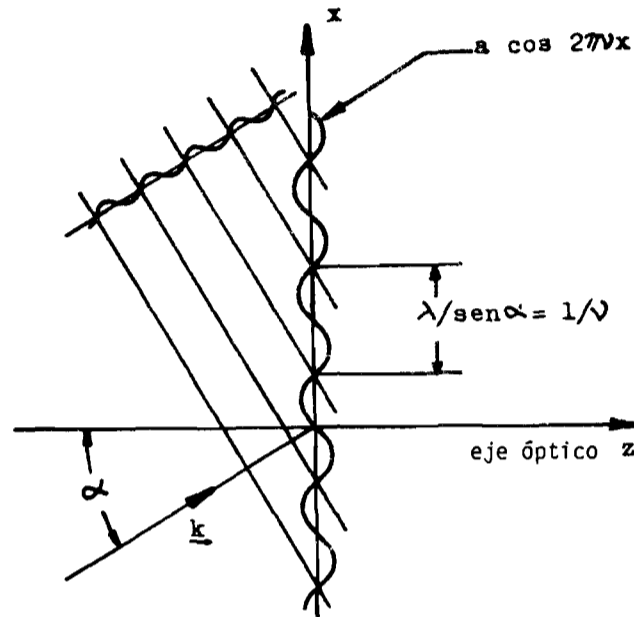


FIG. 21. Ilustración del concepto de frecuencia espacial.

De acuerdo a esta ilustración, se desprende que un frente de onda plano monocromático que se propaga en dirección vecina al eje óptico (pequeño α) posee una distribución de amplitud en el plano perpendicular al eje caracterizada por una baja frecuencia espacial, y viceversa. Por extensión del caso considerado y dentro del régimen lineal, una distribución arbitraria de amplitud sobre el plano perpendicular al eje óptico puede suponerse resultante de una superposición de ondas planas que se propagan según distintos ángulos con respecto del eje. En estas condiciones, la distribución de amplitud en el plano considerado está caracterizada por un espectro de frecuencias espaciales.

En el plano focal de la transformada, los puntos más próximos al eje óptico corresponden a las frecuencias más bajas, en tanto que las frecuencias espaciales más altas corresponden a puntos alejados del eje.

La inserción del diafragma en el plano focal produce un efecto de filtrado de las componentes de alta frecuencia espacial. De esta manera, pueden eliminarse las componentes del haz resultantes de oscilaciones fuera del eje óptico y, en gran parte, las fluctuaciones de amplitud resultantes de los efectos de difracción indicados anteriormente.

Los filtros espaciales son particularmente importantes en los láseres de neodimio, los cuales son más susceptibles de desarrollo de efectos de autoenfoco de la radiación que los láseres que poseen amplificadores de medio activo gaseoso.

Diafragmas Apodizadores

Una de las condiciones que deben cumplirse a fin de alcanzar una máxima eficiencia de extracción de energía de un amplificador, es que el haz incidente llene la sección transversal del medio amplificador en forma completa, con una distribución espacial de intensidad tan uniforme como sea posible.

Si el haz incidente se expande, ya sea utilizando la divergencia natural o bien un expansor de haz, de modo de satisfacer los requisitos indicados arriba, la apertura natural del amplificador trunca el haz. Esto produce efectos de difracción que modulan la distribución de intensidad del haz, introduciendo componentes de alta frecuencia espacial que pueden producir el posterior autoenfoco de la radiación.

Por el contrario, de ser posible "modelar" espacialmente el haz antes de su entrada al amplificador, de modo de lograr un perfil de intensidad casi plano sobre la sección transversal del mismo y que decrece rápidamente a cero sobre el borde, se lograría satisfacer las condiciones indicadas sin producir efectos de difracción por truncado del haz.

El diafragma apodizador es una apertura de "bordes suaves" que no produce efectos de difracción y que cumple esta función.

Básicamente, un diafragma apodizador es un filtro que posee un perfil radial de transmisión que varía en forma suave desde un máximo en su región central hasta cero sobre la región periférica. Idealmente, este elemento debe reunir las siguientes condiciones:⁽⁵⁰⁾

- a) un perfil radial de transmisión que transforme la distribución incidente de intensidad en una forma óptima para su posterior propagación en el resto del sistema amplificador.
- b) una relación de transmisión máxima/mínima de al menos 10^3 .
- c) fluctuaciones en la curva radial de transmisión no mayores que las fluctuaciones de intensidad del haz incidente.

- d) una calidad óptica igual o mejor que la de los restantes componentes ópticos del sistema.
- e) larga vida media en condiciones de trabajo.

Existen diferentes tipos de diafragmas apodizadores en uso. Tres de los tipos más comunes se basan en filtros hechos con película o placa fotográfica, en donde el perfil de densidad óptica se produce utilizando una adecuada técnica de exposición,⁽⁵⁰⁾ y filtros con recubrimiento metálico o multicapa dieléctrico.

La Fig. 22 ilustra los efectos de una combinación de filtro espacial y filtro apodizador.

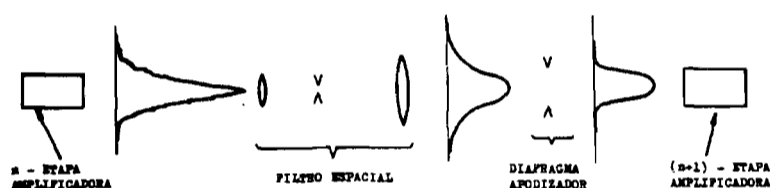


FIG. 22. Efectos producidos por la utilización de un filtro espacial y un diafragma apodizador combinados.

e) Aisladores Ópticos

En una cadena amplificadora de gran longitud, la ganancia del sistema es lo suficientemente grande como para que radiación de bajo nivel de intensidad que se filtra del oscilador, o bien simplemente emisión espontánea de los amplificadores que se propaga hacia el blanco, sean amplificadas a niveles lo suficientemente grandes como para pre-calentar, o bien destruir, la pastilla combustible antes de la llegada del pulso principal. La energía contenida en un pre-pulso de este tipo es del orden de milijoules a joules, en el caso de láseres de neodimio de varias etapas de amplificación.^(50 p.167)

En adición, la energía que se propaga hacia el oscilador, ya sea como resultado de emisión espontánea amplificada, o bien por reflexión en distintas superficies ópticas de la cadena amplificadora y, en particular, so-

bre la pastilla combustible, resulta también amplificada. En consecuencia, puede producirse daño en los componentes ópticos de las primeras etapas amplificadoras y del oscilador, a raíz de la alta densidad de energía a transmitir.

A fin de prevenir estos problemas se adoptan una serie de medidas de seguridad, tales como recubrimientos antireflectantes en las superficies de los componentes ópticos, superficies en ángulo de Brewster y máxima separación posible entre etapas de amplificación, a fin de reducir la densidad de potencia aprovechando la divergencia natural del haz. Como complemento de estas medidas, se utilizan aisladores ópticos, cuya función es la de atenuar selectivamente la radiación indeseable amplificada que se propaga en uno u otro sentido, sin afectar mayormente la propagación del pulso principal.

Los aisladores ópticos pueden dividirse en bi-direccionales y unidireccionales, según transmitan en las dos direcciones o en una solamente. Se utilizan al momento distintos tipos de aisladores ópticos, de acuerdo a la longitud de onda de la radiación y su intensidad relativa.

Aisladores Ópticos Bidireccionales

Un aislador óptico bidireccional adecuado para haces de gran diámetro es un absorbente saturable.

Un absorbente saturable consiste en un medio líquido o gaseoso, que posee una banda de absorción coincidente con la longitud de onda del láser y cuya transmisión óptica depende de la densidad de potencia de la radiación que lo atraviesa. En el límite de baja densidad de potencia, la transmisión del sistema es baja. Para alta densidad de potencia, la absorción se satura (la emisión estimulada contrarresta la absorción) y el medio transmite eficientemente.

La curva característica de transmisión de un absorbente saturable se ilustra esquemáticamente en la Fig. 23.

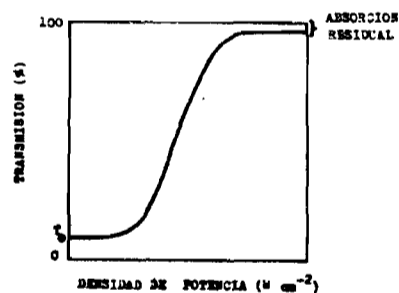


FIG. 23. Características de transmisión de un absorbente saturable.

De acuerdo a lo indicado, un absorber saturable cumple adecuadamente la función de dejar pasar el pulso principal, de alta intensidad, en tanto que atenúa radiación indeseable de bajo nivel.

En el caso de láseres de neodimio, se utilizan las soluciones de Eatsman Kodak Nos. 9740, 9860 y 14015. Estas soluciones tienen una relación de contraste de 10-40 para pulsos de 100 pseg^(50, p. 243) y su umbral de saturación es del orden de 10^8 W/cm². Uno de los problemas asociados a estas soluciones es su degradación con el tiempo y efectos de distorsión del haz por inhomogeneidades de origen térmico resultantes del proceso de absorción. Está en estudio el desarrollo de celdas electro-ópticas de Pockels de gran apertura para suplir a los absorberes saturables.^(50, p.167) Al momento, el uso de estos elementos está limitado a diámetros de haz inferiores a 25 mm. Esencialmente, este tipo de aislador óptico se comporta como un obturador bidireccional de gran velocidad, sincronizado con el pasaje del pulso principal.

En el caso de láseres de CO₂ se utilizan celdas con una mezcla gaseosa de SF₆ y helio, que cumplen una función equivalente. Utilizando este tipo de celdas, se han alcanzado relaciones de contraste superiores a 10^5 en el pulso final amplificado.⁽⁸⁵⁾

Los absorberes saturables se utilizan fundamentalmente para atenuación de la radiación que se propaga hacia el blanco. Por el contrario, no son elementos lo suficientemente eficientes para atenuar la radiación reflejada por la pastilla combustible hacia el oscilador, que puede alcanzar densidades de potencia superiores al umbral de saturación del medio. Por lo tanto, es necesario utilizar elementos adicionales de aislación óptica, para la propagación en esa dirección.

Aisladores Ópticos Unidireccionales

Un aislador óptico unidireccional adecuado para longitudes de onda en el visible e infrarrojo cercano es el rotador de Faraday. Un aislador-rotador de Faraday está ilustrado esquemáticamente en la Fig. 24.

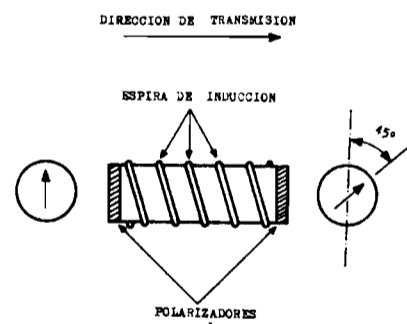


FIG. 24. Diagrama esquemático de un rotador de Faraday.

El elemento activo es un medio de transmisión adecuado para la longitud de onda del láser y que exhibe el efecto de rotación de Faraday.⁽⁹¹⁾ Este efecto consiste en una rotación del plano de polarización, para luz linealmente polarizada, al aplicarse un campo magnético paralelo al eje de propagación. El ángulo de rotación θ , depende de la distancia de propagación en el medio, z , y de la intensidad del campo magnético H , de acuerdo a la relación:

$$\theta = V H z \quad (44)$$

La constante de proporcionalidad V , se denomina coeficiente de Verdet, y depende del medio considerado.

Si se colocan dos láminas linealmente polarizadoras en los extremos del rotador, cuyos ejes de polarización estén orientados según un ángulo de 45° , y si se adecua la intensidad del campo magnético aplicado al medio de modo de producir una rotación $\theta = 45^\circ$, se obtiene como resultado que el sistema transmite eficientemente en una dirección, en tanto que no transmite en la dirección opuesta.

Actualmente, se utilizan rotadores de Faraday del tipo descrito en láseres de neodimio y de yodo, y se trabaja activamente en el desarrollo de rotadores de gran apertura.^(50, p.160) A fin de evitar daño por auto-enfoque de la radiación, se trata de reducir la longitud del rotador y utilizar materiales de alto coeficiente de Verdet y altos campos magnéticos. Relaciones de contraste típicas son del orden de 10^3 - 10^4 .

En el caso de láseres de CO_2 , se requerirían intensidades de campo magnético excesivamente grandes para obtener una rotación adecuada, razón por la cual este tipo de aisladores no se utiliza al momento. Para estos láseres se han ensayado aisladores ópticos unidireccionales consistentes en un film de mylar de pequeño espesor ($< 10 \mu m$) en el foco de un filtro espacial.⁽⁸⁵⁾ Cuando la radiación reflejada por el blanco y posteriormente amplificada alcanza densidades de potencia suficientemente altas, se produce la vaporización e ionización del mylar, y el plasma así generado atenúa la intensidad del haz retro-reflejado en un factor del orden de 10^2 . Una atenuación mayor puede lograrse insertando más filtros de mylar.

f) Amplificadores

Los amplificadores cumplen la función de incrementar la energía del pulso entregado por el oscilador, hasta el valor requerido a la salida del láser.

Un módulo amplificador consiste esencialmente en un medio activo,

igual al del oscilador, en el que se ha producido una inversión de población en base a una fuente de energía externa, en forma sincronizada con la llegada del pulso a amplificar.

El pasaje del pulso de radiación a través del medio amplificador es tímula transiciones radiativas, en fase con la radiación láser, aumentando la energía del pulso a expensas de la energía almacenada en el medio. Dado que este proceso ocurre en un sólo pasaje, un amplificador carece de espejos, a diferencia del oscilador láser en donde ocurren múltiples pasajes de la radiación.

En la sección siguiente, se discutirán brevemente dos aspectos rele vantes asociados a un amplificador: almacenamiento de energía y extracción de la energía almacenada.

3.2.1.2 Criterios a Satisfacer por un Láser para Fusión

a) Consideraciones sobre el Medio Activo

Almacenamiento de Energía

En el proceso que lleva a la creación del estado de población invertida en el amplificador, la fuente externa entrega una cierta cantidad de energía al medio, de la cual solamente una fracción se almacena bajo la forma de inversión de población, en tanto que el resto se disipa como energía térmica y de excitación de otros niveles del medio amplificador.

Si llamamos n_0 (átomos/cm³) a la concentración de la inversión de población en ausencia de señal, que se define:⁽⁹²⁾

$$n_0 = n_2 - n_1 g_1/g_2 \quad (45)$$

donde n_1 y n_2 son las concentraciones del nivel inferior y superior de la inversión, respectivamente, y g_1 y g_2 las multiplicidades de los niveles indicados, la energía almacenada por unidad de volumen e_{alm} (joules/cm³) se escribe:

$$e_{alm} = h \nu_L n_0 \quad (46)$$

La relación entre la energía almacenada y la energía eléctrica de excitación determina la eficiencia de almacenamiento, que debe ser tan alta como sea posible si se desea un láser de alta eficiencia total.

A los efectos de tener una alta eficiencia de almacenamiento, deben satisfacerse los siguientes criterios: (50,p.446)

- 1) La energía eléctrica de la fuente externa debe ser transferida directamente al medio amplificador, a fin de evitar la ineficiencia asociada a excitación indirecta (lámpara flash, por ejemplo).
- 2) La energía externa debe ser entregada selectivamente al nivel superior de la inversión, dado que la transferencia de energía acumulada en otros niveles excitados es insignificante durante el tiempo de extracción de la energía ($\sim 10^{-10}$ seg).
- 3) El tiempo de almacenamiento de energía (vida media de la inversión) debe ser tan largo como sea posible, y ciertamente mayor de 10^{-6} seg, en vista de la dificultad tecnológica de transferir en forma eficiente energías del orden de 10^7 joules al sistema amplificador en tiempos muy cortos.

A fin de satisfacer esta condición, el nivel superior de la inversión debe estar libre de mecanismos de desactivación radiativa y colisional.

Desde un punto de vista práctico, es conveniente que el amplificador posea una alta densidad de energía de almacenamiento, a fin de que las unidades sean de pequeño tamaño. Asumiendo una eficiencia de extracción de 50%, se puede escribir:

$$e_{alm} \approx 2E_L/NV \quad (47)$$

donde E_L es la energía total del láser, N es el número de cadenas amplificadoras y V es el volumen del último módulo amplificador. Para $E_L = 10^6$ joules, $N = 10$ y $V = 10^5 \text{ cm}^3$ (100 litros) (amplificador de 2 m de largo y 35 cm de diámetro), resulta $e_{alm} = 1000$ joules/litro. Por el contrario, si $V = 10^6 \text{ cm}^3$ (amplificador de 10m de largo y 50 cm de diámetro), resulta $e_{alm} = 100$ joules/litro.

Luego, el criterio indicado puede enunciarse en la forma: (50)

- 4) La densidad de energía de almacenamiento debe ser del orden de 100-1000 joules/litro, a fin de lograr un láser de tamaño aceptable, tecnológica y económicamente.

Extracción de la Energía Almacenada

La ecuación general que interpreta la variación de energía de un pulso que se propaga en un medio amplificador ideal sin pérdidas puede escribirse:⁽⁹²⁾

$$\frac{dE}{dx} = \alpha_0 E_s (1 - \exp(-E/E_s)) \quad (48)$$

donde E es la densidad de energía del pulso (joules/cm^2), x es la distancia de propagación, α_0 es el coeficiente de ganancia por unidad de longitud para $E \ll E_s$ (pequeñas señales) y E_s es la densidad de energía de saturación del medio amplificador.

Como puede observarse en la ecuación (48), un amplificador óptico tiene dos regímenes límites de operación. Para pequeñas señales ($E \ll E_s$), la energía de salida de un amplificador de longitud L se escribe:

$$E(L) = E(0) \exp(\alpha_0 L) \quad (49)$$

Para grandes señales ($E \gg E_s$), el amplificador opera en el régimen de saturación, y resulta:

$$E(L) = E(0) + \alpha_0 E_s L \quad (50)$$

Dado que en general, para pulsos suficientemente cortos:⁽⁹²⁾

$$e_{alm} = (1 + g_2/g_1) \alpha_0 E_s \quad (51)$$

se puede observar en base a la (50) que se obtiene una máxima eficiencia de extracción, igual a $(1 + g_2/g_1)^{-1}$ cuando el amplificador opera en el régimen de saturación.

En la práctica, la eficiencia de extracción puede ser menor, de acuerdo a la estructura y características (ensanchamiento homogéneo o inhomogéneo) de la línea espectral de emisión.

Luego, el correspondiente criterio referente al proceso de extracción de energía puede enunciarse:

- 5) A los efectos de obtener una máxima eficiencia de extracción, el amplificador debe operar en el régimen de saturación.

La energía de saturación, E_s , se escribe:

$$E_s = h\nu / (1 + g_2/g_1) \sigma \quad (52)$$

donde σ es la sección transversal de emisión estimulada.

A fin de obtener un láser de alta eficiencia, las últimas etapas de amplificación, que son las que insumen mayor energía, deben satisfacer el requisito 5) y por tanto, están caracterizadas por una baja ganancia. En estas condiciones, la densidad de energía que se propaga en el medio amplificador es del orden de E_s . A fin de evitar daño de componentes ópticos y problemas de auto-enfoque de la radiación, es necesario que E_s sea inferior a la energía umbral para estos procesos. Típicamente, para pulsos del orden de 10^{-10} seg, esto exige que $E_s < 1$ joule/cm² para largas distancias de propagación en materiales sólidos, y $E_s < 10$ joules/cm² para evitar daño a ventanas y otros componentes ópticos en el caso de láseres gaseosos. (50, p.447)

Luego, en base a la (52), se obtiene con $g_1 = g_2$ y para fotones de 5000 Å y láseres gaseosos:

$$\sigma \gtrsim 2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (53)$$

Por otra parte, la sección transversal de emisión estimulada debe ser lo suficientemente pequeña como para evitar problemas de amplificación de emisión espontánea generada en el medio (super-radiancia) y de oscilaciones parásitas, como resultado de reflexiones en las superficies internas del amplificador. En otras palabras, la ganancia para pequeñas señales debe ser baja.

