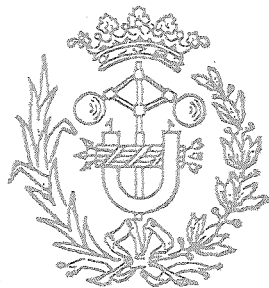


Escuela Superior de Ingenieros Industriales

SEVILLA



TESIS

ANALISIS DE LA CORONA DE PLASMA TERMONUCLEAR
GENERADA POR UN HAZ IONICO.

POR

ANGEL GERARDO VELAZQUEZ LOPEZ

SEVILLA, JULIO 1986.

1.52

UNIVERSIDAD DE SEVILLA

TESIS

ANALISIS DE LA CORONA DE PLASMA TERMONUCLEAR
GENERADA POR UN HAZ IONICO.

por

Angel Gerardo Velázquez López

ESCUELA TECNICA SUPERIOR DE INGENIEROS INDUSTRIALES

Sevilla, Julio 1986.

Les prometió componer un hermoso libro de filosofía, escrito en letra muy menuda para que pudiesen utilizarlo, y les dijo que en ese libro hallarían el fin de las cosas. Efectivamente, les dió ese volumen antes de partir; fue llevado a París, a la Academia de las Ciencias, pero, cuando el secretario lo abrió, no vió mas que un libro completamente en blanco.

-¡Ah!-dijo-ya me lo sospechaba.

(Micromegas, Voltaire)

Deseo expresar mi agradecimiento a todos los que de alguna forma me han ayudado a realizar este trabajo; ya sea pagándome (esta Tesis se ha hecho disfrutando durante dos años de una beca concedida por el Colegio Oficial de Ingenieros Industriales de Andalucía), ayudándome en tareas laborales (Antonio Fernández García Navas), mecanografiando el manuscrito (Ana María del Río López) o simplemente so portándome.

Especialmente quiero dar las gracias a Antonio Barrero Ripoll, Catedrático de Mecánica de Fluidos de la E.T.S.I. In dustriales de Sevilla y Director de esta Tesis, que me ha en señado mucho y del que yo creo haber aprendido bastante.

Me place que se extingan, aun amados, los días con tal que maduren las cosas mas queridas: aquella planta rara que estamos cultivando en el jardín, un niño que educamos, un librito dilecto que escribimos.

(El juego de los abalorios, H. Hesse)

Esta Tesis se ha realizado disfrutando durante dos años de una beca concedida por el Colegio Oficial de Ingenieros Industriales de Andalucía.

RESUMEN

R E S U M E N

Se ha considerado el movimiento del plasma generado - por la irradiación de un haz iónico sobre una microesfera de material inicialmente frío y de densidad constante. En el análisis de dicho movimiento se ha incluido la conducción térmica electrónica, transporte de calor por radiación, grado de ionización del material variable e intercambio energético entre iones y electrones.

En el análisis de dicho movimiento se ha encontrado - que existen dos regímenes claramente diferenciados que están gobernados por el parámetro δ que es la inversa del número de Strouhal. El caso $\delta \ll 1$, asociado a pulsos del haz muy intensos y de corta duración, se ha denominado en la Tesis régimen de calentamiento puesto que en él, el haz penetra bruscamente el material calentándolo sin comprimir. El caso $\delta \gg 1$, asociado a pulsos relativamente menos intensos y de mayor duración, es el de interés en la fusión por confinamiento inercial y se encuentra que existe una superficie de ablación bien definida que separa dos zonas claramente diferenciadas del campo fluido; una zona densa y fría de una corriente cuasi-estacionaria exterior de plasma al vacío donde la absorción de energía tiene lugar.

En el régimen de compresión ($\delta \gg 1$) se han obtenido - las relaciones existentes entre las variables fluidodinámicas de interés (presión de ablación y gasto de plasma abla- cionado) con los parámetros básicos del haz (energía por nucleón e intensidad de corriente) en orden a generar entre otras la ley temporal de los parámetros del haz que de

lugar a una compresión óptima de la microbola. Para plasmas de bajo número atómico, de especial interés en fusión - por confinamiento inercial, se presenta un método simplificado que permite obtener relaciones analíticas simples que relacionan las variables fluidodinámicas de interés con los parámetros del haz. Asimismo, al igual que en el caso $\delta \gg 1$, se han obtenido los perfiles de velocidad del haz y temperatura y velocidad del plasma, y para el régimen de calentamiento $\delta \ll 1$.

INDICE

I. INTRODUCCION.....	1
II. MODELOS DE DEPOSICION DE ENERGIA.....	16
III. RADIACION TERMICA. TRANSPORTE DE CALOR POR RADIACION EN UN MEDIO.....	26
IV. FORMULACION DEL PROBLEMA.....	40
V. ANALISIS DEL REGIMEN DE COMPRESION. $\xi \gg 1$	48
VI. MODELO SIMPLIFICADO DEL REGIMEN DE COMPRESION PARA EL CASO DE UN PLASMA DE BAJO NUMERO ATOMICO.....	59
VII. ANALISIS DEL REGIMEN DE CALENTAMIENTO. $\xi \ll 1$	67
VIII. CONCLUSIONES Y DISCUSION DE LOS RESULTADOS.....	75
REFERENCIAS.....	79

I N T R O D U C C I O N

El paso de una población mundial estable, de unos 1.000 millones de individuos, en 1.880 a otra de 10.000 millones es tá camino de convertirse en una realidad histórica. Según - cálculos conservadores la población se duplicará de 4.000 millones a 8.000 millones, a lo largo de los próximos 50 años. El crecimiento de la demanda energética después de la segunda guerra mundial venía instado principalmente por el desarrollo industrial de los países Septentrionales, que gozaban de una demografía estabilizada; sin embargo, la demanda energética - del futuro se generará, en gran parte, por el crecimiento bio lógico de los países Meridionales.

Estudios realizados sobre las necesidades energéticas de los próximos 50 años sugieren, aunque dadas las presentes circun stancias parece aconsejable tomar dichas predicciones con cierta prudencia, que el gas natural mantendrá su aportación actual, en torno al 20 por ciento del mercado mundial de energía, mientras que el petróleo podría bajar gradualmente desde el 40 por ciento en que se halla hoy hasta el 20 por ciento - en el año 2.030. Para compensar esta bajada y, lo que no es menos importante, cubrir la demanda de energía secundaria líquida, habrá que convertir una fracción cada vez mayor de hulla en combustible sintético. Y ese desvío de hulla en tal - cantidad de su uso para generar electricidad habrá que paliar lo en parte con una mayor penetración de la energía nuclear - en el sector eléctrico. Pero el Uranio natural es un recurso limitado, por ello parece que durante el siglo XXI los reacto res nodriza de fisión y los de fusión termonuclear irán asumiendo un papel creciente en el mercado mundial de energía.

Asimismo, estas previsiones para los próximos años sugiere que la tasa de consumo de energía primaria aumentará de 8'2 teravatios-año por año en 1.975 a una cantidad que oscile entre 22 teravatios-año por año, en el marco de un escenario de crecimiento bajo y 36 teravatios-año por año alrededor del 2.030 considerando un crecimiento elevado. La discusión parece centrarse pues en si los combustibles fósiles serán capaces de sostener durante dicho plazo de tiempo esa previsible demanda energética creciente.

En cualquier caso, lo que parece claro es que a más o menos largo plazo habrá de producirse la transición entre el uso de combustibles fósiles como fuente principal de energía y otro tipo de energías de duración ilimitada. Esta previsible transición recuerda en cierto modo a la realizada hace tiempo con el paso de un sistema de subsistencia basado en la caza y la recolección a otro sistema fundado en la ganadería y la agricultura. En este momento parece que se dispone de suficiente combustible fósil para facilitar la transición pero no parece que se disponga de tanto tiempo para realizarla como dispusieron los antepasados.

Las llamadas fuentes alternativas de energía (solar, eólica, geotérmica, biomasa y otras) ofrecen un inmenso atractivo pero por su misma naturaleza, poca energía por unidad de volumen, solo podrán abastecer muy minoritariamente la demanda energética. Parece pues, que la fusión termonuclear se perfila como una razonable fuente de energía para el futuro. Como se sabe, dicha producción masiva de energía se basa en la fusión de núcleos atómicos ligeros, mediante la cual dos núcleos se unen dando lugar a otro con mayor número másico y

con una pérdida de masa del 1 al 3 por mil, que corresponde a una producción de energía de 24.000 a 72.000 Kilovatios-hora por gramo de material fusionado. Actualmente, la fusión nuclear sólo se ha obtenido a escala de laboratorio y de modo incontrolado en las explosiones termonucleares.

Hay múltiples reacciones de fusión nuclear. Cabría destacar desde el punto de vista de la factibilidad tecnológica la que emplea los isótopos del Hidrógeno, deuterio y tritio. El deuterio se encuentra en el agua de mar con una concentración de 34 partes por millón, lo que supone unas 10^{13} toneladas de deuterio en los océanos, con un contenido energético de $2 \cdot 10^{24}$ Kilovatios-hora. El tritio, que no se encuentra en la naturaleza, puede obtenerse bombardeando el litio con neutrones. El litio se halla en la corteza terrestre en una concentración de 20 partes por millón. Es de destacar también que el índice de riesgo radiobiológico (razón entre la actividad por vatio térmico y la concentración máxima permitida en el aire) de una central de fusión nuclear sería del orden de la milésima parte del de una central con reactores de fisión nuclear de reproductores rápidos.