De acuerdo a la (49) estos procesos serán insignificantes si se cumple:

$$\alpha_0 L \sim 1$$

y para una distancia típica de $L = 100$ cm, resulta:

$$\alpha_0 \sim 0.01 \text{ cm}^{-1} \quad (54)$$

La relación entre α_0 y σ es:

$$\alpha_0 = \sigma n_0 = \sigma e_{alm} / h\nu_L \quad (55)$$

Con $\alpha_0 = 0.01 \text{ cm}^{-1}$, $e_{alm} = 0.1 \text{ joule/cm}^3$ (100 j/litro) y

$h\nu_L = 4 \times 10^{-19} \text{ joule}$ ($\sim 5000 \text{ \AA}$), resulta:

$$\sigma \leq 4 \times 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (56)$$

De las (53) y (56) resulta, por lo tanto, el siguiente criterio adicional:

- 6) La sección transversal de emisión estimulada del medio amplificador debe ser del orden de 10^{-20} cm^2 , a efectos de evitar procesos de super-radiancia y oscilaciones parásitas, las que se alimentan de la energía almacenada y limitan la eficiencia de extracción, y de limitar, por otra parte, la energía de saturación del medio amplificador a valores inferiores al umbral de daño del material y de los elementos ópticos utilizados.

Este requisito significa que la transición estimulada en el medio activo debe ser ópticamente prohibida, dado que, típicamente, las transiciones ópticas permitidas poseen secciones transversales del orden de 10^{-16} cm^2 .

Es importante destacar que la sección transversal de emisión estimulada está definida:

$$\sigma = \lambda_L^2 A_{21} / \Delta\nu_{12} \quad (57)$$

donde λ_L es la longitud de onda del láser, A_{21} es el coeficiente de emisión espontánea asociado a la transición láser y $\Delta\nu_{12}$ es el ancho de la línea de emisión de la misma transición (ancho total a media altura, en seg^{-1}). La sección transversal σ puede ser controlada, por lo tanto, modificando el ancho de la línea de emisión.

Finalmente, también debe destacarse que el proceso de amplificación en el régimen de saturación produce una distorsión de la forma temporal y espacial del pulso. En el primer caso, la energía contenida en el frente del pulso puede llegar a saturar la transición, de modo que la cola no resulta mayormente amplificada. Este mecanismo produce una forma de pulso asimétrica, con una distribución de intensidad que crece abruptamente en el frente y decae más lentamente en la cola. En el segundo caso, la saturación del medio se produce inicialmente en el eje central del amplificador, donde la intensidad

del pulso es mayor. En la región periférica, la intensidad no alcanza inicialmente el valor de saturación. Por lo tanto, al propagarse el pulso, la región periférica del haz resulta amplificada en mayor proporción que la región central, hasta alcanzar el umbral de saturación. Este mecanismo tiende a producir un perfil de intensidad uniforme.

Estos dos efectos deben ser tenidos en cuenta, a fin de obtener una forma de pulso temporal y espacial adecuada a la salida del láser.

b) Consideraciones sobre la Longitud de Onda

El análisis de interacción entre la radiación láser y la pastilla combustible sugiere la conveniencia de una corta longitud de onda, a los efectos de favorecer la absorción clásica de radiación y evitar efectos adversos de pre-calentamiento del núcleo y anomalías en el transporte de energía en el plasma denso (ver Sec.3.1.2. y 3.1.3.). De acuerdo a cómputos del Laboratorio Lawrence Livermore, sería conveniente en este sentido una longitud de onda no superior a 6000 Å. (50,p.446) (*)

Consideraciones de tipo tecnológico establecen una cota inferior al rango de longitudes de onda utilizables. En este sentido, deben tenerse en cuenta las limitaciones impuestas por los materiales ópticos a utilizar (espejos, ventanas) y por la demanda de potencia eléctrica, para láseres de corta longitud de onda.

En el primer caso, debe considerarse de que no existen materiales con alta transmisión por debajo de aproximadamente 1040 Å (LiF), en tanto que para altas densidades de energía, el coeficiente de absorción para dos fotones de los materiales transparentes existentes es lo suficientemente grande ($k \sim 1-25\text{cm}^{-1}$ para $\lambda_L = 1722 \text{ Å}$ para pulsos de 1 joule/cm^2 , 100 pseg)⁽⁹³⁾ como para producir pérdidas considerables y daños en los elementos ópticos utilizados. Una solución a este problema exigiría el desarrollo de una nueva tecnología para la óptica ultravioleta. En este sentido, merece consideración la utilización de lentes gaseosas y ventanas aerodinámicas.⁽⁹³⁾ El otro problema de materiales asociado a cortas longitudes de onda, es la falta de espejos adecuados por debajo de aproximadamente 1700 Å.

(*) Ver NOTA 1 en APENDICE

En el segundo caso, debe considerarse la demanda de potencia de un láser ultravioleta. La potencia eléctrica requerida de la fuente, P_e , es proporcional al número de átomos excitados al nivel superior del medio activo, por unidad de tiempo y de volumen, R:

$$P_e \propto \nu_L R \quad (58)$$

donde ν_L es la frecuencia del láser. La velocidad de excitación, R, puede escribirse en forma aproximada:

$$R \sim n_0 / \tau_{12} \quad (59)$$

donde τ_{12} es la vida media del nivel excitado y n_0 la inversión de población. Utilizando (55) y (57), resulta:

$$R \sim \frac{\alpha_0}{c^2} \nu_L^2 \Delta\nu_{12} \quad (60)$$

La relación entre ν_L y $\Delta\nu_{12}$ depende del mecanismo determinante de la forma de la línea espectral. Para el caso de ensanchamiento doppler, $\Delta\nu_{12} \propto \nu_L$, en tanto que para ensanchamiento colisional, $\Delta\nu_{12} \propto \nu_L^3$.

Luego, la potencia eléctrica requerida para un láser se escribe:

$$\begin{aligned} P_e &\propto \alpha_0 \nu_L^4 && \text{(línea doppler)} \\ P_e &\propto \alpha_0 \nu_L^6 && \text{(Línea colisional)} \end{aligned} \quad (61)$$

Se concluye que para un coeficiente de ganancia dado, la potencia eléctrica requerida por un láser ultravioleta es considerablemente mayor que para un láser visible o infrarrojo. Por lo tanto, un láser de longitud de onda excesivamente corta no satisface el tercer criterio enunciado al discutir el almacenamiento de energía.

En vista de estos problemas, y particularmente de el de absorción en la óptica utilizada, se considera que la mínima longitud de onda de un láser para fusión, de acuerdo a la tecnología actual, debe ser superior a 3000 Å. (50, p.446)

Luego:

7) La longitud de onda del láser debería estar comprendida entre 6000 a 3000 Å. (*)

(*) Ver NOTA 1 en APENDICE

Esto significaría que el láser debe operar en base a una transición electrónica.

c) Consideraciones sobre Vida y Potencia Media del Láser

El diseño de un láser para fusión debe de satisfacer ciertos requisitos desde el punto de vista económico y de ingeniería de sistemas:

- bajo costo de construcción y de mantenimiento
- larga vida media
- alta potencia media

La experiencia acumulada con los láseres de neodimio indica que un medio activo sólido es caro, susceptible de daño y de pobre disipación térmica, lo que limita la potencia media del láser.

Suponiendo un láser de 10% de eficiencia con 10 cadenas amplificadoras que entrega una energía total de 1 MJ a un ritmo de 50 pps, la energía térmica que debe disiparse en el último amplificador de cada cadena es del orden de 45 MW. De utilizarse CO₂, por ejemplo, sería necesario un flujo de gas del orden de 440m³/seg por cada etapa final, a fin de impedir un aumento de temperatura del medio superior a los 100° C. (94)

Finalmente, algunas estimaciones indican que la vida del láser debe ser del orden de 4×10^{10} pulsos, a fin de asegurar una operación a un ritmo de 50 pps durante la vida útil del reactor, estimada en 25 años. (95)

Todas estas consideraciones sugieren decididamente la necesidad de utilizar un láser gaseoso, a fin de satisfacer los requisitos indicados arriba.

Luego:

8) Consideraciones económicas y de ingeniería de sistemas indican la necesidad de utilizar un medio activo gaseoso.

La tabla V resume los criterios de selección, para un láser adecuado para fusión nuclear, a nivel comercial.

REQUERIMIENTO	RAZON DEL REQUERIMIENTO
LASER	
Longitud de onda 3000-6000 Å (*)	óptica UV inadecuada/interacción plasma
Energía por pulso ~10 ⁶ joules	operación comercial
Duración pulso 10 ⁻⁹ -10 ⁻¹⁰ seg	interacción plasma
Frecuencia repetición 10-100 pps	interés comercial
Eficiencia total ≥10% (*)	menor requerimiento de energía por pulso
Láser gaseoso, con alto flujo circulación	costo, disipación calor
MEDIO ACTIVO	
Excitación eléctrica directa y selectiva al nivel superior	eficiencia
Almacenamiento energía ~100-100 joules/litro	tamaño/economía
Vida media inversión ≥10 ⁻⁶ seg	mínimo requerimiento potencia externa
Sección transversal emisión estimulada $\sigma \sim 10^{-20} \text{ cm}^2$	minimizar super-radiancia y oscilaciones parásitas/energía saturación inferior al umbral de daño componentes ópticos
Energía saturación $E_s \leq 10 \text{ J/cm}^2$	eficiencia de extracción/daño óptica
Coef. ganancia eq. señal $\alpha_0 \sim 0.01 \text{ cm}^{-1}$	super-radiancia-oscilaciones parásitas

TABLA V. Criterios de selección de un láser para fusión comercial

(*) Ver NOTA 1 en APENDICE

3.2.2. Láseres de Interés para Fusión Nuclear

Existen al momento solamente dos láseres que han alcanzado un grado de desarrollo suficientemente avanzado como para permitir estudios de interacción en condiciones de alta energía por pulso y, lo que es más importante, para permitir encarar con confianza el desarrollo de unidades considerablemente mayores que las existentes al momento. Estos son los láseres de neodimio y de CO_2 . Un tercer láser, el de yodo, se encuentra en una etapa de desarrollo razonablemente avanzado y podría, en un futuro cercano, competir con el láser de neodimio con un razonable margen de ventaja en cuanto a costo.

Los dos láseres indicados, con la adición eventual del láser de yodo, representan a la actual generación de láseres de alta energía y potencia.

Debe destacarse, no obstante, que tanto el láser de neodimio como el láser de yodo en su presente versión, si bien son de interés desde el punto de vista de investigación, carecen de mayores perspectivas a nivel de fusión-láser comercial, por su baja eficiencia ($\eta_L \sim 0.2\%$). En el caso del láser de yodo, existiría la posibilidad de encontrar nuevos métodos de excitación más eficientes.^{(96),(97)} Por el contrario, para el láser de neodimio, su alto costo y la dificultad de alcanzar una alta potencia media son argumentos adicionales que lo excluyen de los candidatos para un reactor de fusión de potencia.

El láser de CO_2 es adecuado en muchos aspectos como láser para fusión, excepto por su longitud de onda excesivamente larga. Como se discutiera en la sección 3.1.5., la posibilidad de utilización de este láser en reactores comerciales de fusión depende de la posibilidad de diseñar pastillas combustibles insensibles a la longitud de onda adversa.

En vista de las limitaciones de los láseres de la actual generación, es evidente la urgente necesidad de desarrollo de nuevos tipos de láseres, que se ajusten tanto como sea posible a los criterios enunciados en la Tabla V.

Potenciales candidatos en este sentido son el láser molecular de Xenón, el láser químico de HF, los láseres basados en los elementos del sexto grupo

(oxígeno, azufre, selenio, telurio), de los cuales el láser de oxígeno atómico posee atractivas características, y los láseres de excímeros en base a óxidos de gases nobles (KrO, ArO y XeO). Esta nueva generación de láseres está al momento en una etapa de desarrollo y en algunos casos, tal como en el del láser HF, se han logrado notables avances. Recientemente han comenzado a recibir atención los láseres de CO y el de transferencia de DF/CO₂.

Excepto en el caso del láser de neodimio, resulta difícil extraer conclusiones significativas con respecto a los láseres que se acaban de mencionar, en cuanto a sus posibilidades de alcanzar un nivel adecuado para un reactor comercial de fusión, en vista de que muchos de los mismos están todavía en una etapa preliminar de desarrollo. Por tanto, restan por aclararse numerosos detalles sobre el comportamiento del medio activo de un amplificador de alta energía con corto tiempo de extracción y además, quedan por resolver numerosos problemas puramente tecnológicos asociados al láser como sistema.

Por lo tanto, nos limitaremos simplemente en esta sección a describir los distintos láseres, enfatizando en particular las características del medio activo e indicando las ventajas y desventajas de cada uno de ellos.

3.2.2.1. Láseres de la Actual Generación

a) Láser de Vidrio-Neodimio

La acción láser se desarrolla en iones de neodimio, Nd³⁺, contenidos en cantidades del orden de 2 al 6% (por peso) en vidrios de distinto tipo. La ventaja de utilizar vidrio en lugar de un cristal como medio de soporte es la posibilidad de obtener barras y discos de gran tamaño (barras: 9.0 cm de diámetro, > 60 cm de longitud) (discos elípticos: 32 x 16 cm, 2-3 cm espesor)⁽⁹⁸⁾ de excelente calidad óptica y a costo relativamente más bajo.⁽⁹⁹⁾

El esquema de niveles de neodimio está representado en forma esquemática en la Fig.25.

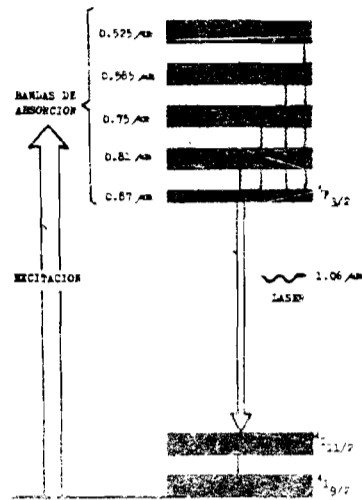


FIG. 25. Esquema de niveles de energía de Nd^{3+} .

La energía de excitación se provee radiativamente, utilizando lámparas flash de Xe. La absorción de Nd^{3+} se produce en cinco bandas, de unos 300 Å de ancho, centradas aproximadamente a 5250, 5850, 7500, 8100 y 8700 Å.⁽⁹⁹⁾ La energía absorbida se transfiere rápidamente en forma no radiativa al nivel metaestable $4F_{3/2}$, que es el nivel superior de la transición láser $4F_{3/2} - 4I_{11/2}$ a 1.06 μm . El nivel inferior láser está aproximadamente a 0.25 eV por arriba del fundamental, y está virtualmente des poblado a temperatura ambiente. Desde este nivel, la energía se transfiere rápidamente, en base a transiciones no radiativas al nivel fundamental. Si bien Nd^{3+} se comporta como un sistema de cuatro niveles para pulsos largos, en el caso de pulsos ultracortos (~ 100 pseg) es equivalente a un sistema de tres niveles, dado que la duración del pulso es inferior al tiempo de decaimiento del nivel láser inferior ($\tau \sim 60$ nseg).⁽⁹²⁾ Esto reduce la eficiencia de extracción de energía en un factor dos.⁽¹⁰⁰⁾

La vida media del nivel superior depende del material de soporte y oscila entre 10^{-5} seg a 10^{-3} seg.⁽⁹⁹⁾ Típicamente, para vidrio ED-2, es del orden de 3×10^{-4} seg.⁽⁹⁸⁾ El ancho de línea de transición láser es del orden de 260 \AA (compárese con 4 \AA en el caso de Nd-YAG). Esto determina una pequeña sección transversal de emisión estimulada ($\sigma \approx 3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$)⁽⁹⁸⁾ y una alta capacidad de almacenamiento de energía ($e_{\text{alm}} \sim 600 \text{ J/litro}$).⁽¹⁰⁰⁾ Al mismo tiempo el gran ancho de línea permite la obtención de pulsos ultracortos ($\sim 10^{-12}$ seg). La energía de saturación es del orden de 3 J/cm^2 .⁽¹⁰⁰⁾

Uno de los problemas asociados a la utilización de vidrio como material de soporte es su baja conductividad térmica (0.01 W/cm C)⁽⁹⁹⁾ lo que limita la frecuencia de repetición de disparos y el máximo diámetro de la barra. En adición, al aumentar el diámetro, empeora la uniformidad de la excitación sobre la sección transversal. Por estas razones, no se utilizan en la práctica barras de diámetro mucho mayor de 50 mm . La longitud de la barra está limitada por el problema de autoenfoco de la radiación y filamentación del haz.

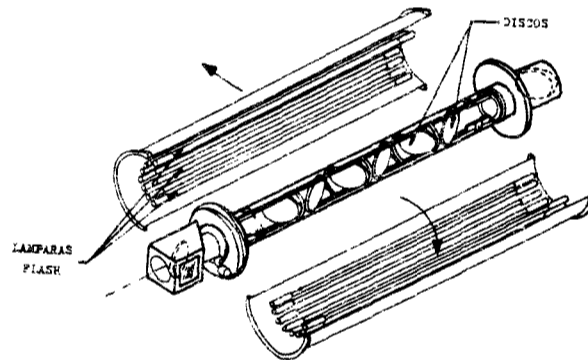


FIG. 26. Esquema de un amplificador de discos.

Una solución a fin de obviar estos problemas, a fin de poder utilizar amplificadores de mayor apertura, es la utilización de discos de material activo orientados en ángulo de Brewster,⁽¹⁰¹⁾ tal como lo muestra la Fig. 26.

La iluminación se produce en forma uniforme sobre la totalidad de la sección transversal activa, en tanto que la longitud total puede alcanzar varios centímetros (2-3 cm por disco). El máximo diámetro está determinado por el desarrollo de oscilaciones parásitas y super-radiancia radial. Este problema puede ser minimizado en base a un recubrimiento adecuado del borde del disco, de modo de reducir las reflexiones.⁽⁵⁰⁾ Para la refrigeración de estos módulos amplificadores se utiliza generalmente un flujo de nitrógeno seco.

Otro de los grandes problemas asociados al láser de neodimio es su baja eficiencia. Típicamente, la eficiencia de almacenamiento es del orden del 1%, en virtud de la baja eficiencia de excitación de la lámpara flash, en tanto que la eficiencia de extracción es de aproximadamente 20%, lo que determina una eficiencia total de un 0.2%. Este valor es totalmente inadecuado para un láser a utilizarse en un reactor comercial de fusión.

La Fig. 27 ilustra esquemáticamente un láser de dos haces de 700 joules y pulsos de 6×10^{-10} seg de duración.⁽¹⁰⁰⁾

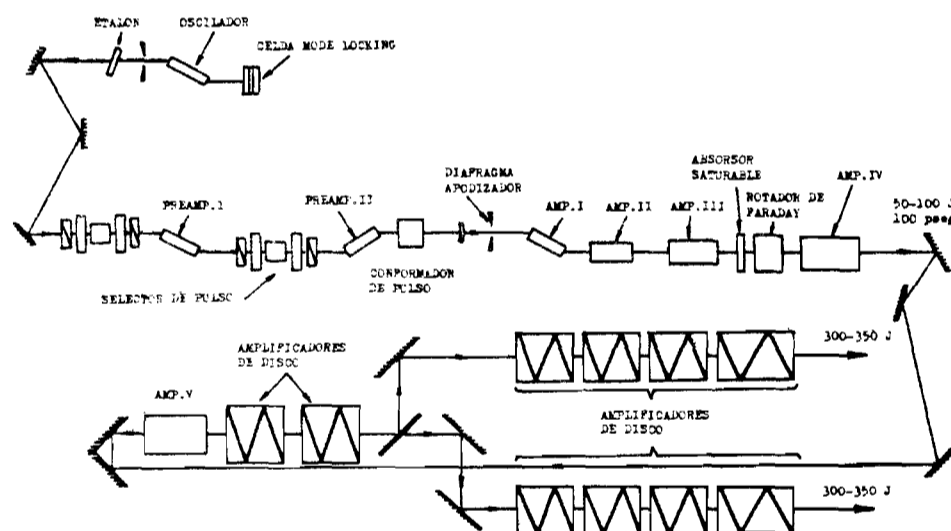


FIG. 27. Láser de Neodimio de 700 J/0.6 nseg⁽¹⁰⁰⁾.