Sin embargo, existen dos puntos que es necesario satisfacer para que un medio con deuterio y tritio D-T funcione como reactor productor de energía.

1.- La temperatura del medio debe ser superior a la de ignición, de unos 45.000.000 de grados cuando se emplea (D-T)

A estas temperaturas los átomos se encuentran completamente ionizados constituyendo un plasma.

2.- En la colisión del deuterio con el tritio ocurre una sola fusión por cada millón de colisiones aproximadamente.

Así pues el medio ha de estar confinado durante cierto tiempo para que el deuterio y el tritio puedan colisionar suficiente número de veces, de manera que algunas - de ellas produzcan fusiones y por tanto energía. Esta premisa se traduce matemáticamente en la llamada condición de Lawson, según la cual el producto de la densidad del plasma (en núcleos por centímetro cúbico) por el tiempo de confinamiento (en segundos) debe ser mayor de 10^{14} para el caso de deuterio y tritio y 10^{16} para - el caso de deuterio solo.

El confinamiento de un plasma puede realizarse por dos procedimientos distintos, por confinamiento magnético y por confinamiento inercial. En el primero de ello el plasma, - de baja densidad, se mantiene aislado de las paredes del - reactor mediante campos magnéticos durante un tiempo suficiente para que se cumpla la condición de Lawson. Para una temperatura de 10 KeV y un campo magnético de 10^5 Gauss, el tiempo de confinamiento mínimo, para un plasma de deuterio-tritio es 10^{-3} segundos, sin embargo el tiempo de vida del - plasma a esa temperatura en un reactor de 10 cm de longitud característica es de tan solo 10^{-7} segundos, de ahí que se presenten apreciables dificultades, aunque se espera que serán vencidas en aplicaciones industriales en un futuro próximo. La otra alternativa para satisfacer el criterio de Lawson es comprimir fuertemente el material, hasta densidades - del orden de miles de veces la densidad inicial, de manera - que las ondas de compresión generadas, que se propagan hacia el interior de la bola, se alcancen justo en el centro de la misma. En esta región central se inicia la reacción termonu

clear y las partículas α liberadas calientan el material adyacente mediante una onda de quemado que se propaga hacia el exterior.

La clasificación mas general de los esquemas de confinamiento magnético depende de que las líneas de fuerza magnética sean cerradas o abiertas. Las líneas de campo que definen un volumen toroidal constituyen un ejemplo básico de las primeras. Cada partícula cargada del plasma es confinada por una de dichas líneas. Mas concretamente, girará alrededor de dicha línea describiendo una trayectoria en espiral y puesto que la línea se cierra sobre si misma, la partícula quedará atrapada. En la primera solución propuesta, llamada estelerador, todas las líneas se producen mediante arrollamientos exteriores al plasma que una vez que llega a la ignición puede quemarse sin adición exterior de energía. En la otra solución, el tokamak, las líneas son producidas en parte por arrollamientos exteriores y en parte por una corriente eléctrica de inducción que fluye por el propio plasma. En esencia, algunos de los arrollamientos externos empleados en el estelerador son reemplazados por un conjunto de arrollamientos que actúan como el devanado del primario de un transformador, donde el plasma viene a ser el secundario del mismo.

Desafortunadamente, un transformador no puede conducir corriente en el secundario continuamente en una dirección, debido a que entonces la corriente en el primario tendría que aumentar de manera indefinida. Por tanto el transformador debe reajustarse y, en consecuencia, permitir que el "quemado" termonuclear se detenga periódicamente. Las estima

ciones actuales para los reactores tokamak suponen la producción de energía en pulsos de duración aproximada de 1.000 - segundos con pausas de 30 a 60 segundos. Un sistema de almacenamiento de energía ha de asegurar, en la instalación de un reactor comercial, un suministro continuo de potencia a las turbinas que generan electricidad.

Se está investigando en otras vías para dirigir la corriente del plasma en un tokamak. Si tuvieran éxito, permitirían a los reactores operar incesantemente o al menos en pulsos muy largos del orden de un día. La idea más prometedora es lanzar ondas de radiofrecuencia unidireccionales sobre el plasma a una frecuencia cercana a los 3.000 millones de Hertz. El momento de las ondas puede ser transferido a los electrones, forzándolos a lo largo del campo magnético y ordenando así la corriente eléctrica.

En el segundo grupo de los esquemas del confinamiento magnético las líneas de campo son abiertas, la configuración elemental es la de un espejo magnético de celda única. En él un conjunto de bobinas produce un campo que presenta dos picos en su amplitud. A cada máximo corresponde una región de estrangulamiento donde las líneas de fuerza están muy próximas entre sí. Considérese una partícula cargada ligada a una de las líneas de campo en cualquier punto entre los dos máximos. Mientras la partícula se aproxima a un pico deberá conservar la energía y el momento angular; así su energía y movimiento, paralelos al campo se convierten en energía y movimiento perpendiculares al campo. El movimiento paralelo al campo puede revertirse quedando la partícula atrapada entre los dos picos. Sin embargo un espejo magnético no es un

recipiente o confinador perfecto ya que las partículas, que colisionan y se dispersan entre sí, pueden escapar a través del cuello del estrangulamiento. Otra manera de proceder es conectar magnéticamente dos celdas de espejos, de este modo el pico del potencial electrostático de cada celda actúa ahora de "tapón" atrapando los iones electrostáticamente en un pozo central de potencial entre las dos celdas del espejo.

Las principales características ingenieriles de los reactores de fusión por confinamiento magnético son comunes a todos los esquemas. En primer lugar, la mayoría de dichos reactores se conciben con bobinas superconductoras para minimizar la potencia requerida para mantener el campo magnético. Se precisa, típicamente, una magnitud de campo de 50.000 gauss en un volumen de 3.000 a 10.000 metros cúbicos (el valor medio del campo magnético terrestre es de medio gauss). Si se utilizasen bobinas no superconductoras, la potencia consumida por las mismas sobrepasaría la que sale del reactor. La segunda característica importante común a estos sistemas es el calentamiento auxiliar necesario para aumentar la temperatura del plasma. Si éste conlleva una corriente, el calentamiento resistivo ayudará, pero será en general insuficiente. Las dos técnicas más comunes de calentamiento auxiliar emplean ondas de radiofrecuencia o haces intensos de átomos neutros o de moléculas de alta energía.

En cuanto a la transformación de la energía de fusión en eléctrica, el refrigerante que fluye sobre la envoltura del reactor extrae calor y lo transporta a una planta de potencia de características convencionales, formada por cambi

dores de calor, generadores de vapor y turbinas.

La idea de confinamiento inercial se basa en el hecho de que al incidir uniformemente sobre la superficie de una microbola, en cuyo interior hay deuterio y tritio, un haz de fotones de un láser o un haz de electrones o iones producidos en un acelerador de partículas, se producen una serie de procesos muy complejos cuyo efecto macroscópico es la ablación del material próximo a la superficie de la microbola. Este material de ablación se desplaza hacia fuera con un impulso centrifugo y por tanto debido a la conservación del impulso se producirá un impulso centrípeto sobre el resto de la microbola que se traduce en una presión sobre la superficie de ésta, denominada presión de ablación, generándose así un tren de ondas de presión que viajan a través de la microbola comprimiéndola. Las condiciones óptimas se presentan cuando la compresión es isentrópica, es decir, cuando la microbola se comprime a elevadas densidades (miles de veces la densidad inicial) sin aumentar apreciablemente la temperatura (un millón de grados). Cuando las ondas de presión llegan a las proximidades del centro, colapsan generando una onda de choque muy intensa que calienta bruscamente esta pequeña región central hasta temperaturas de fusión del orden de 50 ó 100 millones de grados; generando entonces una onda de ignición que se propaga al resto del deuterio y tritio fusionándole. Macroscópicamente se produce el quemado de la microbola en el centro de una vasija de unos cinco metros de radio refrigerada por litio.

Las partículas producidas en la fusión (neutrones, partículas alfa, núcleos de deuterio y tritio sin fusionar, y

núcleos del material no fusible que contiene la microbola) - interaccionan con la vasija del reactor, incrementando la entalpía del refrigerante que se transforma en energía eléctrica a través de un sistema convencional de generador de vapor, turboalternador y condensador.

En este trabajo se intenta analizar aspectos de la fluidodinámica de la interacción de haces iónicos con la materia y en particular se trata de obtener relaciones que liguen - los parámetros básicos del haz (energía por nucleón e inten-sidad de corriente) con variables fluidodinámicas de interés, presión de ablación obtenida y masa de plasma ablacionada en orden a generar, entre otras, la ley temporal del haz que de lugar a un trabajo de compresión lo más isentrópico posible. Asimismo es de interés el estudio de dicha fluidodinámica pa-ra tratar de conseguir los siguientes objetivos:

- 1) La energía perdida en la expansión al vacío debe ser mínima.
- 2) El flujo de masa y energía hacia el interior de la esfera debe maximizarse con objeto de obtener la compresión y el aumento de densidad deseado.
- 3) La entropía debe mantenerse baja en el interior de la esfera.