Ventajas del láser de neodimio

- Posibilidad de producir pulsos de alta energía y potencia (≥ 10 kJ, $> 10^{13}$ watts).
- La longitud de onda de emisión es fácilmente convertible a $0.53 \mu\text{m}$ (segunda armónica, eficiencia de conversión de 60-80%) y a $0.265 \mu\text{m}$ (cuarta armónica, eficiencia $\sim 20\%$), lo que permite el estudio del efecto de la longitud de onda en el proceso de interacción.
- Tecnología de aislación de etapas de amplificación adecuada y altamente desarrollada.

Desventajas del láser de neodimio

- Baja eficiencia eléctrica (energía salida/energía eléctrica entregada $\sim 0.2\%$)
- alto costo (~ 0.7 MD/r/TW, o sea, ~ 3 MD/r/kJ)⁽⁸¹⁾
- baja potencia media
- material activo susceptible de daño para altos niveles de energía como resultado del desarrollo de inestabilidades en el frente de onda.

Estos problemas excluyen su consideración como láser para un reactor comercial de fusión. No obstante, es, por el momento, el láser más versátil desde el punto de vista de investigación del proceso de interacción.

La Tabla VI da un listado de los láseres de neodimio en existencia y en desarrollo en distintos centros de investigación.

<u>País</u>	<u>Laboratorio</u>	<u>Características</u>
URSS	Inst. Lebedev	300 J/0.5nseg 6 1000 J/6 nseg (9 haces, posibilidad expansión a 27 haces) 10 kJ/1 nseg (1976)
FRANCIA	CEA - Limeil Ecole - Polytechnique ⁽¹⁰²⁾	300 J/2 nseg 1 kJ/2 nseg (4-haz) (1976) 10 J/0.1nseg (1976)
INGLATERRA	Lab. Rutherford ⁽¹⁰³⁾	200 J/0.3nseg (1978)
JAPON	Univ. Osaka Univ. Nagoya	? ?
POLONIA	Acad.Ciencias Varsovia	50J/0.1 nseg
ALEMANIA	Garching	50J/5 nseg
U.S.A.	KMS Inc. LEL (Rochester) NRL BMI (Batelle) LASL LLL	200 J/1 nseg 1 kJ/0.5 nseg (4-haz) 250 J/0.9 nseg 1.5 kJ/3.5 nseg ó 900 J/1.5 nseg (12-haz) 500 J/0.35 nseg (4-haz) 2 kJ/1 nseg (2-haz) 1 kJ/0.15 nseg (1977 ?) (8-haz) 10 kJ/0,5 nseg (1978 ?) (~20-haz)

TABLA VI Láseres de neodimio en existencia y desarrollo.⁽²⁵⁾

en el gas previamente ionizado. La separación de la fuente de ionización de la fuente de excitación permite obtener una alta eficiencia de excitación del nivel superior láser. Diseños adecuados de cañones electrónicos de cátodo frío permiten ionizar grandes volúmenes de gas en forma uniforme.⁽¹⁰⁶⁾ Este método es particularmente adecuado para excitación de amplificadores de gran volumen (última etapa), donde la eficiencia del amplificador es un aspecto dominante en la eficiencia total del láser.

El nivel superior láser pertenece al nivel vibracional 00^0_1 de CO_2 . La adición de nitrógeno es importante para aumentar la eficiencia de excitación al nivel 00^0_1 . En efecto, el primer nivel vibracional de N_2 posee una larga vida media, lo que le permite comportarse como un reservorio de energía que se transfiere selectivamente al nivel 00^0_1 de CO_2 , en base a un proceso resonante, en virtud de la pequeña diferencia de energía entre ambos niveles. El nivel superior láser también recibe energía en forma directa, por excitación desde el nivel fundamental.

Por su parte, la adición de helio cumple una doble función:⁽¹⁰⁴⁾ en primer lugar, contribuye a establecer una función de distribución electrónica adecuada para un eficaz proceso de excitación. En el segundo lugar, ayuda a desexcitar colisionalmente el primer nivel vibracional (01^1_0), estableciendo así una rápida transferencia de la población de los niveles inferiores del láser al fundamental, asegurando una eficiente extracción de energía en el caso de pulsos largos.

La vida media del nivel 00^0_1 es del orden de 3×10^{-6} seg a 1 atm y 300 K.⁽¹⁰⁴⁾ Por el contrario, la vida media de los niveles 10^0_0 y 02^0_0 es, por lo menos, un orden de magnitud inferior, lo que establece condiciones adecuadas para la inversión de población y acción láser entre estos niveles, en las bandas centradas en $10,4 \mu\text{m}$ y $9,4 \mu\text{m}$, respectivamente. La acción láser propiamente dicha ocurre entre niveles rotacionales de las transiciones $00^0_1-10^0_0$ y $00^0_1-02^0_0$. En este sentido, debe tenerse en cuenta que la energía almacenada en el nivel vibracional 00^0_1 se distribuye rápidamente (tiempo de termalización ~ 0.16 nseg a 1 atm)⁽⁸⁵⁾ por efecto de colisiones entre los distintos niveles rotacionales asociados al nivel vibracional. Estos niveles constituyen un conjunto discreto de estados de energía rotacional, para presiones del orden de una atmósfera. En condiciones normales, se establece entonces una competición entre las distintas líneas que pueden oscilar, y la acción láser ocurre usualmente en la línea

P(20) a $10.5915 \mu\text{m}$, correspondiente a la transición $00^0_1-10^0_0$. El coeficiente de ganancia para pequeña señal de la línea P(20) es de 0.05 cm^{-1} y la energía de saturación es de $\sim 0.2 \text{ J/cm}^2$, suponiendo de que se dispone de toda la energía almacenada en la inversión ($e_{\text{alm}} \sim 10 \text{ J/litro}$). La sección transversal de emisión estimulada, para la línea P(20), es $\sigma = 1.5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$. Todos estos datos corresponden a una mezcla típica, a 1 atm y 400 K. (85)

Si bien un láser de CO_2 está caracterizado por una eficiencia total del orden de 20-30% en operación continua y operación con pulsos largos, la eficiencia baja considerablemente al acortarse la duración del pulso. La razón de esta diferencia se debe a que para tiempos de extracción muy cortos, el nivel rotacional superior láser se vacía rápidamente, sin que su población pueda ser alimentada apreciablemente desde niveles rotacionales vecinos, como ocurre en el caso de operación continua. La constante del tiempo para extracción de toda la energía contenida en el nivel vibracional superior, a través del nivel rotacional superior láser, es aproximadamente unas quince veces mayor que el tiempo de termalización de los niveles rotacionales (es decir, $\sim 2.4 \text{ nseg}$ a 1 atm). (107) Por tanto, la extracción de energía para pulsos del orden de un nanosegundo ocurre esencialmente en una línea rotacional de una de las dos bandas vibracionales de la inversión y, en consecuencia, la eficiencia de extracción es baja. Para el caso de extracción solamente en la línea P(20), la energía almacenada disponible sería del orden de 0.6 J/litro (es decir, un 10% de la total) y la energía de saturación de 12.5 mJ/cm^2 , para las condiciones indicadas arriba de 1 atm y 400 K. (85)

Una considerable mejora de la eficiencia de extracción se obtendría en base a la amplificación en múltiples líneas rotacionales de las dos bandas vibracionales de la inversión. Experimentos preliminares han sido reportados, (108) en donde se ha obtenido extracción multilínea/multibanda utilizando un absorbente saturable (SF_6) en la cavidad del oscilador, de modo de igualar la ganancia sobre varias transiciones. Se ha obtenido un incremento de 120% en la energía de saturación (sobre el valor de una sola línea), para pulsos de 1.1 nseg y presiones de 600 Torr.

Otra mejora puede obtenerse aumentando la presión de la mezcla, de modo de aumentar el ancho de la línea por efectos colisionales. En este sentido, se estima que una presión de 3 atm sería un compromiso aceptable entre eficiencia de almacenamiento y eficiencia de extracción. (85)

Actualmente, la eficiencia típica reportada de un láser de CO_2 de alta potencia (300J/1.5 nseg) es de 1.5%.⁽¹⁰⁷⁾ Se espera que con las mejoras indicadas para el proceso de extracción, será posible alcanzar eficiencias en el límite de 5 a 7%, para pulsos del orden del nanosegundo.

La Fig.29 ilustra esquemáticamente un láser de CO_2 de 300J y 1.5 nseg⁽¹⁰⁷⁾

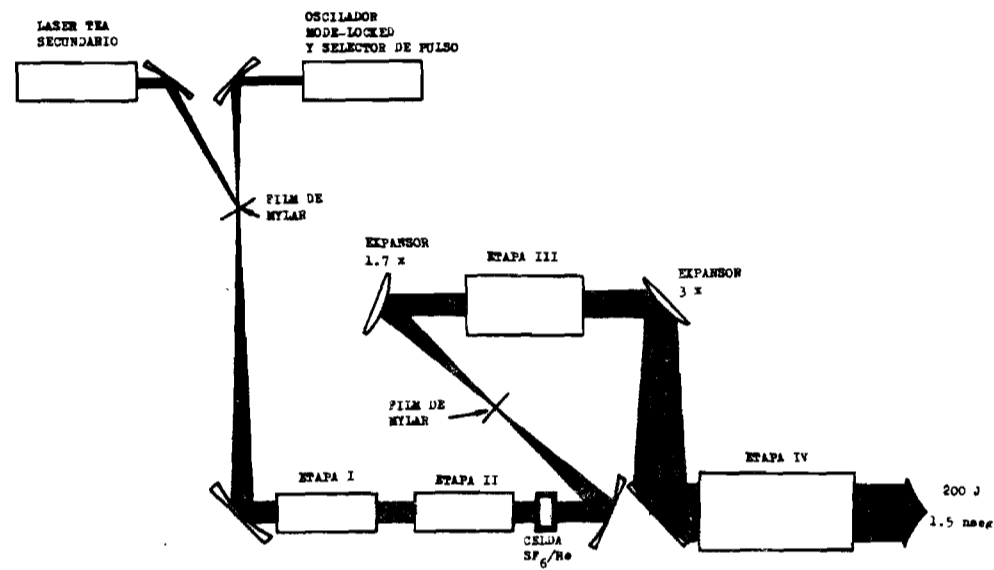


FIG. 29. Esquema de un láser de CO_2 de alta energía⁽¹⁰⁷⁾.

Ventajas del láser CO₂

- Posibilidad de alcanzar una eficiencia marginalmente adecuada para un reactor comercial de fusión
- costo razonable (~ 0.1 MDlr/kJ)⁽¹⁰⁹⁾ comparado con neodimio
- posibilidad de alta potencia media

Desventajas del láser CO₂

- longitud de onda inadecuada
- problema de aislación entre etapas no resuelto totalmente al momento
- frecuencia del láser no es convertible a sus armónicas en base a la tecnología actual

La Tabla VII presenta datos sobre láseres de CO₂ en existencia y en desarrollo en distintos centros de investigación.

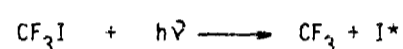
PAIS	LABORATORIO	DESCRIPCION
Inglaterra	Baldock Culham	2 kJ/ 40-50 μ seg 1 kJ/pulso largo (μ seg)
Polonia ⁽¹¹⁰⁾	Acad. Ciencias Varsovia	25 J/1 nseg 100J/60 nseg
Francia ⁽¹⁰²⁾	Ecole - Polytechnique	60 J/40 nseg 10 J/ 1 nseg
Canadá	NRC	20 J/ 1 nseg
Israel	Univ. de Tel Aviv	?
URSS	Inst. Lebedev	100 J/ 1 nseg (actual) 1 kJ/1 nseg (fecha?)
U.S.A.	LLL LASL	50 J/1 nseg 1 kJ/1 nseg 10 kJ/1 nseg (1977 ?) 100 kJ/1 nseg (1981 ?)

TABLA VII: Láseres de CO₂ en existencia y en desarrollo ⁽²⁵⁾.

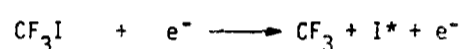
c) Láser de Yodo

El láser de yodo opera en la transición $5^2P_{1/2} - 5^2P_{3/2}$ de yodo atómico, en la longitud de onda de $1.315 \mu\text{m}$. La vida media radiativa del nivel superior es larga (0.13 seg) lo que asegura un alto almacenamiento de energía y la posibilidad de alta energía por pulso.

Los átomos de yodo y su excitación al nivel electrónico $5^2P_{1/2}$ resultan de un proceso de disociación fotolítica de trifluoro metílico de yodo (CF_3I), o bien, alternativamente, de otros compuestos orgánicos de yodo, tal como $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$. Dado que la molécula de CF_3I absorbe aproximadamente en la banda de $2500-3100 \text{ \AA}$ ($h\nu \sim 4.7 \text{ eV}$), en tanto que la energía de disociación es del orden de 2.5 eV , el exceso de energía se canaliza en una eficiente excitación selectiva del nivel superior láser. Si designamos con I^* a un átomo de yodo excitado al nivel $5^2P_{1/2}$, el proceso de fotólisis puede escribirse:



Alternativamente, ha sido demostrada recientemente la posibilidad de disociación y excitación por impacto electrónico en una descarga eléctrica.⁽⁹⁷⁾ En este caso:



Los productos de reacción participan en una serie de reacciones químicas secundarias, las que dan por resultado la formación de C_2F_6 (dimerización), CF_3I (recombinación) y I_2 . Por consiguiente, las concentraciones de I y I^* varían durante el proceso de excitación, aunque se ha observado que, en condiciones adecuadas, las reacciones químicas secundarias no son un obstáculo para obtener un alto almacenamiento de energía en el nivel excitado.⁽⁸⁶⁾ Los productos secundarios de reacción deben ser eliminados luego de cada disparo.

Uno de los problemas asociados al método clásico de fotólisis en base a lámpara flash de Xenón, consiste en que tan sólo un 2% de la energía eléctrica entregada al tubo es emitida en la banda de absorción de CF_3I .⁽⁹⁶⁾ Por lo tanto, la eficiencia de excitación es extremadamente baja y es responsable de la baja eficiencia total del láser (0.2-0.5%). En este sentido, es de interés la reciente demostración de operación de un láser de yodo por parte de investigadores del Laboratorio de Lawrence Livermore,⁽⁹⁶⁾ utilizando

la fluorescencia de XeBr excitado por un haz electrónico, para producir la fotólisis de CF_3I . Se ha observado que un 11% de la energía entregada a XeBr se emite como fluorescencia en la banda de absorción de CF_3I , lo que permitiría aumentar apreciablemente la eficiencia del láser. Alternativamente, la disociación-excitación por colisiones electrónicas indicada anteriormente, representa otro camino potencialmente atractivo para incrementar la eficiencia del láser de yodo a valores de interés para un reactor de fusión.

El esquema de niveles de yodo atómico correspondiente a la transición láser está indicado en la Fig.30.

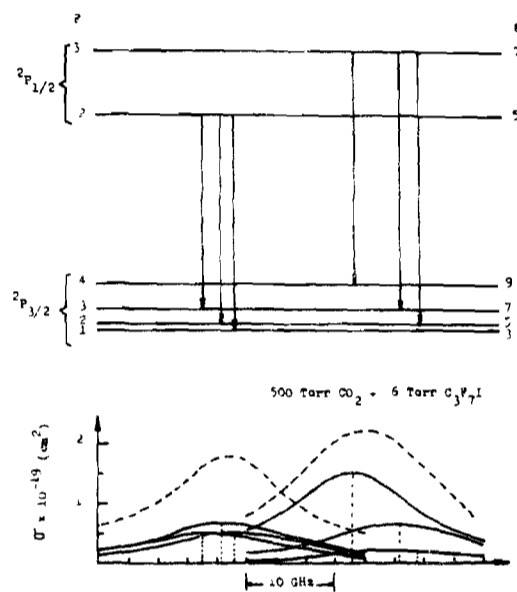


FIG. 30. Esquema parcial de niveles de energía del láser de Yodo y secciones transversales de emisión estimulada ⁽¹¹¹⁾.

Puede observarse que los niveles poseen una estructura hiperfina, la que da lugar a seis transiciones. Bajo ciertas condiciones, esta estructura limita la eficiencia de extracción de energía. ⁽¹¹¹⁾ En condiciones normales de operación de un amplificador, se produce un ensanchamiento colisional que determina la superposición de niveles y mejora la eficiencia de extracción, a valores del orden de 66%, como máximo.

Otro de los problemas asociados al láser de yodo es su alta sección transversal de emisión estimulada asociada a la transición $5^2P_{1/2}-5^2P_{3/2}$. Un valor típico es $\sigma = 6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ para CF_3I puro, a una presión de 20 Torr.⁽¹¹²⁾ En consecuencia, la ganancia a pequeña señal es elevada y resultan oscilaciones parásitas que drenan la energía almacenada. La solución a este problema es disminuir σ en base a la adición de un gas auxiliar que produzca un adecuado ensanchamiento de la línea asociada de transición láser, sin producir la desactivación colisional del nivel $5^2P_{1/2}$. Actualmente, se utilizan mezclas de $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ con argón o CO_2 . De esta manera, es posible obtener valores $\sigma \sim 3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ ⁽⁸⁶⁾, adecuados para operación de un amplificador. Se ha verificado que con una mezcla de $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ y CO_2 a presiones parciales de 6 y 400 Torr respectivamente, se alcanza un coeficiente de ganancia para pequeña señal $\sigma_0 \sim 0.01 \text{ cm}^{-1}$, el que es adecuado para operación de un amplificador de alta energía.⁽¹¹¹⁾ En estas condiciones, la inversión es del orden de $n_0 \approx 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Con los datos precedentes, se calcula un almacenamiento de energía $e_{\text{alm}} \sim 5 \text{ J/litro}$ y una energía de saturación $E_s \sim 0.5 \text{ J/cm}^2$. Estos valores son típicos para operación de un amplificador de 1 kJ de salida (Asterix III del IPP). En principio, sería posible obtener una mayor capacidad de almacenamiento en base a una reducción aún mayor de la sección transversal de emisión estimulada. Valores de $\sigma \sim 8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ han sido obtenidos utilizando un ensanchamiento de la línea de emisión en base a un campo magnético inhomogéneo de 14 kG, y valores de $\sigma \sim 10^{-20} \text{ cm}^2$ se calculan para campos de 150kG.⁽¹¹²⁾

La vida media del nivel superior láser está determinada por desactivación colisional, y es del orden de 10^{-3} seg . No obstante, la disociación/excitación debe producirse en tiempos inferiores a $15 \mu\text{seg}$, para evitar efectos de evaporación de material condensado sobre las paredes, lo que produce ondas de choque que alteran la homogeneidad óptica del medio activo.⁽¹¹¹⁾

De acuerdo a la experiencia actual, la eficiencia total del láser es del orden de 0.2%, en el caso de fotólisis con lámpara flash de Xe.⁽¹¹¹⁾

La Fig.31 representa esquemáticamente un láser de yodo de 1 kJ/1 nseg, en desarrollo en el Instituto Max-Planck, de Garching. Este láser produce actualmente 300 J/1 nseg.

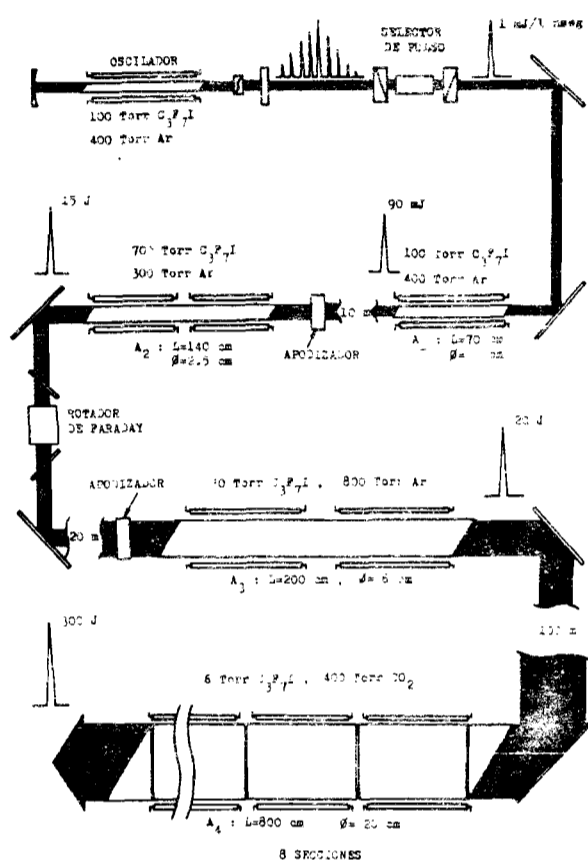


FIG. 31. Láser de Yodo de 1 kJ/1 nseg (134).