En cuanto a la naturaleza del haz, el láser es por mu-chos conceptos el sistema ideal para irradiar el blanco ya - que genera pulsos muy cortos que pueden fácilmente focalizar-se sobre la superficie de esferas de tamaño pequeño. Sin - embargo presenta el inconveniente de un alto coste así como su gran ineficiencia en convertir la energía eléctrica en - luz coherente (aproximadamente un 0'2% para el láser de Neodi-o

mio que hasta ahora ha sido el más utilizado, y algo menor - del 5% para el láser de Co_2). La hidrodinámica de la interacción láser-plasma es bien conocida y ha sido ampliamente estudiada tanto en extensos cálculos de simulación numérica como en análisis teóricos aproximados, para geometrías planas y esféricas, Mason y Morse (1.975), Gitomer y otros (1.977), Max y otros (1.980), Barrero y Sanmartín (1.977-1.980), Sanmartín y Barrero (1.978), Sanz y otros (1.981), Ramis y Sanmartín (1.983), Nicolás (1.984).

Los haces de partículas cargadas son producidos en generadores mediante la aceleración de electrones o iones utilizando diferencias de potencial. El coste de los generadores es relativamente barato y su eficiencia mucho mas alta que la de los láseres, alrededor de un 30%, los haces de electrones son los menos eficientes en transportar energía al núcleo - frío y denso de la bola; además la fuerte radiación de rayos X emitida, debida a las colisiones con los iones del plasma, puede atravesar la corona de plasma rarificado y calentar la zona interior de la bola. También su pequeña masa dificulta la focalización sobre el blanco. El sistema alternativo propuesto ha sido el haz de iones, que presenta básicamente las siguientes ventajas.

- 1) No produce en el plasma efectos tales como turbulencia o electrones supratérmicos.
- 2) No existe una densidad asociada a la deposición de energía como en el caso del láser y los iones penetran en el interior del blanco conduciendo el proceso de implosión adecuadamente y con una gran eficacia en el proceso de absorción de energía ya que no son -

reflejados por el blanco.

El interés en los haces de iones se ha extendido recientemente a los haces de iones pesados, que poseen algunas ventajas sobre los ligeros como son: más fácil focalización debido a su mayor masa (inercial), pulsos mucho más intensos y por tanto menor exigencia en la intensidad de corriente. Sin embargo el tamaño de los aceleradores de iones pesados - así como su coste es mayor que cualquiera de los generadores de las alternativas anteriores.

La fluidodinámica de la interacción haz iónico-plasma - ha sido considerada en extensos cálculos numéricos que simulan la física implicada Clauser (1.975), Shearer (1.975), Clauser y otros (1.977), Kindel y Lindman (1.979), Evans (1.981), Velarde y otros (1.983-1.985), Tahir y Long (1.986). Otros trabajos de carácter analítico han sido recientemente publicados: para geometrias planas, Barrero y Fernández (1.986) han encontrado soluciones de semejanza en el caso de la interacción de un haz iónico con un sólido plano semiinfinito; también se ha analizado, Evans (1.983), un modelo muy simple en el que se calienta el blanco mediante haces de partículas cargadas.

Desde el punto de vista de la tecnología, la concepción de los generadores de haces iónicos ligeros difieren apreciablemente de la de iones pesados. Un generador de iones ligero consiste fundamentalmente en cuatro estructuras colocadas en serie: 1) Un sistema capacitivo de almacenamiento de energía eléctrica, 2) Un sistema de formación de pulsos eléctricos cortos y de alto voltaje, 3) Una línea de transmisión y 4) Un diodo en donde dicha energía eléctrica es utilizada pa

ra, dependiendo de la polaridad del diodo, generar un haz iónico o electrónico. Usualmente este tipo de generadores aceleran iones ligeros, desde protones a carbono, a energías del orden de Megaelectronvoltios por nucleón con intensidades de corriente de cientos de Kiloamperios o lo que es equivalente con unas potencias del orden de Teravatios, con una duración del pulso del orden de 50 nanosegundos.

Los aceleradores de iones pesados consisten básicamente en una serie de generadores convencionales que suministran una serie de iones pesados (Bismuto, Uranio, etc) de baja energía que son posteriormente acelerados en uno o más anillos de almacenamiento hasta conseguir energías del orden de Giga-electronvoltios por nucleón a bajas intensidades de corriente, de decenas de Kiloamperios, lo que proporciona potencias que pueden llegar a los 100 Teravatios. El tamaño de la instalación resulta considerable ya que los anillos de almacenamiento pueden tener radios de 500 a 1.000 metros.

Es de resaltar que en cualquier caso, iones ligeros o pesados, para obtener condiciones de fusión, potencias del orden de Teravatios, se necesitan energías por unidad de masa atómica del mismo orden.

En cuanto al diseño de la microbola, es necesario hacer previamente algunas consideraciones referentes a la física de la interacción del haz iónico con dicha microbola. En primer lugar, Kidder (1.976) desarrolló una teoría de compresión isentrópica de microbolas usando soluciones de semejanza. Dicha teoría proporciona el perfil de presiones que es necesario aplicar a la microesfera para producir un trabajo de compresión lo mas isentrópico posible. Ocurre sin embargo que la

presión requerida utilizando dicha forma funcional tiende a infinito en los últimos instantes de la compresión. Evidentemente este requisito no puede ser físicamente satisfecho, pero puede soslayarse utilizando una microbola que posea una capa exterior de un material de alto número atómico (alta densidad) que con su gran inercia sustituya en los instantes finales el requerimiento de presión infinita. Por otra parte esta cáscara exterior pesada evita la evaporación del combustible interior (Deuterio-Tritio) y en la fase de ignición atrapa parte del flujo de calor por radiación que viajaría hacia el exterior de la bola reduciendo de este modo las pérdidas. Asimismo han de ser tenidas en cuenta las inestabilidades de Rayleigh-Taylor en la superficie de separación entre ambas capas y las inhomogeneidades asociadas al proceso de fabricación. En la literatura especializada puede encontrarse que los diseños propuestos sugieren una estructura multicapas (cuatro o cinco) que típicamente podría ser la que sigue: 1) una estrecha capa exterior de material de alto número atómico (Plomo, Oro, etc.), 2) una capa algo más ancha de Litio o Berilio, 3) de nuevo otra zona de material de alto número atómico y 4) la zona de combustible (Deuterio-Tritio) que puede llegar hasta el centro de la bola o bien tener estructura de cáscara dejando vacío el interior de la microesfera. En cualquier caso el radio propuesto para la microbola es del orden de un milímetro.

El presente trabajo está encaminado a analizar algunos aspectos de la fluidodinámica de la interacción de un haz de iones (ligeros o pesados) con una microesfera de material de alto o bajo número atómico.

Se ha encontrado que existen tres regímenes claramente diferenciados en dicha interacción que vienen gobernados por el parámetro δ :

$$\delta = \frac{t_0}{R} V_0$$

donde t_0 es el tiempo característico de duración del pulso iónico, R es el radio de la microesfera y V_0 es la velocidad característica del movimiento del material de la microbola.

1) $\delta \gg 1$. En este régimen, denominado de compresión y asociado a un ritmo lento de deposición de energía, existe una superficie de ablación bien definida que separa dos zonas claramente diferenciadas del campo fluido: una corriente exterior cuasi-estacionaria de plasma caliente y rarificado, donde la energía del haz es depositada, que se expande hacia el vacío con una velocidad característica del orden de $(kT_0/m_i)^{1/2}$ (k es la constante de Boltzmann, T_0 es la temperatura característica del plasma y m_i su masa por nucleón) y un movimiento centrípeto del material sólido de la bola con una velocidad característica -

$$\frac{dR}{dt} \ll \left(\frac{kT_0}{m_i} \right)^{1/2}$$

2) $\delta \sim 1$. No existe una superficie de ablación bien definida y la energía del haz es depositada tanto en la corriente no estacionaria de plasma exterior como en el interior de la microbola.

3) $\delta \ll 1$. En este régimen, denominado de calentamiento, la energía del haz es depositada muy rápidamente penetrando, sin comprimir, en el interior de la microbola y calentán-

dola, sin dar tiempo a que se expanda el plasma salvo en una pequeña zona exterior.

Se han estudiado los dos regímenes $\delta \gg 1$ y $\delta \ll 1$ poniendo especial interés en el de compresión que es el más interesante de los tres desde el punto de vista de la fusión por confinamiento inercial.

En el modelado de las ecuaciones que gobiernan el comportamiento del problema se han tenido en cuenta: grado de ionización variable, esto es se ha considerado la existencia de electrones libres y ligados a los iones del plasma, transporte por radiación y conducción, y temperaturas distintas para los iones y electrones.

Los resultados obtenidos pueden ser utilizados para determinar la ley temporal de variación de la energía por nucleón del haz iónico ($E_0(t)$) e intensidad de Corriente ($I_0(t)$) (o bien la potencia del haz), necesarios para generar una ley de compresión óptima ($P_a(t)$); de la microbola para un radio ($r_a(t)$) dado. Asimismo es posible obtener el gasto de plasma ablacionado ($\mu(t)$).

En el caso de un plasma de bajo número atómico se presenta un modelo simplificado (Sanz, Rosety, Velázquez y Barrero, 1.985), que recoge básicamente la física del problema y proporciona resultados muy aproximados a los predichos por el modelo más completo y que presenta las ventajas de una mayor simplicidad en el cálculo así como la existencia de leyes generales de $P_a(t)$ y $\mu(t)$ con funciones de $E_0(t)$ para r_a dado.