Ventajas del láser de yodo

- medio activo gaseoso, con posibilidades de alta potencia media
- posibilidad de desarrollar pulsos ultracortos de alta energía
- frecuencia de emisión convertible a sus armónicas
- costo típico de un láser gaseoso
- alta eficiencia de extracción de energía

Desventajas del láser de yodo

- baja eficiencia eléctrica; nuevos métodos de excitación podrían, no obstante, mejorar la eficiencia a niveles de interés para fusión. La factibilidad de esta alternativa debe ser demostrada a nivel de grandes amplificadores.

Se presentan a continuación algunos de los láseres de yodo en existencia y en desarrollo.

PAIS	LABORATORIO	CARACTERISTICAS
URSS ⁽¹¹⁰⁾	Lebedev	700 J/1.5 nseg
Alemania ⁽¹¹¹⁾	Garching	300 J/1 nseg(actual) 1 kJ/1 nseg (en desarrollo)

TABLA VIII: Láseres de Yodo existentes y en desarrollo

3.2.2.2. Láseres en Desarrollo

a) Láser de Xenón

Este láser opera en una transición electrónica de la molécula de xenón, cuyo nivel inferior es el fundamental molecular, el cual es repulsivo. Esto significa que la molécula sólo existe en el estado excitado (excímero) y se disocia al producirse la transición láser. Debido a la naturaleza no cuantificada del nivel inferior, la radiación es emitida en una banda continua, aproximadamente a 1730 Å y cuyo ancho depende de la presión del gas.

La Fig.32 ilustra el diagrama de niveles del láser de xenón.

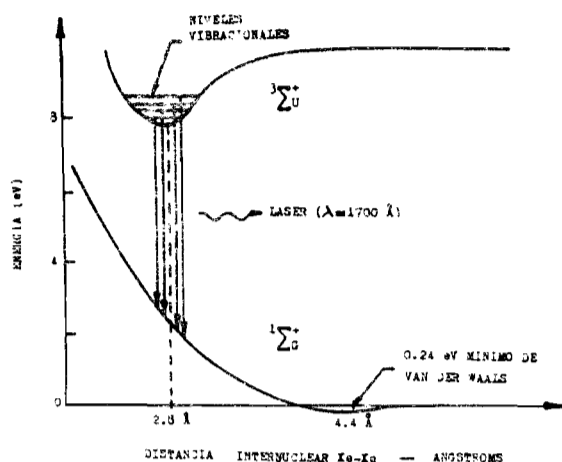
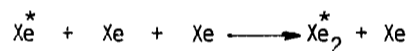
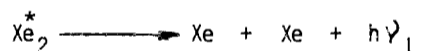


FIG. 32. Esquema parcial de niveles de energía del láser de Xenón.

La formación de moléculas excitadas en el nivel láser superior, que indicaremos Xe_2^* , se logra en base a la excitación de átomos de xenón con un haz electrónico relativístico ($\sim 1\text{MeV}$). El actual mecanismo de formación de Xe_2^* es complejo⁽¹¹³⁾, pudiendo ocurrir numerosas reacciones, muchas de las cuales dan lugar a la formación de átomos excitados, Xe^* . La molécula de Xe_2^* se forma al colisionar inelásticamente dos átomos de xenón con un átomo excitado de acuerdo a la reacción:



La acción láser puede representarse:



La información existente sobre el medio activo es todavía fragmentaria como para poder evaluar correctamente la performance de amplificadores de gran energía.

Dado que la vida media del nivel excitado es muy corta (vida radiativa $\sim 10^{-8}\text{seg}$), es necesario trabajar con presiones elevadas a fin de obtener

una inversión de población significativa. Para estas altas presiones, la penetración del haz electrónico es solamente de algunos milímetros, lo que dificulta la obtención de un adecuado perfil de inversión. La máxima inversión está limitada por la destrucción de las moléculas de Xe_2^* por colisiones mutuas ionizantes. En este sentido, se calcula que la máxima inversión que puede producirse eficientemente es de $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, lo que determina un almacenamiento de energía del orden de 600 J/litro. ⁽¹¹³⁾

Un valor representativo de la sección transversal efectiva de emisión estimulada es $\sigma \sim 3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$. ⁽¹¹³⁾ Esto nos permite calcular una energía de saturación $E_s \sim h\nu/\sigma = 0.4 \text{ J/cm}^2$ y un coeficiente de ganancia para pequeña señal $\alpha_0 \sim 1.5 \text{ cm}^{-1}$ para las condiciones indicadas.

En vista de la alta ganancia, el diseño de un amplificador está condicionado por la tendencia del láser a operación super-radiante, y sería necesario utilizar largos canales de pequeña sección transversal. ⁽¹¹⁴⁾

Al presente, los pulsos obtenidos tienen una duración del orden de 10-20 nseg. Los pulsos podrían reducirse en base a mode locking. Si bien no se ha experimentado el mode locking del láser de Xenón, sería posible utilizar como oscilador un láser de rubí mode locked, cuya cuarta armónica (1737 Å) cae dentro de la banda de emisión de la molécula de xenón. Esto permitiría estudiar el comportamiento de amplificadores, a fin de determinar sus características de extracción en tiempos ultracortos.

Al momento, se ha obtenido una máxima energía de 8 joules, en un pulso de 20 nseg, en los Laboratorios Maxwell de U.S.A., con una eficiencia del 2%.

El láser de xenón forma parte de la familia de láseres de excímeros de gases nobles. Otros miembros de esta familia son el láser de kriptón molecular (Kr_2^*), que emite alrededor de 1500 Å, y el láser de argón molecular (Ar_2^*) que emite en 1261 Å. Estos láseres no han sido estudiados tan extensivamente como el láser de xenón.

Ventajas del láser de Xenón

- alta eficiencia potencial
- longitud de onda favorable para la interacción

- posibilidad de alta potencia media
- alta densidad de almacenamiento de energía

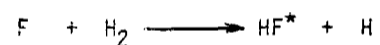
Desventajas del láser de Xenón

- falta de óptica adecuada para 1730 Å
- transferencia de energía de excitación en tiempos inferiores a ~30nseg lo que representa una severa exigencia tecnológica
- potencialmente, pobre calidad del haz⁽¹¹⁴⁾

b) Láser Químico de HF

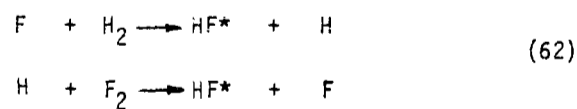
Los láseres químicos poseen una alta capacidad de almacenamiento de energía, lo que los hace potencialmente interesantes desde el punto de vista de fusión nuclear. En particular, el láser de HF es el que ha recibido mayor atención al respecto y es objeto de extensiva investigación de algunos laboratorios, tales como Sandia y Los Alamos.

El medio activo en este láser es la molécula de HF y la inversión se produce como resultado de una reacción química exotérmica, del tipo:

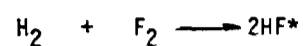


La acción láser ocurre entre niveles vibro-rotacionales asociados al nivel fundamental molecular, entre las longitudes de onda de 2.7 y 3.5 μm.

Existen distintos tipos de láseres químicos de HF pulsados.⁽¹¹⁵⁾ El de mayor interés para fusión es el denominado láser de reacción en cadena, por su potencial de producir una gran inversión de población en forma breve y eficiente, lo que permitiría extraer pulsos cortos de gran energía. En su versión más simple, este láser utiliza una mezcla estequiométrica (1:1) de H₂ y F₂. Esta mezcla es excitada inicialmente en forma eléctrica, de manera de producir reacciones de disociación, obteniéndose H y F. A continuación, se producen reacciones químicas en cadena, del tipo:

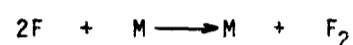


lo que es equivalente a:



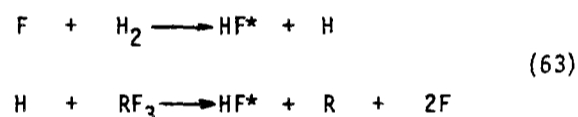
Las que producen la inversión de población y la subsiguiente acción láser.

Reacciones de este tipo permitirían obtener, en principio, inversiones del orden de 6000 J/litro a 1 atmósfera.⁽¹¹⁶⁾ No obstante, operación a alta densidad no es conveniente, debido al aumento del número de colisiones de tres partículas, del tipo:



que llevan a la eliminación de los radicales que intervienen en las reacciones de excitación y disminuyen, por lo tanto, la velocidad del proceso de inversión.

Por otra parte, procesos de desactivación colisional reducen considerablemente la posibilidad de alcanzar una alta inversión. En este sentido, sería posible acelerar la reacción en base a la ramificación de la cadena, de acuerdo a reacciones del tipo:



Este tipo de reacciones ramificadas permitiría obtener una rápida liberación de energía química y el establecimiento de la inversión en un tiempo corto, minimizando los efectos de la desactivación colisional.

La energía eléctrica requerida para un láser químico de reacción en cadena es solamente la necesaria para iniciar la reacción, dado que el resto de energía de excitación la provee el mismo combustible químico. Por tanto, la energía del pulso láser puede ser varias veces mayor que la energía eléctrica de ignición de la reacción, lo que determina que la eficiencia "eléctrica" del láser sea superior al 100%. Se define, en adición, la eficiencia química, como la relación entre la energía del pulso láser a la energía química liberada en la reacción.

Si bien la eficiencia eléctrica del láser en sí es mayor del 100%, debe tenerse en cuenta la energía eléctrica necesaria para reciclar el HF y obtener nuevamente H_2 y F_2 . Se estima que teniendo en cuenta este consumo, la eficiencia eléctrica total del sistema láser químico-planta de reciclaje sería del orden de 10%, para un láser de HF de 1 MJ de energía por pulso. (116)

Al momento, se ha obtenido una energía de 4.5 kJ en un pulso de 25 nseg (110)(117) en base a un láser de HF del tipo descrito, en el laboratorio Sandia de U.S.A. La ignición de la reacción se produce en base a un haz electrónico, en una mezcla a una presión del orden de una atmósfera. Este pulso es muy largo todavía para aplicaciones en fusión nuclear. No obstante la alta eficiencia de este láser ($\eta_{\text{eléctrica}} \sim 200\%$ $\eta_{\text{química}} \sim 10\%$) y la posibilidad de escalar energía a valores superiores a 100 kJ son suficientemente atractivos como para encarar vigorosamente su desarrollo como láser para fusión nuclear. En este sentido, es prioritario el acortamiento del pulso a valores del orden de nanosegundo. Recientemente, se ha conseguido aislar electro-ópticamente un pulso de un oscilador de HF de 4 nseg y extraer en forma completa toda la energía de un sistema amplificador, en el Laboratorio de Los Alamos (U.S.A.) (118)

c) Láser de Oxígeno

Dentro de los elementos potenciales interesantes como medio activo para el desarrollo de láseres de alta energía para fusión, están los elementos

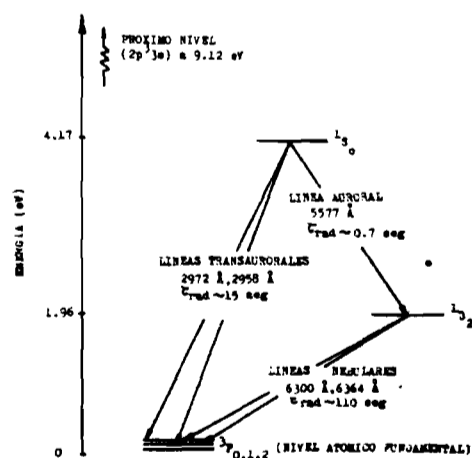


FIG. 33. Niveles de energía relevantes de la acción láser en oxígeno atómico.

del sexto grupo: oxígeno, azufre, selenio y telurio. En particular, oxígeno atómico es uno de los candidatos más atractivos y es el elemento que ha recibido mayor atención recientemente. (119)

El diagrama de niveles de energía del láser de oxígeno está indicado en la Fig. 33.

La línea de interés, a 5577 Å, corresponde a la transición $1S_0 - 1D_2$, que da lugar a la línea verde, característica de la aurora boreal (línea auroral). Tanto el nivel superior como el inferior son metaestables. En tanto que el nivel superior es altamente resistente a desactivación colisional en presencia de numerosos gases (He, Ar, Xe, N₂), el nivel inferior decae rápidamente en las mismas condiciones, lo que permitiría mantener una inversión entre los dos niveles por un tiempo del orden de 8×10^{-4} seg. (119) Esto da lugar a la posibilidad de un alto almacenamiento de energía. En particular, dado que la energía se almacena en un único nivel atómico, sería posible obtener una alta eficiencia de extracción, en tiempos del orden del picosegundo. Al mismo tiempo, la eficiencia cuántica del sistema atómico (energía fotón láser/energía excitación nivel superior láser) es alta (53%), lo que sugiere una alta eficiencia total del láser. Estimaciones preliminares indican una posible eficiencia de 5%. (116)

Cálculos preliminares indican también que este sistema permitiría almacenar energías de algunos joules por litro ($\sim 2-5$ J/l). (116)(119) Estos resultados son sensibles al método de obtención del oxígeno atómico excitado, O(1S), y de la facilidad con que ciertos elementos desactivadores del nivel excitado (NO, H₂O, por ejemplo) puedan ser eliminados o evitados.

La sección transversal de emisión estimulada es del orden de 9×10^{-20} cm² y la energía de saturación es $E_s \sim 4$ J/cm². (119) Para las condiciones indicadas, se tendría un pequeño coeficiente de ganancia a baja señal ($\alpha_0 \sim 0.001$ cm⁻¹), lo cual, si bien es de interés desde el punto de vista de grandes amplificadores, exige la construcción de osciladores de considerable longitud a fin de verificar la oscilación de la línea de 5577 Å. Las complicaciones técnicas asociadas a este desarrollo han demorado la demostración de la factibilidad de acción láser en oxígeno atómico.

Un problema de consideración asociado al láser de oxígeno es la producción de oxígeno atómico excitado. Al momento, prevalece la idea de obtener

$O(^1S_0)$ en base a la fotólisis de N_2O , utilizando radiación de Kr_2 en el ultravioleta de vacío, producido como resultado de excitación con un haz electrónico. (50, p.450) (119)

Quedan numerosas incógnitas con respecto a este láser. No obstante, las perspectivas al momento son muy atractivas.

d) Láser de Excímeros de Oxígeno-Gases Raros (50)

Si bien oxígeno atómico es un candidato potencial como medio activo para láseres de alta energía y potencia, también resulta de interés en combinación con gases nobles, bajo la forma de excímeros del tipo ArO , KrO y XeO . Estas moléculas, igualmente que en el caso de los gases nobles, sólo existen en el estado excitado.

El desarrollo de este tipo de láseres podría resultar tecnológicamente más sencillo que el láser de oxígeno atómico. (50)

La formación de excímeros de gas noble-oxígeno se produce al excitar con un haz electrónico relativístico una mezcla del gas con pequeñas proporciones ($\sim 1:10^4$) de compuestos de oxígeno. Como resultado, átomos de oxígeno excitados al nivel 1S_0 se combinan con átomos de gas noble, formando los excímeros. En estas condiciones, la vida media del nivel superior láser se acorta considerablemente, lo que dificulta alcanzar un alto almacenamiento de energía y exige trabajar a altas presiones. El proceso de emisión es la versión molecular de la transición $^1S_0 - ^1D_2$ de oxígeno atómico. En los casos ArO y KrO , la emisión ocurre a 5576 y 5578 Å respectivamente. En el caso de XeO , existen diferentes bandas de emisión entre 5400 y 5500 Å.

En los tres casos ha sido posible lograr oscilación láser y la determinación de constantes atómicas relevantes del sistema.

Tomando KrO como un representante adecuado, pueden consignarse los siguientes datos: (50)

longitud de onda de emisión: 5578 Å
presión de operación gas noble: 27 atm
presión oxígeno: 5 Torr
sección transversal emisión estimulada: $2.7 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
energía de saturación: 1.3 J/cm²
almacenamiento de energía: 8.4 J/litro⁻¹
coef. ganancia pequeña señal: 0.0065 cm⁻¹
vida media inversión: 8×10^{-9} seg
duración del pulso: 100 nseg
energía del pulso: 10 mJ
eficiencia láser: 0,4%

Si bien queda por demostrar la posibilidad de mejorar la eficiencia del sistema y de acortar la duración del pulso, los resultados obtenidos indican que excímeros de este tipo son de gran interés como potenciales candidatos para un láser de fusión nuclear.

Láser	Long.Onda (μ m)	Duración Pulsos (seg)	Eficiencia total (%)	Almacenamiento de energía (joules/litro)	Coefficiente Ganancia pe queña seña (cm^{-1})	Sección transv. emisión estimul (cm^2)	Vida media inver sión (seg)	Energía satura ción (J/cm^2)	Performan ce típica actual	Observaciones
Vidrio Nd	1.06	$\geq 10^{-12}$	0.2	600	0.08	3×10^{-20}	3×10^{-4}	3	1kJ/0.1nseg	---
CO ₂	10.6	$\geq 10^{-10}$	5-7	~ 10	~ 0.05 P(20)	1.5×10^{-18} P(20)	$\geq 10^{-6}$	0.2 todas las líneas	1kJ/1 nseg	a 1 atmósfera
Yodo	1.31	$\geq 10^{-10}$	0.2	~ 5	~ 0.01 con CO ₂	$\sim 3 \times 10^{-19}$ con CO ₂	$\sim 10^{-3}$	0.5	300J/1nseg	---
Xenón	0.173	$\geq 10^{-10}$	> 10	600	1.5	3×10^{-18} valor efectivo	$\sim 10^{-8}$	0.4	10J/20nseg	---
Oxígeno	0.5577	$\geq 10^{-10}$	5	~ 5	~ 0.001	$\sim 9 \times 10^{-20}$	8×10^{-4}	4	---	---
KrO	0.557	$\geq 10^{-10}$	5(?)	8	0.0065	2.7×10^{-19}	8×10^{-5}	1.3	10mJ/100nseg	a 27 atmósfe ras
HF	2.6-3.6	$\geq 10^{-9}$ (?)	> 10	5000	---	---	--	--	4.5kJ/25nseg	--
Ideal	0.3-0.6 (*)	$\sim 10^{-10}$	> 10 (*)	100-1000	~ 0.01	$\sim 10^{-20}$	$> 10^{-6}$	< 10	$\frac{6}{10}$ J/0.1nseg	---

(*) Ver NOTA 1 en APENDICE

TABLA IX: Cuadro comparativo de características de láseres de interés para fusión nuclear

La Tabla IX consigna la característica de los láseres que se han disc
cutido en esta sección.

3.3. REACTORES CONCEPTUALES DE FUSION NUCLEAR DE CONFINAMIENTO INERCIAL Y CALENTAMIENTO POR LASER

3.3.1. Sistemas Componentes del Reactor

El desarrollo de reactores de fusión en base a láseres está todavía en una etapa preliminar de estudio. No obstante, es posible identificar claramente algunos problemas críticos del desarrollo, asociados a distintos sistemas componentes del reactor. Tales son, por ejemplo: ⁽¹²⁰⁾

- cómo introducir la radiación láser en la cámara de reacción.
- cómo producir económicamente e introducir las pastillas combustibles en la cámara de reacción, asegurando condiciones adecuadas de iluminación del blanco móvil; esto requiere un sistema de control de la posición de la pastilla de alta precisión, sincronizado con el disparo del láser.
- cómo diseñar la cámara de reacción, de modo que la pared de la misma pueda soportar prolongadamente el efecto del intenso flujo radiativo y de partículas (neutrones y partículas cargadas) resultantes de la microexplosión.

Estos problemas y otros, asociados a aspectos estrictamente ingenieriles del desarrollo, han comenzado a recibir atención, e incluso, se han presentado diseños conceptuales de reactores de fusión de este tipo. ⁽⁹⁴⁾

En esta sección, se discutirán en términos generales los distintos sistemas componentes de un reactor de fusión de confinamiento inercial y calentamiento por láser, identificando los principales problemas a resolver en cada caso e indicando alguna de las soluciones propuestas.

Los sistemas asociados a un reactor de este tipo están indicados esquemáticamente en la Fig.34.

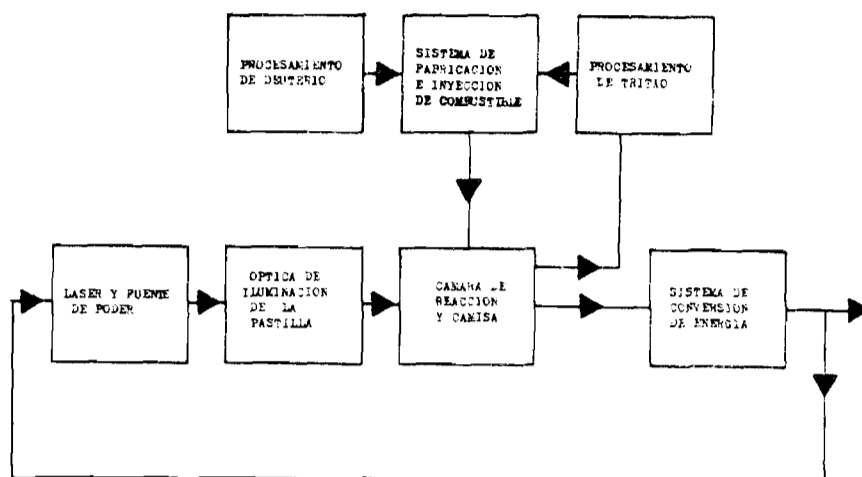


FIG. 34. Sistemas componentes de un reactor de fusión de confinamiento inercial y calentamiento con láser.

3.3.1.1. Láser y Fuente de Poder Láser

Considerando el láser como sistema componente, el mismo debe satisfacer los siguientes requisitos:

- bajo costo de construcción y de mantenimiento
- larga vida media
- alta potencia media

Como se indicará en la sección 3.2.1.2.c, los tres requisitos sugieren la conveniencia de un láser gaseoso con excitación eléctrica.

Dado que el costo del láser y de su fuente de poder representarán un porcentaje apreciable del costo capital del reactor, será deseable operar el láser con una alta frecuencia de repetición y, eventualmente, sirviendo diferentes cámaras de reacción alternativamente, en base a un mecanismo de deflexión rápida de los haces de salida de las distintas cadenas amplificadoras.⁽⁹⁴⁾

La óptima frecuencia de repetición de disparos, y por lo tanto la potencia media del reactor, estará determinada presumiblemente por un compromiso basado en las siguientes consideraciones:⁽⁹⁵⁾

- vida del láser y/o del banco de capacitores de la fuente de poder
- capacidad de refrigeración del láser y componentes ópticos
- tiempo requerido para evacuar la cámara (o cámaras) del reactor entre explosiones
- costo de la cámara de reacción en función de la potencia media producida.

Los dos primeros puntos están directamente relacionados con el láser a utilizar, y serán discutidos a continuación.

Si se estima la vida útil del reactor en 25 años y asumiendo que el láser debe operar durante ese período a un ritmo de 50 pps, se totalizaría un número de 4×10^{10} pulsos. Si bien la vida útil de los capacitores actuales es del orden $N_0 \sim 10^6$ pulsos, es posible extender este límite operando a una tensión V , inferior a la tensión máxima V_0 del capacitor. La experiencia actual sugiere una dependencia:⁽⁴⁵⁾

$$N \sim N_0 (V_0/V)^6$$

De este modo, incrementando la capacidad de la fuente de poder del láser y operando con una tensión reducida, sería posible alcanzar una vida de acuerdo a las expectativas del sistema. Presumiblemente, igual criterio de sobredimensionamiento deba aplicarse para los restantes componentes críticos del láser y de su fuente de poder.

Tanto el láser como los componentes ópticos deberán estar provistos de adecuada refrigeración. Tal como se indicara en la sección 3.2.1.2.c, un láser de 10% de eficiencia con 10 cadenas amplificadoras que entrega una energía total de 1MJ a un ritmo de 50 pps, requiere una capacidad de disipación total de 450MW. Esto significa que a fin de evitar un desmesurado aumento de la temperatura del medio activo láser, será necesario circular el gas a alta velocidad. En el caso de disipación convectiva, el flujo de gas F (m^3/seg) está dado por:

$$F = P_{dis} / \rho c_p \Delta T \quad (64)$$

donde P_{dis} es la potencia disipada, ρ es la densidad del gas, c_p es el calor específico y ΔT es el máximo incremento de temperatura permisible.

La velocidad de flujo de gas, v (m/seg), se puede escribir:

$$v = F x/V \quad (65)$$

donde x es la longitud del canal del amplificador en la dirección de movimiento del gas y V es el volumen del amplificador.

Si se toma como orden de magnitud para posibles medios activos gaseosos $c_p \sim 1$ joule/g °C y $\rho \sim 10^{-3}$ g/cm³ (presión atmosférica) y fijamos en 100 °C el máximo incremento de temperatura permisible, es posible calcular el flujo de gas necesario para disipar $P_{dis} = 45$ MW en cada uno de los amplificadores finales:

$$F = 450 \text{ m}^3/\text{seg}$$

Asumiendo un volumen típico de 1 m³ para cada amplificador final y una longitud transversal característica de $x=0.5$ m, la velocidad de inyección del gas es:

$$v = 225 \text{ m/seg} \approx 800 \text{ km/h}$$

Teniendo en cuenta las diez cadenas amplificadoras, el flujo total de circulación del láser sería de 4500 m³/seg, de acuerdo al ejemplo considerado. Si bien estas cifras son solamente representativas de orden de magnitud, ilustran adecuadamente el hecho de que la disipación de energía térmica del láser no es un problema trivial, que exigirá recurrir a láseres de tipo gasdinámico⁽¹²¹⁾ en donde el gas se mueve a alta velocidad en un circuito cerrado provisto de intercambiadores de calor e impulsado por una adecuada bomba de circulación o compresor. De acuerdo a las características del canal y a la presión del gas, es posible alcanzar altas velocidades subsónicas y aún velocidades supersónicas en la sección de excitación eléctrica, para este tipo de láseres. Por tanto, si bien a costa de considerable sofisticación, existe una tecnología adecuada que permitiría resolver satisfactoriamente el problema de disipación térmica del láser y hace suponer que este no será un problema que limite la potencia media del reactor.

3.3.1.2. Óptica de Iluminación de la Pastilla Combustible

En este caso, los principales problemas son:

- desarrollo de un sistema de guía de la radiación proveniente de las diferentes cadenas amplificadoras, desde la salida del amplificador final hasta la pastilla combustible.
- impedir que los productos de la microexplosión, tales como neutrones y radiación (X, γ), puedan escapar a través del sistema óptico de iluminación y dañar el láser, o bien crear un riesgo ambiental.
- evitar el desenfoco de la radiación al atravesar la atmósfera de la cámara de reacción.
- proveer un adecuado mecanismo de deflexión de la radiación, en caso de iluminar alternativamente varias cámaras de reacción utilizando un solo láser.

Se prevé que la radiación láser se propagará a través de tubos evacuados, que conectarán la cámara de reacción con el láser. Deberá utilizarse una óptica adecuada a fin de compensar las diferencias en la longitud de los tubos de transporte y deberá evitarse utilizar un camino óptico directo entre el láser y la pastilla, a fin de evitar la fuga de radiación y neutrones resultantes de la microexplosión. En este sentido, se prevé utilizar caminos ópticos de tipo zigzagante, en base a una óptica adecuada.⁽⁹⁴⁾

Otro problema de consideración está asociado a la posibilidad de desenfoco de la radiación láser al atravesar la atmósfera de la cámara de reacción. En este sentido, se ha indicado que para ciertas longitudes de onda, sería posible una reducción de la energía incidente en la pastilla de hasta 80%, para presiones de 1 Torr en la cámara. A fin de evitar este problema, será necesario mantener una presión convenientemente baja en la cámara de reacción.

Algunas consideraciones y detalles del mecanismo de "switching" o deflexión del haz láser han sido presentadas por Williams et al,⁽⁹⁹⁾ en base a un sistema rotante de espejos. Este sistema permitiría controlar alternativamente 24 cámaras de reacción, cada una de las cuales tendría una frecuencia de repetición de 1.2 pps. Un solo láser controlaría el reactor, a un ritmo de disparo de 29 pps.

3.3.1.3. Sistema de Fabricación e Inyección de Combustible

Los principales problemas pueden identificarse como sigue:

- desarrollo de una técnica de construcción de pastillas económicamente atractiva.
- desarrollo de un sistema de aceleración y guiado de las pastillas, que permita alcanzar una alta potencia media del reactor y asegure un preciso posicionamiento en el instante del disparo del láser, de modo de obtener una iluminación uniforme sobre la superficie del blanco.

En el primer caso, debe notarse que si la ganancia de la pastilla es típicamente ~ 100 y la energía del láser es $\sim 10^6$ joules por pulso, la energía eléctrica útil sería del orden de 3×10^7 joules/pulso ≈ 10 kW-h/pulso. Asumiendo un costo de energía de 10 mill/kW-h, la energía útil producida por pulso representaría solamente unos 10 centavos de dólar. Por lo tanto, a fin de que el sistema resulte económicamente atractivo, el costo de cada pastilla combustible debería ser del orden de 1 centavo, o aún menor.

En vista de que no ha sido establecido el tipo de pastilla combustible a utilizar, no es factible evaluar costos al momento. En principio, la mayor parte de los estudios realizados sobre este punto asume la utilización de esferas de D-T solidificadas en base a un proceso criogénico, para las cuales existe cierta experiencia de producción.⁽⁹⁵⁾ Este sería el caso más simple y, presumiblemente, uno de los más económicos. De utilizarse esferas huecas y, eventualmente, de estructura compleja, el problema técnico y económico sería considerablemente más crítico.

Este es un aspecto de gran importancia, que queda como un interrogante por el momento.

Las pastillas deberán ser introducidas en la cámara de reacción de manera de impedir que el sistema eyector quede expuesto a los efectos de radiación o bombardeo neutrónico resultante de la microexplosión. Presumiblemente, deberá utilizarse algún sistema de obturación que abra en forma sincronizada con el pasaje de la pastilla. Por otra parte, el combustible deberá inyectarse a alta velocidad, la cual estará determinada esencialmente

por la frecuencia de repetición de explosiones y el tiempo necesario para restablecer las condiciones iniciales, luego de cada explosión. Por ejemplo, para una cámara de un metro de radio y 10pps, se estima necesaria una velocidad del orden de 100 m/seg.⁽¹²²⁾

Estas velocidades exigirán, presumiblemente, un sistema de aceleración electrostático. Para pastillas de 1 mm de diámetro y velocidades de 10^3 m/seg, se estima que serán necesarios aceleradores del orden del megavolt.⁽⁹⁵⁾ En adición, a fin de asegurar una iluminación uniforme, la pastilla deberá posicionarse en el punto central, en forma sincronizada con el disparo del láser. El error de posicionamiento lateral deber ser apreciablemente menor que el radio de la pastilla; si asumimos el máximo error tolerable en 10^{-4} m, la desviación angular de la trayectoria resulta $\sim 10^{-4}$ rad, lo que representa una estricta tolerancia. Otro tanto puede decirse del error de posicionamiento en la dirección de propagación. En consecuencia, deberá desarrollarse un sistema de alta precisión de posicionamiento del blanco, sincronizado con el disparo del láser.

3.3.1.4. Cámara de Reacción

El problema central en el diseño de la cámara de reacción es evitar el daño a su pared interna, como resultado del intenso flujo de radiación, de neutrones y de partículas cargadas interceptado por la misma al producirse las microexplosiones. Cada uno de estos mecanismos contribuye con efectos diferentes y potencialmente peligrosos para la vida de la pared.

Inmediatamente después de la explosión, incide el flujo radiativo (típicamente 10% de la energía liberada), consistente en rayos X cuyo espectro de energía tiene un máximo alrededor de 10 keV. Los rayos X de alta energía penetran profundamente el material, calentando moderadamente la pared. Los rayos X blandos, por el contrario, poseen menor poder de penetración y son absorbidos superficialmente en la pared. Esta deposición de energía puede llegar a producir transitoriamente altos gradientes térmicos y tensiones superficiales que afectarían la integridad de la cara interna.

Unos pocos nanosegundos después del flash de rayos X, se produce la llegada de los neutrones, que transportan aproximadamente el 75% de la energía termonuclear. Los neutrones poseen un alto poder de penetración y atra-

viesan la pared interna sin producir mayor incremento de temperatura. No obstante, los neutrones pueden dislocar y desintegrar átomos en su pasaje por la pared. Como resultado de la desintegración atómica, se liberan partículas (protones, deuterones, tritones, partículas α) que pueden formar átomos gaseosos y posteriormente burbujas de alta presión dentro del material, las que llegan gradualmente a romper la superficie de la pared, reduciendo su resistencia estructural. A fin de evitar este problema, se estima necesario reducir el flujo de neutrones a valores inferiores a $\sim 1 \text{ MW/m}^2$ ⁽⁶⁷⁾. En este sentido, resulta de interés la posibilidad de utilizar materiales moderadores (grafito, por ejemplo) entre el plasma y la pared, de modo de suavizar el espectro de energía de los neutrones incidentes.⁽¹²³⁾

Finalmente, aproximadamente un microsegundo después de la explosión termonuclear, llega a la pared el flujo de partículas cargadas. Estas representan un considerable peligro para la integridad estructural de la misma. En primer lugar, las partículas de alta energía penetran en el material de la pared, y en base a un proceso de recombinación, los núcleos adquieren electrones y se convierten en átomos gaseosos. Igual que en el caso de daño neutrónico, estos átomos pueden llegar a formar burbujas gaseosas por agregación dentro de la pared y producir centros de alta presión que llevan a daño estructural. Por otra parte, las partículas menos energéticas pueden producir un calentamiento superficial, similar al discutido en el caso de rayos X blandos, creando tensiones transitorias y daño superficial.

A fin de subsanar los problemas asociados a la pared, se han propuesto diferentes alternativas a nivel conceptual: cámaras de tipo Blascon⁽¹²⁴⁾ cámaras de pared mojada,⁽¹²⁵⁾ y de pared seca,⁽¹²⁶⁾ paredes con protección en base a campos magnéticos⁽¹²⁷⁾ y cámaras de "ablación suprimida" (suppressed ablation).⁽⁵⁰⁾

El concepto Blascon fue uno de los primeros diseños conceptuales, presentado por Oak Ridge. En este caso, la cámara de reacción está llena de litio líquido, al cual se le imprime un movimiento de rotación de modo de formar un vórtice central, dentro del cual se produce la microexplosión. Los efectos nocivos de la explosión serían absorbidos por el líquido, sin que la pared sea afectada. Una seria limitación de este concepto es que requiere una iluminación unilateral de la pastilla combustible y además, está caracterizado por una baja frecuencia de repetición ($\sim 0.1\text{pps}$).

La Fig. 35 ilustra el concepto de Blascon.

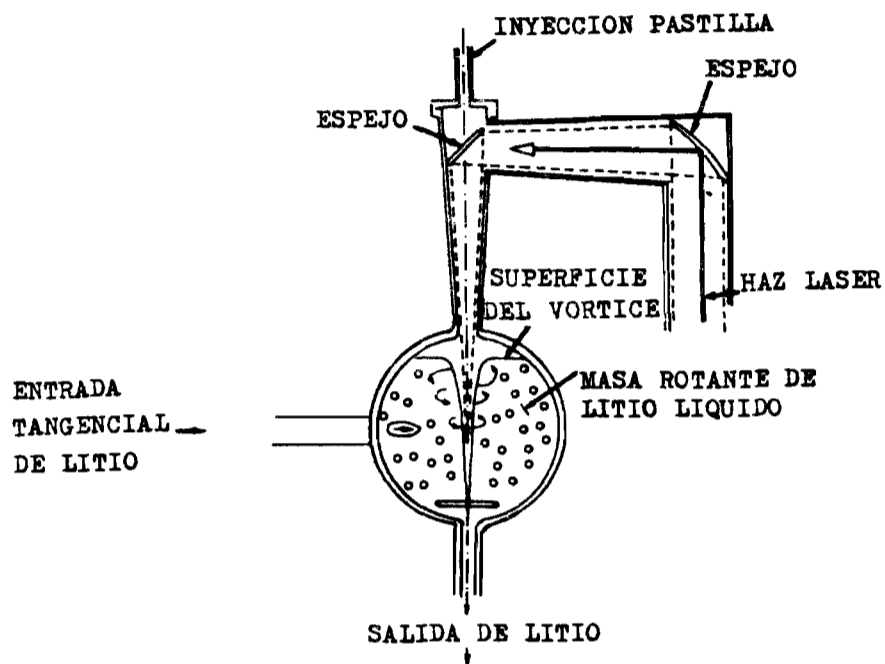


FIG. 35. Concepto BLASCON.

La cámara de pared mojada fue propuesta por Los Alamos. En este caso, se propone utilizar una pared porosa, a través de la cual se produce la difusión del litio líquido desde la camisa del reactor, formando una delgada película líquida protectora adherida a la cara interna de la pared en base a tensión superficial. El litio líquido sería entonces el asiento de los fenómenos térmicos superficiales. Parte del litio se evapora en cada explosión, y sería luego extraído de la cámara de reacción, condensado y reintegrado al inventario de la camisa del reactor. La frecuencia de repetición de disparos para este concepto es del orden de 1 pps, y está determinada por el tiempo necesario para evacuar la cavidad y reducir la presión

de vapor del litio a valores que permitan una adecuada propagación de la radiación láser.

La Fig.36 ilustra el concepto del reactor de pared mojada.

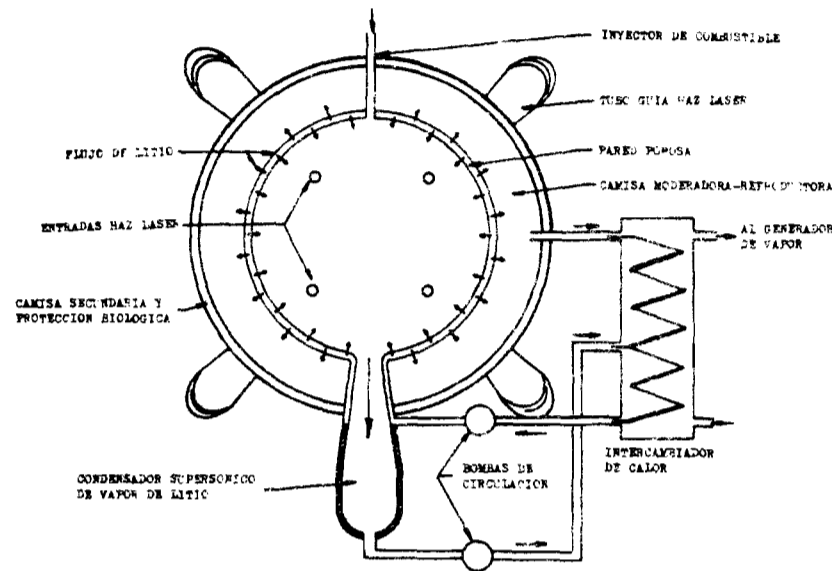


FIG. 36. Reactor conceptual de pared mojada.

En el caso de la pared seca, se propone utilizar una pared protegida por una lámina de carbón o berilio, la que sería ablacionada como resultado de la microexplosión. El proceso de condensación del material evaporado sería más rápido que en el caso del reactor de pared mojada, permitiendo alcanzar mayores frecuencias de repetición de disparos.

La protección de la pared en base a campos magnéticos, permitiría desviar el flujo de partículas cargadas y depositarlas en adecuados sumideros de energía, reduciendo de esta manera el daño.