CAPITULO II

MODELOS DE DEPOSICION DE ENERGIA

II.-MODELOS DE DEPOSICION DE ENERGIA

Una partícula cargada rápida que atraviesa la materia sufre colisiones con los átomos y con ello pierde energía. Los átomos al recibir energía cambian su estructura excitándose primero e ionizándose después. Si la partícula es un ion las colisiones con los electrones y con los núcleos atómicos tienen consecuencias distintas. Los electrones, por ser ligeros, pueden absorber cantidades importantes de energía de la partícula incidente sin provocar desviaciones importantes en su trayectoria, mientras que los núcleos, por tener más masa, absorben muy poca energía; sin embargo, debido a su mayor carga producen la dispersión de la partícula incidente. Por tanto, las pérdidas de energía del ion incidente tienen lugar, casi por completo, en los choques con los electrones. Cuando las partículas incidentes son electrones, tiene lugar tanto pérdida de energía como dispersión en los choques con los electrones.

Así pues, un haz de iones es frenado cediendo su energía a los electrones del medio sobre el que incide. Las colisiones responsables de esta transferencia de energía pueden ser elásticas (debidas a los electrones libres que conservan su estado energético), e inelásticas (debidas a los electrones ligados que varían su estado energético). El número de electrones libres en el plasma viene dado por la ecuación de Saha, y suponiendo una distribución espacial uniforme de los mismos puede calcularse el número de electrones ligados como la diferencia entre la distribución de Thomas - Fermi y la

densidad de electrones libres. La contribución de cada grupo de electrones al proceso de frenado es calculada por separado.

La energía transferida por una partícula cargada de masa M_1 al colisionar con un electrón puede expresarse en función del parámetro de impacto b (mínima distancia entre la partícula y el electrón), además de otros parámetros como la carga de la partícula Ze , su velocidad v , y la masa del electrón m . Ahora bien, al calcular la energía total transferida por unidad de longitud al considerar N átomos con Z_i electrones por átomo, la integral que resulta diverge debido a que la sección eficaz de Rutherford se hace infinita y por tanto hay que estimar el valor del parámetro de impacto máximo, tal que, para parámetros de impacto mayores la energía transferida es nula. Bohr propuso que el parámetro de impacto máximo debía ser la distancia que hace que el tiempo de colisión $\omega b/v$ sea comparable al periodo del movimiento orbital. Bohr (1913, 1915) justificó esta propuesta con cálculos rigurosos basados en las siguientes hipótesis: la trayectoria de la partícula cargada es prácticamente una línea recta, la masa $M_1 \gg m$, y existe un parámetro de impacto intermedio b_1 para el cual las colisiones con $b > b_1$ pueden ser tratadas como inelásticas y para $b < b_1$, el tiempo de colisión es muy pequeño comparado con el periodo de movimiento orbital y los electrones pueden ser considerados como libres. Bohr obtuvo la siguiente expresión

$$\Delta E(b) = \frac{2Z^2 e^4}{mv^2 b^2} \left[\xi^2 k_1(\xi) + \frac{\xi^2 k_0(\xi)}{\gamma} \right], \quad b > b_1 \quad (\text{II-1})$$

donde $\xi = b/b_{\max}$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v/c$ y $k_0(\xi)$ y $k_1(\xi)$ son funciones de Bessel modificadas de orden 0 y 1 respectivamente, Abramowitz y Stegun (1970), $\Delta E(b)$ es la energía cedida a un electrón, considerando un campo eléctrico uniforme y siendo ésta la única fuerza que actúa. Para $b < b_1$ Bohr obtiene una expresión para los electrones libres

$$E(b) = \frac{2Z^2 e^4}{mv^2} \frac{1}{b^2 + b_{\min}^2}, \quad (\text{II-2})$$

donde $b_{\min} = Ze^2/\gamma mv^2$, es el parámetro de impacto correspondiente a la energía máxima transferida; es decir, la correspondiente a una colisión frontal. Esta expresión es válida para cualquier parámetro de impacto siempre que $\beta \ll 1$. Para $b > b_1$ la pérdida de energía clásica por unidad de longitud, considerando $b \ll b_{\max}$ y $b \gg Ze^2/\gamma mv^2$, viene dada por la expresión

$$\frac{dE}{dx} = NZ_i \frac{4\pi e^4 Z_b^2}{mv^2} \left[\ln \left(\frac{1.123mv^3 \gamma^2}{Z_b e^2 \omega} \right) - \frac{\beta^2}{2} \right]. \quad (\text{II-3})$$

Este resultado es el obtenido por Bohr en su artículo clásico sobre pérdida de energía en 1915, y es válido para partículas α y núcleos más pesados que sean relativamente lentos. Sin embargo para partículas ligeras las modificaciones mecanocuánticas hacen que falle el resultado clásico. Los efectos cuánticos a considerar son: carácter discreto de los posibles intercambios de energía; y las limitaciones debidas a la naturaleza ondulatoria de las partículas y al principio de incertidumbre.

La cantidad de energía clásica que se transmite por colisión, es en general muy pequeña comparada con el potencial de ionización e incluso con la energía de excitación menor del átomo. Como la energía debe transmitirse en saltos cuánticos definidos, una cantidad de energía tan pequeña no puede ser absorbida por el átomo. Afortunadamente el resultado clásico puede aplicarse en sentido estadístico si se reinterpreta su significado. Si se considera un gran número de colisiones, por término medio sí se transfiere una pequeña cantidad de energía. Sin embargo, ésta no se transfiere en cada colisión. En la mayor parte de las colisiones no hay transferencia energética. Pero en algunas, tiene lugar una excitación apreciable que lleva a un pequeño valor medio al considerar muchas colisiones.

La otra modificación cuántica importante procede de la naturaleza ondulatoria de las partículas. Como consecuencia del principio de incertidumbre puede definirse un parámetro de impacto mecanocuántico mínimo $b_{mc} = h/\gamma mv$, de forma que si el parámetro de impacto b_{min} es menor que b_{mc} , fallan los conceptos clásicos. y si es mayor, la fórmula de Bohr puede ser utilizada.

Bethe (1930) tuvo en cuenta estos efectos obteniendo un resultado teórico cuántico que más tarde fue mejorado por Fano (1963) llegando a la expresión

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi NZ^2 e^4}{mv^2} \left[\ln \frac{2mv^2}{I} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 - \frac{\beta}{2} \right], \quad (II-4)$$

donde \bar{I} es el potencial de ionización medio del átomo, y δ representa una corrección que nace de considerar un medio condensado en vez de un gas diluido. Sin embargo esta expresión no es válida para bajas energías debido a que diverge cuando $2mv^2$ es menor que \bar{I} .

Una expresión para determinar la carga efectiva de los iones del haz que coincide bastante bien con los resultados obtenidos experimentalmente es, Brown y Moak (1972)

$$Z_b = Z_1 \left[1 - 1.034 \exp(-137.048 / Z_1^{0.69}) \right]$$

donde Z_1 es el número atómico del ion incidente.

Para bajas energías Linhard y otros (1963) suponen una descripción Thomas-Fermi de la nube de electrones ligados y predicen que la energía depositada por unidad de longitud varía como la raíz cuadrada de la energía incidente

$$\frac{dE}{dx} = C_{lss} E^{1/2} \quad , \quad (II-5)$$

donde

$$C_{lss} = k(E_1 / 1.6 \times 10^{-19})^{1/2} / (R_b \times 10^4) \quad , \quad (\text{KeV}^{1/2} / \mu\text{m})$$

$$E_1 = (1+A)Z_1Z_2e^2/Aa \quad , \quad (\text{KeV})$$

$$a = 0.4683(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \times 10^{-8} \quad , \quad (\text{cm})$$

$$A = A_2/A_1$$

$$R_b = (1+A)^2 / 4\pi A Z_2 a^2 N$$

$$k = \frac{0.0793 Z_1^{2/3} Z_2^{2/3} (1+A)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} A_2^{1/2}}$$

y donde Z_1, Z_2, A_1, A_2 son los números y pesos atómicos de las partículas incidentes y del material de frenado respectivamente.

Para bajas energías, se hace significativa la contribución al frenado de los iones, de las colisiones elásticas de éstos con los núcleos del material de frenado. Esta importancia es aún mayor para altos números atómicos de los iones incidentes y material de frenado. La contribución de los núcleos a la deposición de energía puede ser expresada, Steward y Wallace (1970), Linhard y Scharff (1964), por

$$\left. \frac{dE}{dR} \right|_{\text{nuc}} = C_n \epsilon^{1/2} \exp \left[-45.2 (C_n' \epsilon)^{0.277} \right], \quad (\text{MeV/gcm}^{-2}) \quad (\text{II-6})$$

donde

$$R = \rho x$$

$$C_n = 4.14 \times 10^6 \left(\frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} \right)^{3/2} \left(\frac{Z_1 Z_2}{A_2} \right)^{1/2} (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-3/4}$$

$$C_n' = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} \frac{1}{Z_1 Z_2} (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$$

$$\epsilon = \frac{E}{A_1}, \quad (\text{MeV/uma})$$

Los modelos de Bethe y de Linhard describen adecuadamente, la deposición de energía por los iones en un material poco ionizado Ziegler (1972). Sin embargo en fusión por confinamiento inercial se deposita suficiente energía para calentar el combustible a varios cientos de electrón voltios. A estas temperaturas existe una ionización apreciable del material y los electrones libres contribuirán significativamente a la deposición de energía.

También hay que considerar la contribución al frenado de los iones incidentes, de los llamados efectos colectivos. Debye demostró a partir de ciertas aproximaciones, que el campo de una carga puntual en un electrólito varía como $(1/r)\exp(-R/\lambda_D)$; a distancias r superiores a λ_D , partículas de signo opuesto hacen de pantalla al campo eléctrico de la carga y el potencial de Coulomb se atenúa exponencialmente. Está claro que la distancia de apantallamiento es una medida de la longitud en que la densidad electrónica puede diferir en forma apreciable, de la densidad iónica multiplicada por el número atómico, Spitzer (1962), y por tanto y debido a la tendencia de un plasma a ser neutro macroscópicamente se producen fenómenos colectivos, como oscilaciones de plasma.