Finalmente, en el diseño de ablación suprimida, se propone utilizar una pared corrugada en forma de superficies piramidales, de modo de

presentar una superficie expuesta considerablemente mayor que en el caso de una pared lisa. La pared estaría protegida por una delgada capa de litio líquido, la cual, a diferencia del concepto de la pared mojada, no sería ablaionada mayormente como resultado de la explosión, en virtud de estar espuesta a un menor flujo radiativo y de partículas, por su mayor superficie. De esta manera, podrían alcanzarse mayores frecuencias de repetición de disparos. La Fig.37 ilustra algunos detalles de uno de los múltiples elementos constituyentes de la pared del reactor conceptual de ablación suprimida.

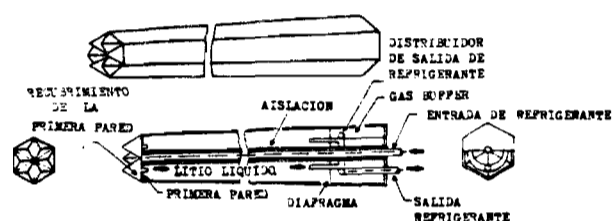


FIG. 37. Elemento de una pared de ablación suprimida (50).

Por lo tanto, si bien el estudio de diseño de la cámara de reacción está todavía en una etapa preliminar, es aparente que los problemas no son insalvables y que será factible encontrar una adecuada solución tecnológica.

Debe destacarse que el efecto del impacto del material de la micro-explosión sobre la pared de la cámara de reacción no presenta mayor problema, desde el punto de vista mecánico de contención de la onda expansiva. En efecto, si bien la energía de la explosión es $\sim 10^8$ joules (equivalente a ~ 24 kg de TNT), la fuerza aplicada depende de la cantidad de movimiento de la onda expansiva, $mv \approx (2mE)^{1/2}$, donde E es la energía liberada. Dado que la masa de la pastilla es del orden de 10^{-4} g, el efecto producido por

la explosión es unas 10^{-4} veces menor que el producido por una masa de TNT que libere igual energía. El efecto de la explosión será, por lo tanto, equivalente al de un petardo de mediana potencia.

3.3.2. Conclusiones

Como puede apreciarse de la discusión precedente, el desarrollo de los reactores de fusión en base a láseres está todavía en un estado embrionario. Si bien los problemas tecnológicos principales están bien definidos en forma general y las soluciones globales propuestas infunden un razonable grado de optimismo en cuanto a la factibilidad del desarrollo, las soluciones específicas deberán amoldarse a sistemas concretos, cuyos requisitos estarán condicionados por dos elementos que por ahora no pueden caracterizarse con certeza: el láser y el tipo de pastilla combustible a utilizar.

En tanto perdure esta situación, es prematuro extraer conclusiones significativas sobre este tema, ya sea en el aspecto tecnológico como, particularmente, en el económico.

3.4. REACTORES HIBRIDOS CONCEPTUALES DE FUSION-FISION EN BASE A LASEPES

3.4.1. Reactores Reproductores Híbridos - Su Potencial de Aporte a la Economía Energética Nuclear

Los reactores de fisión son ricos en potencia -cada reacción libera 200 MeV de energía- en tanto que son pobres en economía de neutrones- el exceso de neutrones por reacción disponible para producción de nuevo combustible no alcanza la unidad en reactores térmicos de interés comercial y escasamente la sobrepasa para reactores de tipo reproductor que operan con el ciclo de $^{238}\text{U} - ^{239}\text{Pu}$.⁽¹²⁸⁾ En otras palabras, los reactores térmicos comerciales de fisión producen menos combustible del que consumen ($\sim 0,6-0,8\text{kg}$ de ^{239}Pu por kilogramo de ^{235}U consumido, de acuerdo al tipo de reactor considerado),^{128, 129} en tanto que se estima que los reactores reproductores rápidos recién alcanzarán a doblar su inventario combustible en un plazo del orden de 12 a 15 años.

Por el contrario, los reactores de fusión son pobres en potencia- 22 MeV por reacción de fusión, incluyendo la energía liberada por reacciones en la camisa del reactor- pero son ricos en neutrones- el tiempo de

duplicación del inventario de tritio se calcula será del orden de pocos meses, lo que supera en más de un orden de magnitud el tiempo de duplicación de la demanda eléctrica para U.S.A. (8-10 años).⁽¹²⁹⁾ Esto significa que existe un surplus de neutrones disponibles en el caso de los reactores de fusión.

La idea de los reactores híbridos de fusión-fisión surge naturalmente, como una alternativa que permite combinar lo mejor de estos conceptos complementarios- alta potencia y buena economía neutrónica- en un solo sistema. En su forma más general, un reactor híbrido consistiría de un reactor de fusión con una camisa provista de material fértil (uranio o torio) en una configuración sub-crítica, en adición al litio necesario para producción de tritio. De acuerdo al diseño de la camisa, sería posible optimizar el funcionamiento del reactor para generación de potencia, o bien para producción de material fisible a ser utilizado por reactores térmicos convencionales de fisión. En ambos casos, las reacciones de fusión proveerían el exceso de neutrones necesario, en tanto que las reacciones de fisión producirían la potencia para alimentar al reactor de fusión y el consumo comercial. El reactor de fusión podría, por lo tanto, operar por debajo de la condición de umbral. Los reactores híbridos, por su condición de reproductores, entrarían en competición directa con los reactores reproductores rápidos.

El reconocimiento del potencial de este concepto data de los comienzos del programa de fusión nuclear, alrededor de 1950.⁽¹³⁰⁾ No obstante, las dificultades encontradas en el desarrollo de los reactores de fusión y, presumiblemente, la esperanza de un menor impacto ambiental de los mismos, han determinado que el interés en el desarrollo de los reactores híbridos permanezca en un nivel relativamente bajo hasta el momento.

¿Cuál es el potencial de aporte de los reactores de fusión-fisión a la economía energética nuclear?

En este sentido, debe considerarse que la demanda de energía nuclear seguirá en aumento a un ritmo acelerado, todavía por un período considerable de tiempo, en tanto que la disponibilidad de combustible de bajo costo de extracción se irá reduciendo, forzando presumiblemente un incremento del costo del uranio con respecto a su valor actual. En adición, para países cuya industria nuclear está basada en el uso de uranio enriquecido, la necesi

dad de disponer de una mayor capacidad de enriquecimiento representará una carga adicional para su economía energética.

De acuerdo a la visión tradicional y generalmente aceptada por la comunidad nuclear, la solución a este estado de cosas provendrá de la introducción comercial de los reactores reproductores rápidos, los que cumplirán la función dual de generar potencia en base a uranio -238 y de producir a su vez plutonio en exceso como para alimentar reactores térmicos convencionales. Este panorama sería completado, eventualmente, por reactores térmicos en base al ciclo torio-uranio 233, lo que permitiría explotar las vastas reservas naturales de torio, imponiendo tan sólo una mínima demanda de uranio-235.⁽¹²⁸⁾

Si bien por el momento la operación comercial de los reactores reproductores rápidos parece factible, cabe considerar varias posibilidades que podrían modificar, en mayor o menor grado, el panorama descrito anteriormente. A saber:^{(128),(131)}

- introducción tardía de los reactores reproductores al mercado comercial, con lo que se crearía una situación en que la demanda de energía muy probablemente excedería la oferta.
- rechazo público de los reactores reproductores, de no ofrecer adecuadas garantías de seguridad ambiental.
- tiempos de duplicación del inventario combustible demasiado largos, comparados con el tiempo de duplicación de la demanda de energía eléctrica.
- gran incremento de demanda de energía nuclear en las próximas décadas, que exceda la posibilidad de oferta aún en el caso de introducción de reactores reproductores en término y operación satisfactoria.

Es evidente que los argumentos en favor del desarrollo de reactores híbridos podrían verse fortalecidos de concretarse alguna de estas posibilidades. Se indican a continuación algunas ventajas de los reactores híbridos, y posibles beneficios que podrían obtenerse de su utilización:

- tiempo de duplicación del inventario combustible de fisión considerablemente más corto que para los reactores reproductores rápidos (~ 5 años contra 12-15 años).⁽¹³⁰⁾

- posibilidad de operar en base al ciclo ^{232}Th - ^{233}U en lugar del ciclo de ^{238}U - ^{239}Pu . Se eliminarían de esta manera los problemas asociados a alta toxicidad del plutonio y al mismo tiempo se obtendría uranio-233, que es superior como combustible para reactores térmicos (produce un exceso de 0.9 neutrones por reacción, comparado con 0.75 para plutonio).⁽¹²⁸⁾
- no requiere enriquecimiento inicial del combustible de fisión (los LMFBR requieren inicialmente enriquecimientos del orden de 20-40% en ^{235}U).⁽¹²⁹⁾ Esta posibilidad permitiría quemar los residuos de uranio desprovistos de uranio-235, que resultan como desecho de la actual industria nuclear.⁽¹³¹⁾
- permitiría una introducción más temprana de los reactores de fusión, en virtud de la posibilidad de operar por debajo de la condición de umbral práctico, lo que facilitaría el estudio y desarrollo de los reactores de potencia de fusión pura.
- una vez desarrollados los reactores de fusión pura, la existencia de reactores híbridos permitiría asegurar un adecuado inventario de tritio para nuevos reactores, o bien para reactores sin camisa productora de tritio.

De acuerdo a los argumentos presentados, es evidente de que los reactores híbridos podrían resultar de interés aun después de concretarse la introducción de los reactores de fusión pura y, ciertamente, de existir problemas o de retrasarse la fecha de aparición comercial de los reactores reproductores rápidos más allá de lo previsto.

3.4.2. Reactores Híbridos en Base a Láseres

La posibilidad de operar reactores híbridos en base a un reactor de fusión de confinamiento inercial y calentamiento por láser ha recibido alguna consideración.^{(122),(128),(131),(132)}

En lo que hace al reactor de fusión, los problemas relacionados con la interacción y el desarrollo del láser son los mismos que en el caso de fusión pura, excepto por la relajación de los requisitos de ganancia de la pastilla combustible a raíz del aporte de energía por las reacciones de fisión. Los problemas generales asociados al diseño del reactor, discutidos

en la sección 3.3 persisten también para los reactores híbridos, con el aditamento de que la camisa tiene una estructura más compleja, a raíz de la presencia del combustible de fisión. La principal ventaja del sistema híbrido, además de las enunciadas en la sección V.1, sería la de poder disponer de un reactor operacional con un menor esfuerzo de desarrollo de la tecnología láser, y a un costo presumiblemente muy inferior que en el caso de un reactor de fusión-láser puro.⁽¹³¹⁾

Al considerar los reactores híbridos desde un punto de vista técnico, es importante evaluar aspectos tales como:

- balance neutrónico en la camisa del reactor, a fin de determinar los tiempos de duplicación de tritio y del inventario fisionable.
- balance energético en la camisa del reactor.
- características del plasma.
- materiales y consideraciones ingenieriles.

En adición, ligado al problema técnico, debe considerarse el aspecto económico.

A continuación, se discutirán brevemente algunos de estos aspectos.

3.4.2.1. Balance Neutrónico y Energético en Función del Diseño de la Camisa

Existe un número limitado de estudios de balances en la camisa de un reactor híbrido, Leonard⁽¹³⁰⁾ ha realizado una evaluación comparativa del comportamiento neutrónico de diferentes diseños. Puede decirse, en general, que el criterio de disposición del material fértil en la camisa depende del objetivo del reactor híbrido.⁽¹³¹⁾ Si el objetivo es la producción de combustible para reactores de fisión, en general se estima conveniente un diseño en que el litio esté mezclado en forma homogénea con el material fértil. Por el contrario, si el objetivo es la producción de potencia, un diseño heterogéneo en el cual el material fértil está separado del litio sería más apropiado.

A fin de evaluar desde una mejor perspectiva los diseños propuestos para la camisa de reactores híbridos, es conveniente rever brevemente los detalles básicos de la camisa de un reactor conceptual de fusión pura. Al efecto, consideraremos el caso de un reactor en base al ciclo DT.

Los detalles están indicados esquemáticamente en la ilustración de la Fig.38. Si bien la ilustración corresponde al caso de un reactor convencional de confinamiento magnético, el problema del diseño conceptual de la camisa es esencialmente el mismo que para un reactor controlado por láser.

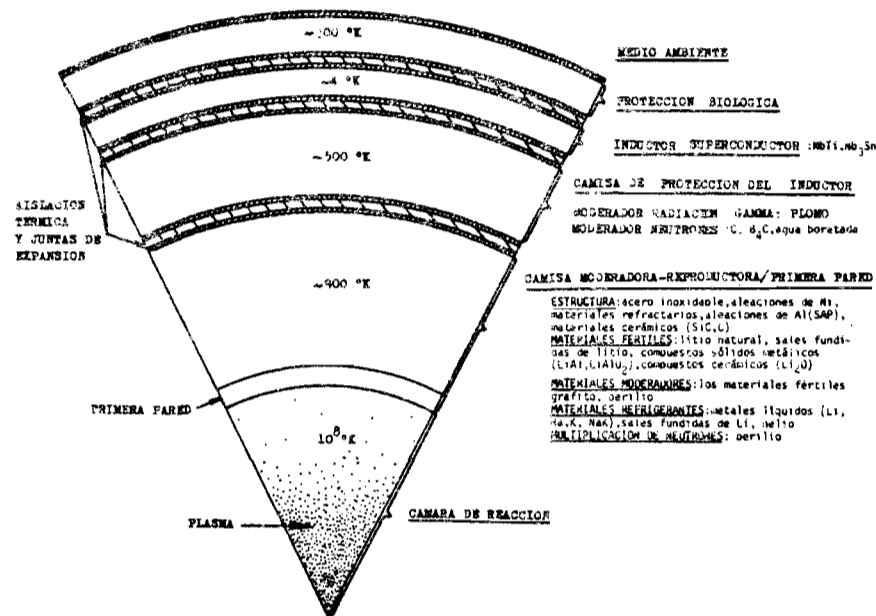
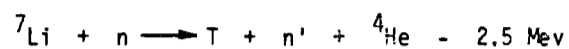
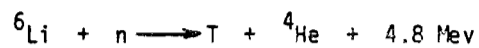


FIG. 38. Detalles de la camisa de un reactor conceptual de fusión pura en base al ciclo DT.

Adyacente a la primera pared del reactor, está la camisa primaria o principal, cuya función es la producción de tritio y la recuperación de la energía cinética de los neutrones bajo la forma de energía térmica, en base a un moderador. La energía depositada en la primera pared puede ser recuperada utilizando un refrigerante que circula internamente por la misma (11) y en adición, por el refrigerante de la camisa.

Para la producción de tritio, puede utilizarse litio natural (7.4% ⁶Li, 92.6% ⁷Li) que permitiría alcanzar factores de reproducción superiores a la unidad, en base a las reacciones: (11)



Por su condición de metal líquido, el litio es también un adecuado elemento refrigerador, que permite transportar la energía térmica generada en la camisa y en la primera pared al intercambiador del calor del ciclo térmico de conversión de energía. Debe destacarse que para reactores de confinamiento magnético, la conductividad eléctrica del litio líquido permite el establecimiento de efectos electromagnéticos que tienden a oponerse a su circulación. Estos efectos son particularmente críticos para la refrigeración de la primera pared del reactor, en virtud de las altas velocidades de circulación requeridas, en tanto que sería posible minimizar su influencia a límites aceptables para refrigeración de la camisa en sí. ⁽¹¹⁾

Una posible alternativa al litio líquido es una sal fundida de Li-Be-F, denominada FLIBE, que podría cumplir adecuadamente las funciones de producción de tritio y refrigeración. En particular no existe al momento un método satisfactorio de extracción de tritio utilizando litio líquido, en tanto que se estima posible obtenerlo en base a una planta de purificación de FLIBE. ⁽¹³³⁾ Otras ventajas adicionales de la sal fundida son sus condiciones de no combustible y no-conductor eléctrico, si bien su conductividad térmica es inferior a la del litio líquido. ⁽¹¹⁾

Tanto litio como FLIBE son elementos moderadores. En adición, se considera la utilización de grafito como elemento moderador - reflector de neutrones. ⁽¹¹⁾

La producción de tritio y el balance energético, dependen esencialmente de las características de diseño de la pared y de la camisa principal.

Las camisas de los reactores híbridos de fusión-fisión son esencialmente iguales a los diseños conceptuales descritos, excepto por la adición del material fértil. Tal como se indicara anteriormente, las camisas híbridas pueden ser de tipo homogéneo o heterogéneo, según se desee optimizar la producción de combustible o energía, respectivamente. La Fig.39 ilustra esquemáticamente las dos alternativas indicadas.

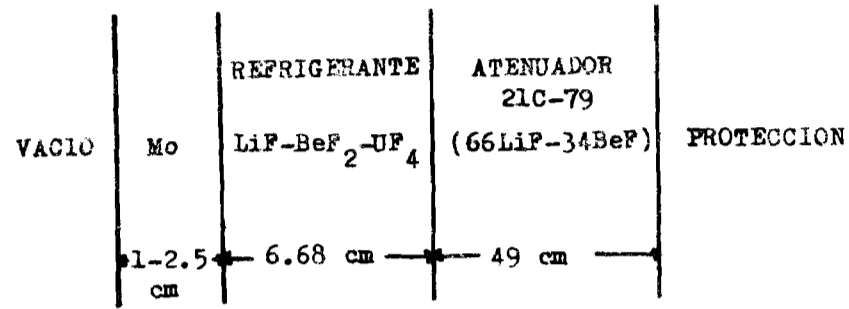


FIG. 39 a.

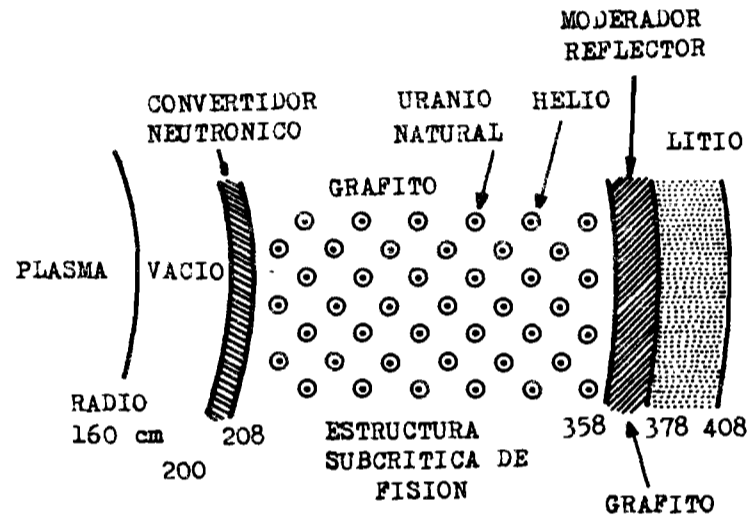


FIG. 39 b.

(130)

- FIG. 39. Diseños conceptuales de camisas para reactores híbridos.
- a) Diseño de una camisa homogénea para un reactor híbrido optimizado para producción de combustible de fisión
 - b) Diseño de una camisa heterogénea para un reactor híbrido optimizado para producción de potencia

La Fig. 40 ilustra un posible diseño de un reactor de fusión-fisión-láser, en base al concepto de pared mojada,

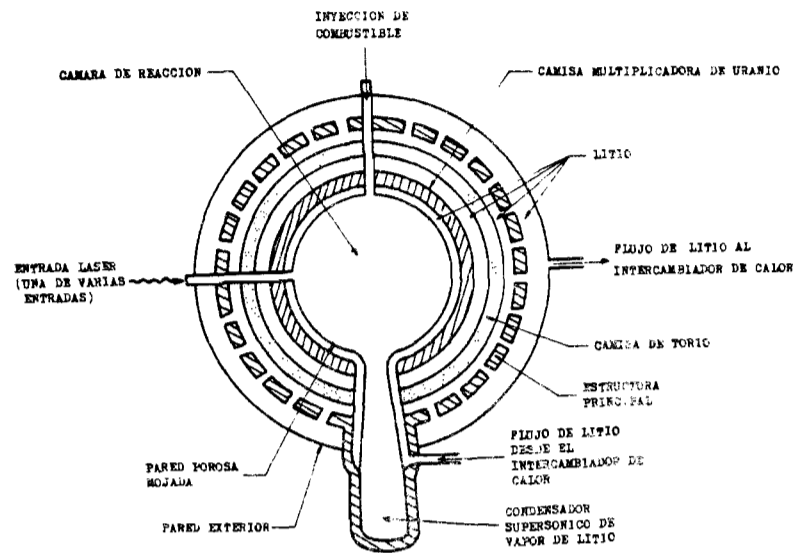


FIG. 40. Diseño conceptual de un reactor híbrido en base a láser (122).