Se puede calcular la contribución a la deposición de energía de los fenómenos colectivos utilizando la función de respuesta dieléctrica de un plasma denso, que mide la polarización producida por los iones del haz, Bekefi (1972), así

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{2e^2}{\pi} \int_0^{\infty} k dk \int_0^1 u du I_m \left[\frac{1}{D(k; u = kv)} \right] \quad (II-7)$$

donde k es el número de onda, $\mu = \cos\theta = \bar{k}v/kv$, D es la función de respuesta dieléctrica y ω es la frecuencia.

Usando un modelo simple para describir el efecto de las colisiones se obtiene una función de respuesta dieléctrica en la forma, Nardi y otros (1978), Bekefi (1972)

$$D(k, \omega) = 1 + 2x^2 \left[1 + xZ(\zeta) \right] \omega_p^2 / \omega^2$$

donde $\zeta = x + iy$, $x = \omega/kv_t$, $y = \nu/kv_t$, ν es la frecuencia de colisiones, $Z(\zeta)$ es la función de dispersión del plasma y v_t es la velocidad térmica-electrónica $v_t = (2kT/m)^{1/2}$. Al ser la función de respuesta dieléctrica de forma clásica (sin correcciones mecánicas) es necesario truncar la integración, Nardi y otros (1978), en $K_{\max}^{-1} = e^{-\gamma} h/mv_t$, donde $\gamma = 0.5772$ en orden a evitar que diverja.

Utilizando la teoría clásica de colisiones binarias Spitzer (1962), Krall y Trivelpiece (1973), para parámetros de impacto menores que la longitud de Debye y teniendo en cuenta oscilaciones en plasma en distancias superiores a la longitud de Debye, Pines y Bohm (1952), Butler y Buckingham (1962), Jackson (1975) se obtiene la expresión

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\omega_p^2 b^2 e^2}{c^2 \beta^2} G(y_e) \ln A \quad , \quad (II-8)$$

considerada normalmente como una buena aproximación de la contribución de los electrones libres a la energía depositada por unidad de longitud y donde

$$G(\xi) = \operatorname{erf}(\xi^{1/2}) - 2\left(\frac{\xi}{\pi}\right)^{1/2} e^{-\xi}$$

$$y_e = \left(\frac{m_e c^2 \beta^2}{2kT_e}\right)^{1/2}$$

$$\ln \Lambda = \frac{0.764 \beta c}{b_1 \omega_p}$$

$$b_1 = \max \left[\frac{e^2 Z_1}{m_e v_{\text{rel}}^2}, \frac{h}{2m_e v_{\text{rel}}} \right]$$

$$v_{\text{rel}} = \left(v_b^2 + \frac{2kT_e}{m_e}\right)^{1/2}$$

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 n}{\epsilon_0 m_e}$$

En resumen la deposición de energía depende de la temperatura y la densidad del blanco. En un principio serán los electrones ligados los que contribuyan al frenado de los iones de carga Z_b , que al penetrar en el blanco variarán su velocidad aumentando la temperatura del blanco, por lo que Z_b variará y el material se ionizará comenzando a contribuir los electrones libres a la deposición de energía, contribución que cada vez será mayor hasta llegar a ser casi exclusiva. El grado de ionización y por tanto la importancia relativa de los electrones libres a la deposición de energía viene dado por la ecuación de Saha.

En materiales de bajo Z_1 , a temperaturas relativamente bajas el material se encuentra totalmente ionizado, es decir,

la energía del haz necesaria para liberar todos los electrones es muy pequeña comparada con la energía depositada, por lo que se puede considerar que sólo los electrones libres contribuyen a la deposición de energía.

CAPITULO III

RADIACION TERMICA. TRANSPORTE DE CALOR POR RADIACION EN UN
MEDIO

III RADIACION TERMICA. TRANSPORTE DE CALOR POR RADIACION EN UN MEDIO.

III.1. Introducción.

Como es sabido la radiación esta caracterizada por la frecuencia ν de oscilación de un campo electromagnético o por la longitud de onda λ relacionada con la frecuencia y con la velocidad de la luz c por la relación $\lambda=c/\nu$. En lo que sigue se supondrá que el medio que interactua con la radiación tiene un índice de refracción muy cercano a la unidad y por tanto se supondrá que la velocidad de la luz es la correspondiente al vacío $c = 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$. Desde el punto de vista cuántico la radiación puede ser considerada como una colección de partículas, fotones, o cuantos de luz cuya energía está relacionada con la frecuencia del campo electromagnético equivalente por la constante de Planck $h=6.62 \times 10^{-34} \text{ Js}$.

Matemáticamente un campo de radiación puede ser descrito a partir de la distribución de intensidad de radiación con respecto a la frecuencia, al espacio, y a la dirección de la transferencia de energía por radiación. Si se considera como una colección de fotones, el campo puede describirse mediante una función de distribución $f(\nu, \vec{r}, \vec{\Omega}, t)$ tal que $f(\nu, \vec{r}, \vec{\Omega}, t) d\nu d\Omega$ sea el número de fotones por unidad de volumen, con frecuencia comprendida entre ν y $\nu+d\nu$ y que se mueven dentro de un elemento de ángulo sólido $d\Omega$ (escalar) centrado alrededor del vector unidad $\vec{\Omega}$. Debido a que cada fotón posee una energía $h\nu$ y se desplaza con velocidad c , la cantidad

$$I_{\nu}(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) d\nu d\Omega = h\nu c f(\nu, \vec{r}, \vec{\Omega}, t) d\nu d\Omega \quad (\text{III.1})$$

representa la energía radiante con frecuencia comprendida - entre ν y $\nu+d\nu$ y con dirección dentro del elemento de ángulo sólido $d\Omega$ alrededor de $\vec{\Omega}$, que pasa por unidad de tiempo a través de la unidad de área. El área está centrada en el punto \vec{r} y está orientada perpendicularmente a $\vec{\Omega}$ y la cantidad I_ν se denomina intensidad espectral de radiación; el campo de radiación es completamente definido especificando I_ν o f . La energía espectral radiante se define como

$$U_\nu(\vec{r}, t) = h\nu \int_{(4\pi)} f d\Omega = \frac{1}{c} \int_{(4\pi)} I_\nu d\Omega \quad (\text{III.2})$$

El flujo de energía de frecuencia ν que atraviesa una superficie de área unidad que forma un ángulo θ con la dirección $\vec{\Omega}$ de los fotones es

$$S_\nu(\vec{r}, t, \theta) = h\nu c \int_{(4\pi)} f \cos\theta d\Omega = \int_{(4\pi)} I_\nu \cos\theta d\Omega,$$

y en la dirección del movimiento de los fotones

$$\vec{S}_\nu(\vec{r}, t) = \int I_\nu \vec{\Omega} d\Omega. \quad (\text{III.3})$$

Las cantidades totales pueden ser obtenidas a partir de las espectrales integrando sobre todo el espectro de frecuencias:

$$I = \int_0^\infty I_\nu d\nu, \quad (\text{III.4a})$$

$$U = \int_0^\infty U_\nu d\nu, \quad (\text{III.4b})$$

$$\vec{S} = \int_0^\infty \vec{S}_\nu d\nu, \quad (\text{III.4c})$$

Para describir la interacción entre la radiación y el medio es necesario definir las características ópticas de éste; por ejemplo la atenuación que experimenta un rayo de luz que pasa a través de la materia. Esta atenuación es debida a la absorción de fotones y al apantallamiento (desviación de su dirección) de éstos por el medio. La atenuación que experimenta un rayo de luz que atraviesa una longitud dx de materia es:

$$dI_{\nu} = \mu_{\nu} I_{\nu} dx,$$

donde el coeficiente de atenuación μ_{ν} está compuesto del coeficiente de absorción $K_{\nu a}$ y del de desviación $K_{\nu s}$. Los recíprocos de estas cantidades son los caminos libres de la radiación.

$l_{\nu} = \mu_{\nu}^{-1} = (K_{\nu a} + K_{\nu s})^{-1} = (l_{\nu a}^{-1} + l_{\nu s}^{-1})^{-1}$ y cuyo significado físico representa la distancia media que es capaz de viajar un fotón antes de ser absorbido, apantallado, etc.

III.2. Mecanismos de emisión, absorción, y apantallamiento de la luz en gases.

Los fotones son emitidos y absorbidos durante transiciones electrónicas de sistemas atómicos desde un estado de energía a otro. La absorción de un fotón está acompañada por la excitación de un ion, átomo, molécula. En orden a emitir un fotón el átomo debe ser excitado primeramente; el átomo pierde entonces su energía de excitación y la transfiere al fotón que emite. Las transiciones electrónicas posibles pueden ser clasificadas en tres grupos de acuerdo con el criterio de discreto o continuo del espectro de ener

gía de los estados inicial y final del sistema atómico. Estas transiciones son:

- 1) Transición de un electrón desde un estado ligado al ión a otro estado energético también ligado al ión. En virtud del carácter discreto de los niveles de energía de los estados electrónicos ligados, estas transiciones resultan en la emisión o absorción de líneas espectrales. En el caso de moléculas donde las transiciones electrónicas están acompañadas de cambios en los modos rotacional y vibracional se obtienen bandas espectrales.
- 2) Durante una transición de un electrón ligado a otro libre se absorbe un fotón y el electrón adquiere una energía que si excede a su energía de ligadura escapa de éste y la fotoionización tiene lugar. El exceso de energía del fotón respecto a la energía de ligadura se transforma en energía cinética del electrón libre. Transiciones inversas (fotorecombinación), esto es, la captura de un electrón libre por un ión resulta en la emisión de un fotón. El espectro de absorción o emisión es continuo ya que un electrón libre puede tener cualquier valor en su energía.
- 3) Un electrón que se mueve en el campo eléctrico de un ión, en un plasma, puede emitir un fotón sin perder toda su energía cinética y permanecer libre, o puede absorber un fotón y adquirir energía cinética adicional. Estas transiciones electrónicas de un estado libre a otro también libre reciben el nombre de "Bremsstrahlung", (del alemán: Bremse = frenado, y Strahlung = radiación). Ya que el electrón es frenado por el ión y pierde una parte de su energía cinética. El "Bremsstrahlung", o radiación de

frenado tiene un espectro de emisión o absorción continuo y puede ocurrir también cuando un electrón viaja en presencia de un átomo (aunque debido a la diferencia del campo eléctrico creado la probabilidad de que este proceso ocurra es mucho menor.

Los coeficientes de absorción correspondientes a las transiciones ligado-ligado y ligado libre son proporcionales al número de iones por unidad de volumen n y dependen sólo de las propiedades del átomo, su grado de excitación, y la frecuencia del fotón. La cantidad $K_{\nu a}/n = \sigma_{\nu}$ tiene dimensiones de longitud al cuadrado y es denominada sección eficaz de absorción. Las transiciones ligado-ligado son producidas por fotones de energía $h\nu$ entre límites muy estrechos, los correspondientes a la diferencia entre dos niveles atómicos. La sección eficaz para estos fotones especiales es extremadamente grande y por tanto su camino libre medio extraordinariamente pequeño (para densidades del orden de 10^{19} cm^{-3} , el aire atmosférico, el camino libre medio es del orden de 10^{-10} cm. La sección eficaz para la absorción ligado-ligado es mucho menor (del orden de 10^{-2} a 10 cm en las condiciones anteriores).

En las transiciones libre-libre, un fotón puede absorberse sólo si el electrón pasa muy cerca del ión en el instante de la absorción (un electrón libre aislado no es capaz de absorber un fotón, solamente puede apantallarlo). Por tanto, el coeficiente de absorción de Bremsstrahlung es proporcional al número de iones n así como al número de electrones n_e por unidad de volumen.

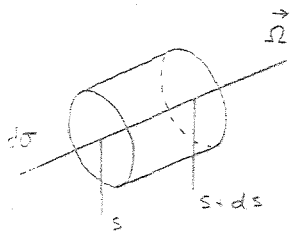
Para los fotones más frecuentes a un temperatura dada

el coeficiente de absorción de Bremsstrahlung es aproximadamente un orden de magnitud menor que el coeficiente de absorción ligado-libre, excepto naturalmente para el caso de ionización total donde el coeficiente de este último proceso es nulo.

Finalmente es importante decir que los fotones son apantallados principalmente por los electrones. El camino libre medio de apantallamiento en un gas parcialmente ionizado es siempre mucho mayor que el correspondiente camino libre medio de la absorción. El apantallamiento se hace considerable solo en el caso de plasmas completamente ionizados y muy rarificados para los que la absorción de Bremsstrahlung es muy pequeña. Por esta razón se entenderá en lo que sigue que las cantidades K_ν y l_ν denotan el coeficiente y el camino libre medio de absorción respectivamente.

III.3. Ecuación de Balance de la Radiación.

Considerese el balance de la radiación en un cilindro elemental de área $d\sigma$, orientada según $\hat{\Omega}$, y altura dx .



Una cantidad de radiación $I_\nu(\hat{\Omega}, \vec{r}, t) d\hat{\Omega} d\vec{r} dt$

entra en el cilindro por la base de la izquierda en el tiempo dt . Una cantidad de radiación $(I_\nu + dI_\nu) d\hat{\Omega} dt$ sale por la derecha durante el mismo intervalo de tiempo. El cambio en la intensidad del rayo de luz como consecuencia de su paso a través del cilindro será:

consecuencia de su paso a través del cilindro será:

$$\frac{dx}{c} = \left(\frac{\partial I_\nu}{\partial t} + c \vec{\Omega} \cdot \nabla I_\nu \right).$$

Dentro del cilindro la intensidad del rayo cambia como consecuencia de los procesos de emisión y de absorción. La cantidad de radiación emitida es

$$j_\nu \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} I_\nu \right) d\sigma dx dt$$

donde el primer termino representa la emisión espontánea y el segundo la emisión inducida.

La radiación absorbida durante el mismo intervalo de tiempo es

$$K_\nu I_\nu d\sigma dx dt,$$

de donde

$$\frac{1}{c} \left(\frac{\partial I_\nu}{\partial t} + c \vec{\Omega} \cdot \nabla I_\nu \right) = j_\nu \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} I_\nu \right) - K_\nu I_\nu ; \quad (\text{III-5})$$

usualmente el tiempo característico de variación de la radiaciones grande frente a l_ν/c por lo que la radiación se puede considerar casi estacionaria y (III-5) se escribe

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla I_\nu = j_\nu \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} I_\nu \right) - K_\nu I_\nu ; \quad (\text{III-6})$$

Teniendo en cuenta la ley de Kirchoff que relaciona los coeficientes de absorción y emisión

$$j_\nu = I_{\nu p} K_\nu \left(1 - e^{-h\nu/kt} \right) ; \quad (\text{III-7})$$

donde $I_{\nu p}$, intensidad espectral, supuesto equilibrio entre la radiación y la materia, es

$$I_{\nu p} = \frac{2\nu h^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT-1}}, \quad (\text{III-8})$$

y fué obtenida por Planck () en los primeros años del desarrollo de la Mecánica Cuántica. Se llega así a

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla I_{\nu} = K'_{\nu} (I_{\nu p} - I_{\nu}) \quad (\text{III-9})$$

donde $K'_{\nu} = K_{\nu} (1 - e^{-h\nu/kT})$ es el coeficiente de absorción efectivo. Multiplicando la ecuación (III-9) por $d\Omega$ e integrando para todas las direcciones se obtiene

$$\nabla \cdot S_{\nu} = ck'_{\nu} (U_{\nu p} - U_{\nu}), \quad (\text{III-10})$$

que puede ser considerada la ecuación de continuidad de la radiación. La energía espectral radiante, supuesto equilibrio entre la radiación y la materia es

$$U_{\nu p} = \frac{1}{c} \int I_{\nu p} d\Omega = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT-1}}. \quad (\text{III-11})$$

(4π)

III. 4. Movimiento de un fluido con transporte de calor por radiación.

Hasta aquí se han dado los métodos para determinar el campo de radiación en el seno de un fluido cuando la temperatura y la densidad del medio son conocidos. Es necesario abordar ahora el problema de la determinación simultánea del movimiento del fluido y del campo de radiación.

Si la temperatura de un gas no es extremadamente alta y su densidad no es demasiado abaja, la densidad de energía radiante y la presión de radiación son despreciables cuando se comparan con las energías internas y la presión del gas - $[U_p = 4\sigma T^4/c \ll 3nkT/2]$. Por tanto a densidades no demasiado bajas o temperaturas que no sean extremadamente altas, el efecto de la radiación en el movimiento del fluido se manifiesta a través del flujo de energía por radiación que es importante por la diferencia de velocidades entre el fluido v y la luz c ($v \ll c$). En efecto el flujo de energía radiada es del orden cU_p , mientras que el flujo convectivo de energía es del orden de $vE \ll vnkT$, y debido a que $c \gg v$ ambos flujos pueden ser comparables aunque $U \ll E$.

La energía q perdida por radiación por la unidad de volumen en la unidad de tiempo es:

$$q = \int_0^\infty dv \int_{(4\pi)} \vec{\Omega} \cdot \nabla I_v d\Omega ;$$

y teniendo en cuenta (III-9) y (III-2)

$$q = \int_0^\infty \int_{(4\pi)} dv k'_v (I_{vp} - I_v) d\Omega = c \int_0^\infty k'_v (U_{vp} - U_v) dv, \quad (\text{III-12})$$

donde el primer término entre paréntesis corresponde a la emisión espontánea y el segundo a la absorción corregida por re-radiación (absorción efectiva); haciendo uso de (III-10) se llega a

$$q = \int_0^\infty \nabla \cdot S_v dv = \nabla \cdot S \quad (\text{III-13})$$

Si el fluido radia más que absorbe $q > 0$ (el fluido se enfría) y si absorbe más que emite, el fluido se calienta y $q < 0$.