Un sistema de esta naturaleza podría llegar a producir suficiente uranio-233 como para suplementar el consumo de un complejo de reactores CANDU de 2000 MWe, en base al ciclo de torio. (122)

La acumulación de combustible de fisión depende del tipo de camisa. Para camisas heterogéneas, se calcula una acumulación de plutonio de 440 kg/año, típicamente. En cambio, para camisas homogéneas, sería posible acumular hasta 1500 kg/año. Estos resultados asumen un flujo de neutrones de 1 Mw/m^2 . (131)

La Tabla X presenta datos relevantes a la producción de combustible y producción de energía de diferentes diseños propuestos. (130)

Características	Fusión Pura	Diseño 1	Diseño 2	Diseño 3	Diseño 4
Producción de Tritio (por neutrón)	~1.4	~1.2	1.005	1.18	1.06
Producción Fisionable (por neutrón)	---	~0.1	0.4	2.49	2.7
Fisiones en la Camisa (por neutrón)	---	~0.2	0	1.57	2.6
Energía liberada en la Camisa (por neutrón)	18.3	~40	22.4	306	500
Características del Plasma					
n_i (cm^{-3})	---	---	10^{14}	2.7×10^{14}	3.5×10^{13}
τ (sec)	---	---	0.625		1
Fracción de Lawson	≥ 1.0	≥ 1.0	0.5-0.8	$\sim \frac{1}{4}$	$\sim \frac{1}{8}$
T (keV)	---	---	20	60	10
Radiación de Neutrones de 14 MeV sobre la Pared (Mw/m^2)	0.85-10	5	1	12.8	0.05

TABLA X: Características de distintos diseños propuestos de reactores híbridos.

3.4.2.2. Consideraciones sobre el Plasma

La energía generada en la camisa de un reactor de fusión en base al ciclo DT durante el tiempo de confinamiento τ , puede escribirse

$$E \approx \frac{n_i^2}{4} \overline{\sigma v} \tau M Q_n V_p$$

donde n_i es la concentración iónica, $\overline{\sigma v}$ es el parámetro de velocidad de reacción, V_p es el volumen del plasma, Q_n es la energía aportada por cada neutrón de fusión (14.1 MeV) y M es el factor de multiplicación de energía debido a la ocurrencia de reacciones de fisión.

Por lo tanto, para un valor dado de temperatura, tiempo de confinamiento y potencia del reactor, la concentración del plasma es proporcional a $M^{-1/2}$. El valor de M de un reactor híbrido es, por lo tanto, un factor de mérito que permite evaluar las bondades del sistema en cuanto a la relación de los requisitos del plasma, con respecto del caso de un reactor de fusión puro. De acuerdo a los análisis existentes de camisas híbridas, sería posible alcanzar valores de $M \sim 30-50$, de acuerdo a que se desee optimizar la producción de combustible o de energía, respectivamente.⁽¹³¹⁾ Esto permitiría reducir el número de Lawson en un factor que oscila entre 5.5 a 7. La inversa de este factor se define como la fracción de Lawson, indicada en la Tabla X.

Es precisamente este aspecto uno de los mayores alicientes para el desarrollo de los reactores híbridos, por cuanto la posibilidad de operar el reactor con un número de Lawson reducido presentaría menores exigencias tecnológicas y presumiblemente permitiría su construcción con anticipación al desarrollo de los reactores de fusión pura.

En particular, considerando el balance energético de un reactor híbrido controlado por láser, puede calcularse que la ganancia de la pastilla está dada por:

$$G_p \sim (f M \eta_c \eta_L)^{-1}$$

donde f es la fracción de la energía eléctrica producida que alimenta al láser, y η_L y η_c son las eficiencias del láser y del convertidor térmico. Tomando como valores representativos $\eta_L=0.05$, $M=50$ y $f=0.1$, resulta $G_p \sim 10$. De acuerdo a la Fig.15 la energía láser requerida sería del orden de 10^4 joules, para alcanzar valores de $\rho r \sim 3g/cm^2$. Para una densidad inferior en un orden de magnitud, la energía requerida sería del orden de 5×10^5 joules. Si bien estos valores representan una considerable reducción de energía con respecto al caso de fusión-láser pura, aun así es evidente que los reactores híbridos exigirán una demanda apreciable de la tecnología láser.

3.4.2.3. Costos

Es todavía prematuro establecer comparaciones de costos, cuando muchos de los problemas científicos y opciones tecnológicas no están definidos al momento.

A título puramente informativo, se incluye una estimación de costos de distintos tipos de plantas, presentado en la Tabla XI.

	Fisión (LWR) ⁽¹⁾	Fisión (LMFBR)	Fusión Láser Pura (LCTR) ⁽²⁾	Híbrido Láser Homogéneo	Híbrido Láser Heterogéneo
I. Características del sistema					
Potencia neta eléctrica (MW)	1000	1000	1000	1000	1000
Número de cámaras de reacción	1	1	38	2	1
II. Costos Directos (10⁶ u\$s)					
Láser a 20 u\$s/Joule con 10 ops	-	-	38	4	2
Sistema transporte haz láser (1.5 u\$s/cm ²)	-	-	20	2	1
Circuito refrigerador primario y del reactor	78	123	170	120	90
Sistema de combustible de fisión ⁽³⁾	6	6	-	6	6
Sistema de combustible de fusión	-	-	28	10	9
Equipo protección ambiental ⁽⁴⁾	7	7	-	7	7
Planta Generadora	126	126	126	126	126
Infraestructura y terreno	60	60	60	60	60
Inprevistos y remuestos	22	22	22	22	22
Sub Total	299	344	464	357	323
III. Costos Indirectos⁽⁵⁾ (10⁶ u\$s)					
Servicios Profesionales	47	47	47	37	47
Inprevistos	31	31	31	31	31
Interés durante la construcción (7% anual)	95	109	147	113	103
Incremento durante la construcción (4%)	86	99	133	102	93
Sub Total	259	286	358	283	274
IV. Costo Total de la Planta (10⁶ u\$s)	558	630	822	650	597

NOTAS:

- 1.- Los costos del LWR se basan en la publicación "La Industria Nuclear", de U.S.A.E.C.
- 2.- El LCTR utiliza el concepto pared mojada.
- 3.- Incluye el equipo de manejo y almacenamiento de combustible.
- 4.- Incluye el sistema de tratamiento de desechos radiactivos.
- 5.- Los costos indirectos se basan en el período de construcción de 7.5 años.

TABLA XI: Costos comparativos estimados (proyectados a 1981) de reactores de fisión, de fusión pura e híbridos de fusión-fisión. (131)

Tanto el reactor de fusión pura como los reactores híbridos considerados se basan en un reactor de fusión controlado por láser. Es interesante destacar que el costo estimado del híbrido heterogéneo (productor de energía) es considerablemente inferior al costo de la versión de fusión pura del reactor, en tanto que el costo del híbrido homogéneo es comparable al del reactor reproductor rápido.

3.4.3. CONCLUSIONES

Se ha considerado el problema de la utilización de láseres en reactores de tipo híbrido de fusión-fisión, a fin de generar potencia y producir combustible para reactores térmicos de fisión.

Puede concluirse:

- i) Los reactores híbridos representan una alternativa de consideración a los reactores reproductores rápidos. En particular, de retrasarse o no concretarse la introducción comercial de los reactores reproductores rápidos, el desarrollo de los reactores híbridos podría convertirse en una necesidad altamente prioritaria, en tanto no sea posible disponer de reactores de fusión pura.
- ii) De acuerdo a cálculos de balances neutrónicos para camisas conceptuales, se estima posible alcanzar factores de multiplicación de energía de fusión del orden de 30 a 50, según se desee maximizar la producción de combustible o potencia, respectivamente. Esto exigiría una menor ganancia de la pastilla combustible y, por lo tanto, permitiría utilizar un láser de menor energía, o un diseño más simplificado de la pastilla, o menor eficiencia del láser, o bien un compromiso adecuado de estos factores.
- iii) Aun cuando los requisitos tecnológicos para el desarrollo de un reactor híbrido controlado por láser son menos demandantes que para el caso de un reactor de fusión pura, los requisitos todavía están más allá de lo que puede brindar la tecnología presente.

Es difícil, en conclusión, prever el futuro de los reactores híbridos en base a láseres. En principio, su desarrollo no sería factible en tanto no se realicen avances en la tecnología láser que permita alcanzar energías en el rango de 10 - 100 kJ por pulso, con eficiencias del orden de 1-5%, y en tanto no se demuestre la factibilidad científica del concepto y sea posible alcanzar factores de ganancia de la pastilla adecuados para los reactores de este tipo.

Dadas estas condiciones, la decisión del desarrollo de los reactores de fusión-fisión en base a láseres presumiblemente dependerá de:

- situación de los reactores reproductores rápidos de fisión
- demanda y disponibilidad de combustibles de fisión
- dificultad de desarrollo de los reactores de fusión pura a un nivel comercial, luego de demostrada su factibilidad científica.

En el interfn, será necesario realizar un estudio más exhaustivo de diseños de camisas y evaluar su performance en condiciones tan realistas como sea posible, encarando también detalles ingenieriles del desarrollo.

REFERENCIAS

- 1.- A.M. Weinberg, R.P. Hammond, "Global Effects of Increased Energy Use".
4th. Intl. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, 49/P420, (1971)
 - 2.- H. Craig, "Standard Reporting Concentrations of Deuterium and Oxygen-18
in Natural Water". Science, 133, p. 1833-34, (1961).
 - 3.- W.Häfele, C. Starr, "A Perspective on Fusion and Fission Breeders", J.
Brit.Nuclear Energy Soc., 13, p. 131-139, (1974).
 - 4.- T. Weaver et al. "Prospects for Exotic Fuel Usage in CTR Systems".
Lawrence Livermore Lab.Rept. UCRL - 74191,(1972).
 - 5.- J.Rand McNally Jr. "Fusion Chain Reactions, I,II,III", Nuclear Fusion,
11, p.187-193,(1971).
 - 6.- S.Glasstone, R.H.Lovberg, "Controlled Thermonuclear Reactions" , Van
Nostrand, (1960).
 - 7.- D.J.Rose, M.Clark Jr. "Plasmas and Controlled Fusion", M.I.T. Press-
Wiley, (1961).
 - 8.- L.A.Artsimovich, "Controlled Thermonuclear Reactions", Gordon and Breach,
(1964).
 - 9.- V.S.Crocker, S.Blow, C.J.H.Watson, "Nuclear Cross Section Requeriments
for Fusion Reactors" Proc.2nd.Conf. on Nuclear Data for Reactors,
Helsinki, vol.I, p.67-91, (1970).
 - 10.- D.Steiner, "The Technological Requeriments for Power by Fusion", Proc.
IEEE, 63, p. 1568-1608, (1975).
 - 11.- D.Steiner, "The Nuclear Performance of Fusion Reactor Blankets" Nuclear
Applications and Technology, 9, p.83-92, (1971).
 - 12.- "The Present State of Research into Plasma Heating and Injection Methods"
EURATOM Advisory Group on Heating and Injection Rept. EUR-5236 e
(Luxemburgo, Dic. 1975).
-

- 13.- D.J.Rose, "Engineering Feasibility of Controlled Fusion, a Review", *Nuclear Fusion*, 9, p.183-203, (1969).
D.J.Rose, "On the Feasibility of Power by Nuclear Fusion", Rept. ORNL-TM-2204, (1968).
 - 14.- R.Post, "Radiation Losses from Hot Plasma" en "Plasma Dynamics" F.H. Clauser (Ed.), p.30-44, Addison-Wesley, (1960).
 - 15.- A.Caruso "Ignition Condition for a Superdense Plasma" *Plasma Physics*, 16, p. 683-684, (1974).
 - 16.- C.F.Wandel, T.Hesselberg Jensen, O.Kofoed-Hansen, "A Compilation of some Rates and Cross Sections of Interest in Controlled Thermonuclear Research", *Nuclear Instr. and Methods*, 4, p. 249-260, (1959).
 - 17.- S.L.Greene Jr. "Maxwell Averaged Cross Sections for some Thermonuclear Reactions of Light Isotopes" UCRL-70522, (1967).
 - 18.- J.D.Lawson, "Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor", *Proc. Phys.Soc.(London)*, B.70, p.6-10, (1957).
 - 19.- R.G.Mills, "Some Engineering Problems of Thermonuclear Reactors", *Nuclear Fusion*, 7, p.223-236, (1967).
 - 20.- K.E.Leller, T.J.Dolan, "Breakeven Criteria for a Pulsed D-T Reactor", p.842, *Proc.Symposium on Technology of Controlled Thermonuclear Fusion Experiments and the Engineering Aspects of Fusion Reactors*, Austin, Texas (Nov. 1972).
 - 21.- F.L.Ribe, "Fusion Reactors Systems", *Revs. of Modern Physics*, 47, p. 7-41, (1975).
 - 22.- R.F.Post, F.L.Ribe, "Fusion Reactors as Future Energy Sources" *Science*, 186, p. 397-407, (1974).
 - 23.- R.F.Post, "Nuclear Fusion by Magnetic Confinement", *Astronautics and Aeronautics*, p.50-59, (Ago.1973); véase también: "Prospects for Fusion Power", *Phys. Today*, p.31-39, (Abril, 1973).
-

- 24.- "Fusion Power by Magnetic Confinement", U.S.A.E.C., C.T.R. Div., WASH-1290, UC-20 (Feb.1974).
 - 25.- "AEC Laser and Electron Beam Programs" "Five-Year Plan: FY 1976-FY 1980", Report WASH 1363, (Julio 1974).
 - 26.- F.L.Ribe, R.A.Krakowski, K.I.Thomassen, T.A.Coultas, "Engineering Design Study of a Reference Theta Pinch Reactor (RTPR)" en Proc.IAEA Workshop on Fusion Reactor Design Problems, p.99-149 Culham, Feb.1974, publicado en Nuclear Fusion, Special Suppl. 1974.
 - 27.- W.R.Ellis, "Fusion Reactor Applications of the High Density Linear Theta Pinch", Proc. 1st. Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuc. Fusion, Vol.I, p.175-186, San Diego, Abril 16-18 (1974).
 - 28.- M.Nozawa, D.Steiner, "An Assessment of the Power Balance in Fusion Reactors", ORNL-TM-4421, (1974).
 - 29.- C.E.Swannack, D.J.Blevins, C.R.Harder, J.D.Lindsay, J.D.Rogers, D.M.Weldon, "10 KA, 300 KJ Magnetic Energy Transfer and Storage (METS) Test Facility", IEEE Trans. on Magnetics, MAG-11, 504-507, (1975).
 - 30.- J.D.Lee, "Mirror Systems", UCRL-76117, (Oct.1974).
 - 31.- R.W.Werner, G.A.Carlson, J. Hovingh, J.D.Lee, M.A.Peterson, "Design Studies of Mirror Machine Reactors", Proc. Workshop Fusion Reactor Design Problems, en Nuclear Fusion, Spec. Suppl. 1974, p.171-187.
 - 32.- R.F.Post, "Direct Conversion of Fusion Energy to Electricity", UCRL-72411, (1970).
 - 33.- R.W.Moir, W.L.Barr, G.A.Carlson "Direct Conversion of Plasma Energy to Electricity for Mirror Fusion Reactors" UCRL-76051, (1974).
 - 34.- J.G.Cordey, C.J.H.Watson, "Toroidally Linked Mirror Reactor Design" en Proc. Workshop Fusion Reactor Design Problems, p.199-217, en Nuclear Fusion, Spec.Suppl.1974.
 - 35.- J.G.Cordey, F.B.Marcus, D.R.Sweetman, C.J.H.Watson, "Efficient Recirculation of Power in Mirror Reactors", Proc. 4th. Intl. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Thermonuc.Res., trabajo CN-28/k-3, vol.III,p.353-374 (1971).
-

- 36.- W.Heckrotte, J.R.Hiskes, "Some Factors in the Choice of D-D, D-T or D-³He Mirror Fusion Power Systems", Nuclear Fusion, 11, p.471-484, (1971).
- 37.- W.D.Metz, "Rapid Development of Neutral Beams Boosts Fusion Research", Science, 187, p.422 (Feb.1975).
- 38.- L.A.Artsimovitch, "Tokamak Devices", Nuclear Fusion, 12, p.215-252, (1972).
- 39.- "Promising New Results from ALCATOR", Physics Today, 29, N° 1, p.18-19, (1976).
- 40.- "Status and Objectives of Tokamak Systems for Fusion Research", U.S. Atomic Energy Commission, WASH-1295, (1974). ver también: "Il Progetto JET", Notiziario, A 22, N° 1, p.22-48 (1976).
- 41.- F.H.Tenney, "A 2100MW (e) Fusion Power Plant", Proc. Workshop Fus. Reactor Design Problems, p.17-25, en Nuclear Fusion, Spec.Suppl.1974.
- 42.- K.A.Brueckner, S.Jorna, "Laser Driven Fusion", Revs.Modern Physics, 46, p.325-367 (1974).
- 43.- J.L.Emmett, J.Nuckolls, L.Wood, "Fusion Power by Laser Implosion" Scientific American, 230, p.24-37, (1974).
- 44.- J.Nuckolls, L.Wood, A.Thiessen, G.Zimmerman, "Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications", Nature, 239, p.139-142, (1972).
- 45.- K.Boyer, "Status of Laser Fusion Research", IEEE Trans.Nuc.Sci. NS-22, p.38-44, (1975).
ver también: "Laser Fusion, an Overview", LASL Rept.LA-UR-75-660 (1975).
- 46.- W.F.Krupke "The Lawrence Livermore Fusion Program: A Status Report", Lawrence Livermore Lab.Rept. UCRL-76714 (Preprint) (1975).
- 47.- J.Chang et al "Technology of Electron Beam Induced Fusion", 8th Symposium on Fusion Technology, p.677-685 (EUR-5182), The Netherlands (Jun. 1974).
- 48.- Laser Focus, p.4 (Jun. 1976).

- 49.- "Fusion Power Research and Development - Summary Report on Magnetic Confinement Experiments" ERDA 76-34 (Jun. 1976).
 - 50.- "Laser Program Annual Report-1974", Lawrence Livermore Lab.Rept. UCRL-50021-74, (1975).
 - 51.- J.Nuckolls, J.Lindl, W.Mead, A.Thiessen, L.Wood, G.Zimmerman "Laser Driven Implosion of Hollow Pellets" 5th Conf.Proc.on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, p.535-541, vol.II (Tokio, 1974).
 - 52.- C.DeMichelis, "Laser Interaction with Solids- A Bibliographical Review", IEEE J. of Quantum Electronics, QE-6, n.630-641, (1970).
 - 53.- C.DeMichelis, "Laser Induced Gas Breakdown: A Bibliographical Review", IEEE J. of Q.E., QE-5, p.188-202, (1969)
 - 54.- C.Grey Morgan, "Laser Induced Breakdown in Gases", Repts. on Progress in Physics, 38, p.621-665, (1975).
 - 55.- H.J.Schwarz, H.Hora (Editores) "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena", vol.1 (1971), vol.2 (1972), Plenum Press.
 - 56.- H.B.Bebb, A.Gold, "Multiphoton Ionization of Hydrogen and Rare-Gas Atoms", Physical Review, 143, p.1-24, (1966)..
 - 57.- J.K.Wright, "Theory of the Electrical Breakdown of Gases by Intense Pulses of Light", Proc.Phys.Soc., 84, p.41-46, (1964).
 - 58.- B.A.Tozer "Theory of the Ionization of Gases by Laser Beams", Physical Review, 137A, p.1665-1667, (1965).
 - 59.- S.Martellucci, "Applications of Laser Produced Plasma to the Controlled Thermonuclear Fusion", Energia Nucleare, 18, p.541-554, (1971).
 - 60.- T.S.Brown, F.C.Khanna, "Laser-Plasma Interaction", en "A review of the Prospects of Laser Induced Thermonuclear Fusion", Atomic Energy of Canada Ltd. Rept. AECL-4840, p.119-130, (1974).
 - 61.- J.M.Dawson, A.Hertzberg, R.E.Kidder, G.C.Vlasses, H.G.Ahlstrom, L.C. Steinhaver, "Long Wavelength, High Powered Lasers for Controlled Thermonuclear Fusion", MATT-782, (1971).
-

- 62.- T.H.Stix, "The Theory of Plasma Waves", McGraw-Hill, (1962).
 - 63.- J.P.Freidberg, R.W.Mitchell, R.L.Morse, L.I.Rudsinski, "Resonant Absorption of Laser Light by Plasma Targets", Phys.Rev.Letters, 28, p.795-799, (1972).
 - 64.- R.L.Morse, C.W.Nielson, "Occurrence of High Energy Electrons and Surface Expansion in Radiantly Heated Target Plasmas", Los Alamos Scientific Laboratory Rept.LA-4986-MS, (1972).
 - 65.- V.F.Sears, "Target Compression and Thermonuclear Burn", Rept. AECL-4840, p.103-117, (1974).
 - 66.- A.Yariv, "Quantum Electronics", John Wiley, (1968).
 - 67.- J.F.Kephart, R.P.Godwin, G.H.McCall, "Bremsstrahlung Emission from Laser Produced Plasmas", Appl.Phys.Letters, 25, p.108-109, (1974).
 - 68.- K. Eidmann, R.Sigel "Backscatter Experiments" en "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" vol.3, (Schwarz-Hora editores), Plenum Press, (1974).
 - 69.- H.D.Shay, G.B.Zimmermann, J.H.Nuckolls, "Heating and Conduction in Laser Produced Plasmas", LLL Rept. UCRL-75883, (1974).
 - 70.- G.J.Pert, "Thermal Conduction Effects in Laser Solid Target Interaction", Plasma Physics, 16 p.1019-1033, (1974).
 - 71.- L.Spitzer Jr., "Physics of Fully Ionized Gases" Interscience, (1956).
 - 72.- J.Nuckolls, L.Wood, A.Thiessen, G.Zimmerman, "Laser Implosion of DT to Densities ≥ 1000 g/cm³: Optimism Pulse Shape, Fusion Yield vs. Laser Energy", LLL Rept. UCRL-74116, (1972).
 - 73.- J.Nuckolls, J.Lindl, W.Mead, A.Thiessen, L.Wood, G.Zimmerman, "Laser Driven Implosion of Hollow Pellets", LLL Rept. UCRL-75518, (1974).
 - 74.- R.J.Mason, R.L.Morse, "Tamped Thermonuclear Burn of DT Microspheres", Nuclear Fusion, 15, p.935-938, (1975).
 - 75.- G.Zimmerman, "Numerical Simulation of the High Density Approach to Laser Fusion", LLL Rept. UCRL-74811, (1973).
-

- 76.- J.S.Clarke, H.N.Fisher, R.J.Mason, "Laser-Driven Implosion of Spherical DT Targets to Thermonuclear Burn Conditions" Phys.Rev.Letters, 30, p. 89-92, (1973).
- 77.- E.H.Kennard, "Kinetic Theory of Gases", McGraw-Hill, (1938).
- 78.- D.M.Stupin, E.H.Farnum, R.J.Fries, M.A.Winkler, "Quality Selection of Laser-Fusion Target Microballoons", LASL Rept.LA-UR-75-2024, (1975).
- 79.- W.C.Mead, J.D.Lindl, "The Effects of Fluid Instabilities on Laser Fusion Pellets", LLL Rept. UCRL-76477, (1975).
- 80.- H.G.Ahlstrom, J.F.Holzrichter "More Evidence that Fusion Works", Laser Focus, (Sept. 1975).
- 81.- R.E.Kidder, "Laser Fusion: Capital Cost of Inertial Confinement", LLL Rept. UCRL-76546 (preprint), (1975).
ver también: "Laser Compression of Matter: Optical Power and Energy Requirements", Nuclear Fusion, 14, p.797-803, (1974).
- 82.- "Final Report of the Laser Fusion Advisory Panel", ERDA-28 (Ene.31, 1975).
- 83.- A.J.DeMaría, W.H.Glenn Jr., M.J.Brienza, M.E.Mack "Picosecond Laser Pulses", en ref.55, vol.1, p.11-70.
- 84.- J.S.Geiger, W.J.L.Buyers, F.C.Khanna, V.S.Sears "Short Pulse Oscillators and Pulse Shaping", Atomic Energy of Canada Ltd. Rept.N° AECL-4840 (1974).
- 85.- T.F.Stratton, "CO₂ Short-Pulse Laser Technology", Los Alamos Scientific Laboratory, Rept. LA-UR-75-1421, (1975).
- 86.- G.Brederlow, K.Hohla, K.J.Witte "Pulsed High Power Laser at IPP" Max-Planck Institut für Plasmaphysik, Rept. IPP IV/74 (1974).
- 87.- R.L.Craman, "Generation of Laser Pulses for Optimum Ablative Compressions", Los Alamos Rept. LA-UR-75-1945, (1975).
- 88.- J.M.Thorne, T.R.Loree, G.H.McCall "Intensity Filtration of Laser Light", J. of Appl. Phys., 45, p. 3072-3078, (1974).

- 89.- R.V.Pole, K.S.Pennington, "Optical Information Processing" en "Laser Handbook", vol.II, p. 1695-1744 (Arecchi-Dubois Eds.) North Holland (1972).
- 90.- B.A.Lengyel "Lasers", 2a. edición, Wiley-Interscience (1971).
- 91.- F.A.Jenkins, H.E.White "Fundamentals of Optics", McGraw-Hill (3a.edición, 1957).
- 92.- P.G.Kriukov, V.S.Letokhov, "Techniques of High Power Light Pulse Amplification" en "Laser Handbook". vol.I (ver ref.89).
- 93.- J.Nuckolls, J.Emmett, L.Wood, "Laser Induced Thermonuclear Fusion" Physics Today, p.46-53 (Ago.1973).
- 94.- J.Williams, T.Merson, F.Finch, F.Schilling, F.Frank, "A Conceptual Laser Controlled Thermonuclear Reactor Power Plant" Proc."1st.Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion" CONF-740402-P1, vol.I, San Diego, CA. Abril 16-18 (1974).
- 95.- I.S.Spalding, "Some Reactor Implications of Laser Fusion" en "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena", vol.III, p.775-797 (Schwarz-Hora Eds.) Plenum Press (1974).
- 96.- J.C.Swingle, C.E.Turner Jr., J.R.Murray, E.V.George, W.F.Krupke, "Photolytic Pumping of the Iodine Laser by XeBr" pre-print, a publicar_{se} en Appl. Phys.Lett (1976).
- 97.- L.D.Pleasance, L.A.Weaver "Laser Emission at $1.32\mu\text{m}$ from Atomic Iodine Produced by Electrical Dissociation of CF_3I " Appl.Phys.Lett. 27, p.407-409, (1975).
- 98.- Catálogo Owens-Illinois, Toledo, Ohio 43601, U.S.A.
- 99.- R.B.Chesler, J.E.Geusic "Solid State Ionic Lasers" en "Laser Handbook" vol.I, (ver ref.89).
- 100.- J. Soures, S. Kumpan, J. Hoose, "High Power Nd; Glass Laser for Fusion Applications", Appl. Optics, 13, p. 2081-2094, (1974).
- 101.- J.M.McMahon, J.L.Emmett, J.F.Holzrichter, J.B.Trenholme, "A Glass Disc Laser Amplifier", IEEE J. of Quantum Electronics, QE-9 p.992-999 (1973).
-

- 102.- E. Fabre, comunicación privada.
- 103.- Laser Focus, p. 4, (Nov. 1975).
- 104.- A.J.DeMarfa, "A Review of cw High Power CO₂ Lasers", Proc. IEEE, 61, p. 731-748, (1973).
- 105.- O.R.Wood,II, "High Pressure Pulsed Molecular Lasers", Proc. IEEE, 62, p. 355-397, (1974).
- 106.- T.F.Stratton, G.F.Erickson, C.A.Fenstermacher, E.O.Swickard,"Electron Beam Controlled CO₂ Laser Amplifiers", IEEE J. of Quantum Electronics, QE-9, p.157-163, (1973).
- 107.- R.F.Benjamin, K.Boyer, E.H.Farnum, C.A.Fenstermacher, R.J.Fries, D.V. Giovannelli, R.P.Godwin, A.J.Lieber, G.H.McCall, T.F.Stratton, "Carbon Dioxide Laser Development and Asymmetry in Laser Driven Implosions", Proc. 5th. Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Research, p. 495-505, vol.II, Tokio, (1974).
- 108.- J.F.Figueira, J.S.Ladish, G.T.Schappert, S.J.Thomas, "Amplification of Multiline/Multiband CO₂ Laser Pulses" Appl. Phys. Lett.,27, p.591-592, (1975).
- 109.- K.Boyer, "Laser Initiated Fusion-Key Experiments Looming", Astronautics & Aeronautics, p. 28-38, (Ene. 1973).
- 110.- E.Fabre, M.N.Bussac, A. Brissaud, "Compte-Rendu sur la Conference de Varsovie", Report Ecole Polytechnique PMI 699, (1975).
- 111.- G.Brederlow, K.J.Witte, E.Fill, K.Hohla, R.Volk, "The Asterix III Pulsed High Power Iodine Laser", preprint, (1975) - Max Plank Institut für Plasmaphysik, Garching, Alemania Occidental (RFA).
- 112.- K.Hohla, P. Gensel, K.L.Kompa, "Photochemical Iodine Laser - a High Power Gas Laser" en "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena", vol.II, p. 61-66 (Schwarz-Hora Edic.) Plenum, (1972).
-

- 113.- M.H.R.Hutchinson, "Visible and UV High Pressure e-Beam Lasers", presentado al "Curso sobre Láseres Gaseosos de Alta Potencia", Capri, Italia, Sept. 22-Oct. 4, (1975).
- 114.- J.S.Gilbert, R.E.Stapleton, "Electrical Requeriments of Xenon Lasers", Los Alamos, Informal Rept. LA-5815-MS, (1975).
- 115.- V.F.Sears, W.J.L.Buyers, J.S.Geiger, F.C.Khanna, "Lasers in the Process of Development", Appendix VII, en "A Review of the Prospects for Laser Induced Thermonuclear Fusion" Atomic Energy of Canada Rept. AECL-4840, (1974).
- 116.- S.Gilbert, T.F.Stratton, R.J.Jensen, "Potential Lasers for LCTR Applications", en Proc. First Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, p. 3-12, San Diego, CA. (Abril, 1974). vol. II, CONF-740402-P2.
- 117.- Optics and Laser Technology, 7, p. 147, (1975).
- 118.- Laser Focus, 12, n°6, p. 34-38, (1976).
- 119.- J.R.Murray, C.K.Rhodes, "The Possibility of a High Energy Storage Visible Laser on the Auroral Line of Oxygen" Lawrence Livermore Rept. UCRL-51455, (1973).
- 120.- R.Hyde, L.Wood, J.Nuckolls, "Physics and Engineering Considerations in Laser CTR Reactor Design", en "Proc. 1st. Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion", vol. I, p. 154-158, San Diego, CA. (Abril, 1974), CONF-740402-P1.
- 121.- W.H.McMahan, "High Power, Visible Output Gasdynamic Lasers", Optical Spectra, p. 30-34, (Dic.,1971).
- 122.- C.R.Hoffmann, "Target, Reactor-Blanket Assembly" en "A Review of the Prospects for Laser Induced Thermonuclear Fusion", Atomic Energy of Canada, Rept. AECL-4840-MS, vol 1, (1972).
- 123.- R.W.Conn., G.L.Kulcinski, "The ISSEC Fusion Blanket Design Concepts", Trans. Am. Nuc.Soc., 21, p. 49-50, (1975).
-

- 124.- A.P.Fraas, "The Blascon: An Exploding Pellet Fusion Reactor", Oak Ridge Rept. ORNL-TM-3231, (1971).
 - 125.- L.A.Booth, "Central Station Power Generation by Laser Driven Fusion", Los Alamos Sci.Lab., Rept. LA-4858-MS, vol. I, (1972).
 - 126.- J.M.Williams, Nuclear Fusion Special Supplement, (1974).
 - 127.- T.Frank, D.Freiwald, T.Merson, J.Devaney, "A Laser Reactor Concept Utilizing Magnetic Fields for Cavity Wall Protection", en "Proc. 1st Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion", vol.I, p. 154-158, San Diego, CA. (Abril, 1974), CONF-740402-P1.
 - 128.- P.R.Tunncliffe, "The Value of Fusion Neutrons", en "A Review of the Prospects for Laser Induced Thermonuclear Fusion", Atomic Energy of Canada, Rept. AECL-4840-MS, vol. I, (1972).
 - 129.- E.L.Draper Jr. S.J.Gage, "The Fusion-Fission Breeder: its Potential in a Fuel Starved Thermal Reactor Economy" en "Proc. Symposium on Technology of Controlled Fusion Experiments and the Engineering Aspects of Fusion Reactors", p.132-145, Austin, Texas, (Nov.20-22,1972), CONF-721111.
 - 130.- B.R.Leonard, Jr., "A Review of Fusion-Fission (Hybrid) Concepts", Nuclear Technology, 20, p. 161-178, (Dic. 1973).
 - 131.- J.A.Maniscalco, L.L.Wood, "Advanced Concepts in Fusion-Fission Hybrid Reactors", Lawrence Livermore Lab. Rept. UCRL-75835, (preprint, 1974).
 - 132.- R.Horoshko, H.Hurwitz, "Application of Laser Fusion to the Production of Fissile Materials", Laboratory for Laser Energetics, Rept.19, U.of Rochester, (1974).
 - 133.- R.Carruthers, H.J.Dunster, R.D.Smith, C.J.H.Watson, J.T.D.Mitchell, "Culham Study Group Report on Fusion Reactors an the Environment", Culham Rept. CLM-R-148, (1975).
-

APENDICE

Notas agregadas en prueba.

NOTA 1

Recientes desarrollos en la tecnología de pastillas combustibles permiten utilizar láseres de longitud de onda de hasta $1-2 \mu\text{m}$, con una eficiencia eléctrica de 1-3%. (Optical Spectra, 10, p.26, (Oct. 1976))

NOTA 2

John Nuckolls, del Laboratorio Lawrence Livermore, anunció en la 9a. Conferencia Internacional de Electrónica Cuántica (Amsterdam, junio 14-18, 1976) el desarrollo de nuevos tipos de pastilla combustible (ver también NOTA 1) que permitan suprimir adecuadamente inestabilidades hidrodinámicas en la implosión. Los requisitos de terminación superficial de la pastilla se han reducido para los nuevos diseños en un factor ~ 100 con respecto a los estimados para diseños anteriores. (Laser Focus, 12, p.18, (Ago. 1976))

NOTA 3

Se ha establecido el origen termonuclear de los neutrones producidos en los experimentos de compresión del Laboratorio Lawrence Livermore. (Optics Communications, 18, p.97, (Julio 1976))

NOTA 4

Recientemente, el Laboratorio de Los Alamos ha detectado neutrones de 14 MeV como resultado de reacciones de fusión producidos por implosión de blancos irradiados con un láser de CO_2 de 400 J/1 nseg. Este hecho se considera indicativo de que sería factible producir una eficiente compresión con este tipo de láser, a pesar de su larga longitud de onda. Se considera, por tanto, con optimismo, la posibilidad de alcanzar condiciones de umbral para pastillas de D-T en base al láser de CO_2 de 100 kJ/1 nseg, programado para 1981 por dicho Laboratorio. (Cern Courier, 17, p.97, (Abril 1977))

<u>I N D I C E</u>	<u>Página</u>
1. <u>INTRODUCCION</u>	1
2. <u>ESTADO DE LAS INVESTIGACIONES SOBRE FUSION NUCLEAR</u>	
2.1. <u>Fusión Nuclear como Recurso Energético</u>	2
2.2. <u>Generación de Potencia por medio de Fusión Nuclear</u>	3
2.2.1. Ciclo Combustible	3
2.2.2. Condiciones de Reacción	7
2.3. <u>Reactores Conceptuales de Fusión Nuclear</u>	12
2.3.1. Theta Pinch	14
2.3.2. Espejo Magnético	17
2.3.3. Tokamak	19
2.3.4. Confinamiento Inercial	22
2.3.4.1. Calentamiento con Láser	22
2.3.4.2. Calentamiento con Haz Electrónico Relativfstico	25
2.4. <u>Conclusiones</u>	28
3. <u>REVISION DEL CONCEPTO INERCIAL LASER</u>	
3.1. <u>Proceso de Interacción Radiación Láser-Pastilla Combustible</u>	30
3.1.1. Producción del Plasma	32
3.1.2. Mecanismo de Absorción de Energfa del Plasma	34
3.1.2.1. Absorción Clásica	34
3.1.2.2. Absorción Anómala	36
a. Interacción Paramétrica	38
b. Absorción Resonante	41
3.1.2.3. Resultados Experimentales	41
3.1.3. Mecanismos de Transferencia de Energfa	42
3.1.4. Mecanismo de Compresión del Núcleo Combustible	43
3.1.4.1. Dinámica de Compresión y Calentamiento del Núcleo	44
a. Compresión Ablativa Isentrópica	44
b. Compresión Tipo "Exploding Pusher"	49

	<u>Página</u>
3.1.4.2. Condiciones de Simetría y Estabilidad Hidrodinámica de la Compresión	52
3.1.4.3. Resultados Experimentales	54
3.1.5. Relaciones de Escala para Generación de Potencia Util	56
3.1.6. Conclusiones	62
3.2. <u>Láseres para Fusión Nuclear</u>	63
3.2.1. Caracterización de un Láser de Interés para un Reactor Comercial de Fusión Nuclear	63
3.2.1.1. Componentes de un Láser de Alta Energía y Potencia	63
a. Oscilador	65
b. Selector de Pulso	66
c. Conformador de Pulso	67
d. Elementos de Conformación Espacial del Haz	68
e. Aisladores Ópticos	72
f. Amplificadores	75
3.2.1.2. Criterios a Satisfacer por un Láser para Fusión	76
a. Consideraciones sobre el Medio Activo	76
b. Consideraciones sobre la Longitud de Onda	81
c. Consideraciones sobre la Vida y Potencia Media del Láser	83
3.2.2. Láseres de Interés para Fusión Nuclear	85
3.2.2.1. Láseres de la Actual Generación	86
a. Láser de Vidrio Neodimio	86
b. Láser de CO ₂	92
c. Láser de Yodo	97
3.2.2.2. Láseres en Desarrollo	101
a. Láser de Xenón	101
b. Láser Químico de HF	104
c. Láser de Oxígeno	106
d. Láser de Excímeros de Oxígeno-Gases Raros	108

	<u>Página</u>
3.3. <u>Reactores Conceptuales de Fusión Nuclear de Confinamiento Inercial y Calentamiento con Láser</u>	110
3.3.1. Sistemas Componentes del Reactor	110
3.3.1.1. Láser y Fuente de Poder Láser	111
3.3.1.2. Óptica de Iluminación de la Pastilla Combustible	113
3.3.1.3. Sistema de Fabricación e Inyección de Combustible	115
3.3.1.4. Cámara de Reacción	116
3.3.2. Conclusiones	121
3.4. <u>Reactores Híbridos Conceptuales de Fusión-Fisión en base a Láseres</u>	121
3.4.1. Reactores Reproductores Híbridos - Su Potencial de Aporte a la Economía Energética Nuclear	121
3.4.2. Reactores Híbridos en Base a Láseres	124
3.4.2.1. Balance Neutrónico y Energético en función del Diseño de la Camisa	125
3.4.2.2. Consideraciones sobre el Plasma	130
3.4.2.3. Costos	131
3.4.3. Conclusiones	132
<u>REFERENCIAS</u>	135
<u>APENDICE</u>	146

Vertical line of text or markings on the left side of the page.