Por tanto, cuando se desprecian la energía y la presión de radiación, que es el caso usual en el proceso de interacción de un haz iónico con un plasma, las ecuaciones de continuidad y de cantidad de movimiento del fluido permanecen inalteradas, mientras que en la de la energía es necesario incluir el flujo de calor por radiación q . El cálculo de q implica el conocimiento del flujo espectral de energías radiante S_ν que a su vez es una función de U_ν (Ecuación III-10); es necesario, por tanto, obtener esta relación entre S_ν y U_ν en orden a cerrar el sistema. Esta nueva ecuación, como se verá en lo que sigue, es posible obtenerla solo de un modo aproximado. En efecto, multiplicando la ecuación (III-9) escalarmente por $\vec{\Omega}$ e integrando para todas las frecuencias se tiene

$$\int \vec{\Omega} \cdot (\vec{\Omega} \cdot \nabla_{I\nu}) d\Omega = \int K'_\nu (I_{\nu p} - I_\nu) \vec{\Omega} d\Omega,$$

y teniendo en cuenta la relación (III-3) y que en el equilibrio $S_{\nu p} = 0$ (flujo que atraviesa una superficie de izquierda a derecha igual al que la atraviesa de derecha a izquierda), se tiene

$$\int \vec{\Omega} (\vec{\Omega} \cdot \nabla_{I\nu}) d\Omega = -K_\nu S_\nu. \quad (\text{III-14})$$

Suponiendo ahora que la intensidad de la radiación es independiente del ángulo se llega fácilmente a la expresión

$$\int \vec{\Omega} (\vec{\Omega} \cdot \nabla I_{\nu}) d\Omega = \frac{1}{3} \int \nabla I_{\nu} d\Omega = \frac{c}{3} \nabla U_{\nu};$$

y de (III-14) se tiene

$$S = - \frac{c}{3k'_{\nu}} \nabla U_{\nu} = \frac{c}{3} l'_{\nu} \nabla U_{\nu} \quad (\text{III-15})$$

donde l'_{ν} es el camino libre medio de los fotones de frecuencia ν . Las ecuaciones (III-10) y (III-15) permiten calcular el problema de la radiación supuestas conocidas las características ópticas del material l'_{ν} como función de la densidad y temperatura del fluido.

Dependiendo de que el medio sea ópticamente grueso a la radiación (camino libre medio de la radiación l' mucho menor que la longitud característica macroscópica L del medio) u ópticamente delgado $l' \gg L$ existen dos aproximaciones simplificativas de las ecuaciones (III-10) y (III-15).

En efecto, estimando ordenes de magnitud en (III-10) se tiene

$$\frac{S_{\nu}}{L} \sim \frac{U_{\nu p} - U_{\nu}}{l'}; \quad (\text{III-16})$$

Si el medio es ópticamente grueso ($L \gg l'$) $U_{\nu} = U_{\nu p}$ y de (III-15)

$$S_{\nu} = - \frac{cl'_{\nu}}{3} \nabla U_{\nu p},$$

multiplicando por $d\nu$ e integrando para todas las frecuencias se obtiene el flujo total de calor por radiación

$$q = \nabla \cdot S = \nabla \cdot \int_0^{\infty} S_{\nu} d\nu = \nabla \cdot \int_0^{\infty} - \frac{cl'_{\nu}}{3} \frac{\partial U_{\nu p}}{\partial T} d\nu;$$

introduciendo un camino libre medio de la radiación l , denominado camino libre medio de Rosseland

$$l = \frac{\int_0^{\infty} l'_v (dU_{vp}/dT) dv}{\int_0^{\infty} (dU_{vp}/dT) dv}$$

el calor que por radiación abandona la unidad de volumen en la unidad de tiempo es

$$q = \nabla \cdot \mathbf{S} = \nabla \cdot \left(- \frac{16\sigma l T^3}{3} \nabla T \right) \quad (\text{III-17})$$

Si el medio es ópticamente delgado ($L \ll l$), se deduce de (III-16) que $U_v \ll U_{vp}$; la ecuación (III-10) se deduce ahora

$$\nabla \cdot \mathbf{S}_v = c k'_v U_{vp} dv ;$$

y por tanto

$$q = \nabla \cdot \mathbf{S} = \int_0^{\infty} \nabla \cdot \mathbf{S}_v dv = \int_0^{\infty} c k'_v U_{vp} dv ;$$

introduciendo como en el caso anterior un camino libre medio l_1 , denominado de Planck

$$l_1 = \frac{\int_0^{\infty} U_{vp} dv}{\int_0^{\infty} k'_v U_{vp} dv}$$

se obtiene

$$q = \nabla \cdot \mathbf{S} = \frac{c}{l_1} \int_0^{\infty} U_{vp} dv = \frac{4\sigma T^4}{l_1} \quad (\text{III-18})$$

El conocimiento de los caminos libres medios de Rosseland

do (líneas atómicas espectrales) y su influencia en los cá
minos libres medios, que puede ser importante, no se ha te
nido en cuenta en la obtención de (III-19) y (III-20) y no -
será considerada en nuestro análisis de la fluidodinámica
de la interacción de haces de iones con la materia.

o de Planck, como función de la temperatura y densidad del medio, permite cerrar el sistema de ecuaciones que describen la fluidodinámica de la interacción de un gas con la radiación. Este conocimiento implica la realización de cálculos detallados de los coeficientes de absorción, para los que es necesario considerar en detalle dos diferentes mecanismos de absorción y emisión en gas a muy altas temperaturas. Un estudio detallado de estos procesos, que no será expuesto aquí, puede encontrarse en Zel'dovich y Raizer (1.966). Los resultados de estos cálculos que son de interés para el problema de la fluidodinámica de la interacción de un haz iónico con la materia se resumen en las expresiones siguientes que describen los valores calculados de los caminos libres medios de Rosseland l y de Planck l_1 para átomos múltiplemente ionizados

$$l = \frac{4.4 \times 10^{22} T^{7/2}}{n^2 Z_i (Z_i + 1)^2} \text{ (cm)}, \quad (\text{III-19})$$

$$l_1 = \frac{1.1 \times 10^{23} T^{7/2}}{n^2 Z_i^3 (Z_i + 1)^2 (I_0/kT)} \text{ (cm)}, \quad (\text{III-20})$$

donde I_0 es un potencial de ionización que puede ser ajustado para cada sustancia; las expresiones (III-19) y (III-20) se expresan en cm cuando la temperatura y la densidad se expresan en eV y cm^{-3} respectivamente. Las expresiones (III-19) y (III-20) tienen en cuenta todos los efectos relacionados con la interacción de la radiación con la materia, incluyendo la emisión estimulada, correspondiente a las transiciones electrónicas libre-libre y libre-ligado, esto es, el espectro continuo de radiación; el efecto de las transiciones ligado-ligado

CAPITULO IV

FORMULACION DEL PROBLEMA

IV FORMULACION DEL PROBLEMA.

Se considera el movimiento cuasi-neutro de un gas, no magnetizado y múltiplemente ionizado, producido por la irradiación uniforme de una bola esférica de un material determinado con un haz iónico de alta intensidad. La acción del haz se traduce en una vaporización e ionización del material que se expande hacia el exterior. Para el análisis de este movimiento se supondrán las siguientes hipótesis:

- 1a) El plasma es dominado por colisiones, esto es, en cada instante t , el camino libre medio λ , y el tiempo entre colisiones, para cada especie, son muchos menores que la longitud del plasma perturbado y el tiempo t respectivamente; - dado que el tiempo de relajación para el intercambio energético entre iones del plasma y electrones es extraordinariamente corto, para situaciones como las que se encuentran en fusión por haces iónicos, en lo que sigue se considerará que las temperaturas de ambas especies son iguales.
- 2a) El haz iónico es frío, su energía interna es mucho menor - que su energía cinética, y ha sido previamente neutralizado por electrones; por otra parte, su densidad es tan pequeña comparada con la del plasma que se despreciará el - flujo de retorno del haz, asociado a la expansión del plasma, una vez que ha sido completamente frenado por los electrones libres y ligados del plasma. Como es usual en los estudios de interacción haz iónico-plasma se supondrá en - todo el análisis que la trayectoria del haz es recta.
- 3a) Siguiendo un método propuesto por Raizer (1959) se considerará que solo existe una clase de iones para una temperatu

ra y densidad dadas; el número de electrones libres Z_i , por ión, que se supondrá en lo que sigue que es una variable continua, como función de la densidad y la temperatura se obtiene a partir de la ecuación de Saha

$$I(Z_i) = I_0 Z_i^2 = kT \ln \frac{AT^{3/2}}{n Z_i}, \quad (IV-1)$$

donde I_0 puede ser ajustado para cada substancia y $A=4\pi m_e k/h^2$, nótese que la energía necesaria para liberar Z_i electrones de un ión es con el modelo empleado $I_0 Z_i^3/3$. La ley parabólica que se ha tomado para modelar el potencial de ionización $I(Z_i)$ puede estar muy alejada de la realidad en algunas situaciones; sin embargo, se ha escogido así por las razones siguientes: a) la física de los potenciales de ionización no es suficientemente conocida hoy día, y b) dado que se busca la obtención de modelos analíticos sencillos que describan adecuadamente la fluidodinámica de la interacción haz iónico-plasma es útil recurrir a fórmulas simples. Cuando el ión está completamente ionizado la ecuación (IV-1) se sustituye por la condición $Z_i = Z$.

Con estas hipótesis las ecuaciones macroscópicas de continuidad y cantidad de movimiento del haz y continuidad, cantidad de movimiento y energía total del plasma son

$$n_b v_b r^2 = I_b(t)/(eZ_b), \quad (IV-2)$$

$$m_b n_b v_b \frac{dv_b}{dr} = R_1 + R_2, \quad (IV-3)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (nvr^2) = 0, \quad (IV-4)$$

$$m_i n \frac{Dv}{Dt} = - \frac{\partial}{\partial r} [nkT(Z_i+1)] - m_b n_b v_b \frac{dv_b}{dr}, \quad \left(\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right), \quad (\text{IV-5})$$

$$n \frac{D}{Dt} \left[m_i v^2/2 + 5kT(Z_i + 1)/2 + I_0 Z_i^3/3 \right] = m_b n_b v_b^2 \frac{dv_b}{dr} + \frac{\partial}{\partial t} [nkT(Z_i + 1)] - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 (q + s)], \quad (\text{IV-6})$$

El sistema (IV-1)-(IV-6) determina la densidad n , velocidad v , temperatura T y número de electrones libres Z_i del plasma como funciones de la coordenada radial y del tiempo t . Se ha considerado que el haz es casi-estacionario; lo que es una aproximación usual en este tipo de estudios dado que el tiempo de tránsito del haz a través del plasma es mucho menor que el tiempo característico de la expansión. Los términos R_1 y R_2 representan la cantidad de movimiento por unidad de volumen y tiempo transferida desde el haz a los electrones libres y ligados del plasma y sus expresiones vienen dadas en (II-8), (II-5) y (II-4). Observese también, que se ha despreciado la contribución de la energía de excitación de los iones a la energía interna del plasma; la razón está justificada en cálculos realizados y cualitativamente responden a la idea de que a densidades no muy altas el electrón "prefiere" ser sacado del ión antes que saltar a un nivel de energía mayor, Zel'dovich y Raizer (1966). El flujo de calor por radiación S es dado por (III-17) o (III-18) según que el plasma sea ópticamente grueso o delgado a la radiación, y el flujo de calor por conducción

$$q = -K T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (\text{IV-7})$$

donde

$$\bar{K} = \frac{z_0 a(z_i) b(z_i) (2/\pi)^{3/2} k^{7/2}}{m_e^{1/4} e^4 z_i \ln \Lambda} = \frac{B(z_i) \bar{K}(1)}{z_i}, \quad (\text{IV-8})$$

y

$$B(z_i) = \frac{a(z_i) b(z_i)}{a(1) b(1)}, \quad (\text{IV-9})$$

varia desde 1 para $z_i=1$ hasta 4.2 para $z_i=\infty$

Las condiciones iniciales y de contorno son:

-en $t=0$, $n=n_0$, $V=T=0$ ($r < r_0$); $n=0$ ($r > r_0$), (IV-10)

donde r_0 es el radio inicial de la esfera. Para $t \neq 0$ se tiene

-en $0 < r < r_f(t)$, (r_f es la frontera de separación con el plasma no perturbado)

$$n = n_0, \quad V = T = 0, \quad (\text{IV-11})$$

o alternativamente

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial n}{\partial r} = 0, \quad \text{en } r=0; \quad (\text{IV-12})$$

- en $r \rightarrow \infty$

$$T = 0, \quad m_p \frac{v_p^2}{2} = E_p(t); \quad (\text{IV-13})$$

donde se ha puesto $T=0$ debido a que las temperaturas del plasma resultantes de la acción del haz son mucho mayores que las que hay inicialmente.

Es conveniente, para el análisis del problema, introducir las variables adimensionales siguientes:

$$\tau = t/t_0, \quad \eta = r/r_0, \quad v_b = n_b/n_{b0}, \quad v_b = v_b/v_{b0}, \quad (\text{IV-14a})$$

$$v = n/n_0, \quad u = v/(kT_e/m_i)^{1/2}, \quad \theta = T/T_0, \quad (\text{IV-14b})$$

donde t_0 es el tiempo característico del pulso del haz iónico - n_{b0} y v_{b0} son valores característicos de la densidad y velocidad del haz (por ejemplo sus valores máximos), y T_0 es una temperatura característica del plasma que puede ser escogida arbitrariamente ya que ha sido introducida del mismo modo.

En las nuevas variables, el sistema (IV-12) - (IV-14) teniendo en cuenta (II-8), (II-9) resulta

$$v_b u_b n^2 = \frac{I(\tau)}{e Z_b n_{b0} v_{b0} r_0^2} = \mu_b(\tau), \quad (\text{IV-15})$$

$$\frac{\partial U_b}{\partial \eta} = \lambda_1 \frac{v}{u_b^3} \left| Z_i \phi(\beta_1 \frac{u_b}{\theta^{1/2}}) + \frac{Z-Z_i}{\ln \Lambda} \ln(\beta_2 \frac{U_b^2}{Z_i^2}) \right|, \quad (\text{IV-16})$$

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} + \frac{\delta}{n^2} \frac{\partial}{\partial \eta} (v u n^2) = 0 \quad (\text{IV-17})$$

$$v \left(\frac{\partial u}{\partial \tau} + \delta u \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) = -\delta \frac{\partial}{\partial \eta} \left| (Z_i+1) v \theta \right| - \frac{\delta}{\lambda_1} \frac{r_0}{t_0 v_{b0}} v_b U_b \frac{\partial U_b}{\partial \eta}, \quad (\text{IV-18})$$

$$v \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{5}{2} \theta (Z_i+1) + \frac{u^2}{2} + \frac{\lambda_0}{3} Z_i^3 \right] + \delta v u \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{5}{2} \theta (Z_i+1) + \frac{u^2}{2} + \frac{\lambda_0}{3} Z_i^3 \right] =$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left| (Z_i+1) v \theta \right| + \frac{v_b U_b^2}{\lambda_1} \frac{\partial U_b}{\partial \eta} + \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{n^2 \theta^{13/2}}{v^2 Z_i (Z_i+1)^2} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right), \quad (\text{IV-19})$$

donde se han definido los parámetros adimensionales:

$$\lambda_1 = \frac{\bar{R} n_0 r_0}{m_b v_{b0}^3}, \quad \bar{R} = \frac{4\pi e^+ Z_b^2 \ln \Lambda f}{m_e}, \quad (\text{IV-20})$$

$$\beta_1 = \frac{V_{b0}}{(2kT_0/m_e)^{1/2}}, \quad \beta_2 = \frac{6m_e V_{b0}^2}{I_0}, \quad (\text{IV-21})$$

$$\delta = \frac{t_0}{r_0} \left(\frac{kT_0}{m_i} \right)^{1/2}, \quad \lambda_0 = \frac{I_0}{kT_0}, \quad (\text{IV-22})$$

$$\epsilon = \frac{9.64 \cdot 10^{48} T_0^{13/2} t_0}{r_0^2 n_0^3}, \quad (\text{IV-23})$$

ϵ es adimensional y T_0 , r_0 , n_0 y t_0 se miden en $^\circ\text{K}$, m , m^{-3} y s , respectivamente. Es interesante resaltar que para los valores de los parámetros del haz iónico y del plasma de interés en la fusión por confinamiento inercial empleando haces de iones, los números adimensionales β_1 y β_2 resultan ser de orden unidad mientras que el número λ_0 es de orden unidad o pequeño frente a esta y el número δ varía desde valores mucho menores a muchos mayores que la unidad.

Nótese que se ha despreciado la conducción térmica electrónica frente a la radiación; el cociente entre ambos términos es, para las condiciones del problema que se desea examinar, mucho menor que la unidad. Se ha supuesto para este caso un plasma ópticamente grueso, la expresión para la radiación debe ser cambiada en el caso de que el plasma sea ópticamente delgado.

En las nuevas variables la ecuación del Saha resulta:

$$\lambda_0 Z_1^2 = \theta \ln \Lambda', \quad (\text{IV-24})$$

donde se ha despreciado la dependencia logarítmica con la temperatura y densidad, por tanto $\ln \Lambda'$ es tomado como una constante para la que se estima $\ln \Lambda' = 6$; Zel'dovich y Raizer (1956).

Las condiciones iniciales y de contorno resultan en variables adimensionales:

-en $\tau = 0$, $v = 1$, $u = \theta = 0$ ($\eta < 1$) ; $v = 0$ ($\eta > 1$)

-en $0 < \eta < \eta_f$ (τ) , $v = 1$, $u = \theta = 0$

-en $\eta \rightarrow \infty$, $\theta \rightarrow 0$ y $v_b \rightarrow 2E_b / (m_b v_{bo}^2)$

El conjunto de cuatro ecuaciones diferenciales (IV-16) - (IV-19), no lineales, en derivadas parciales de primer y segundo orden junto con las ecuaciones algébricas (IV-15) y (IV-24) constituyen un sistema para la determinación de las variables adimensionales densidad y velocidad del haz y densidad, velocidad, temperatura y número de electrones libres del plasma como funciones de la posición y del tiempo. Claramente, la resolución analítica o numérica de un sistema tan complejo como el resultante es impensable para valores cualesquiera de los parámetros adimensionales β_1 , β_2 , λ_0 y δ . Sin embargo y como se verá en lo que sigue, es posible encontrar soluciones analíticas del sistema planteado para valores grandes y pequeños del parámetro adimensional δ .

En los capítulos siguientes se realiza un análisis asintótico detallado para $\delta \ll 1$ y $\delta \gg 1$ respectivamente. Valores pequeños del parámetro δ se encuentran en situaciones en las que el pulso del haz es muy intenso y de duración extremadamente corta. Pulsos más largos y relativamente menos intensos conducen a valores de δ grandes frente a la unidad. Anticipando resultados es conveniente decir que para $\delta \ll 1$, que corresponde al régimen que en esta Tesis se denomina de calentamiento, se encuentra que toda la energía se invierte en calentar el plasma y en primera aproximación se encuentra que el plasma no se

mueve y por tanto no se comprime. Para $\delta \gg 1$, que corresponde al régimen de ablación, se encuentra que existe una superficie de ablación bien definida que separa una región de compresión de otra de expansión al vacío (corona) que pueden analizarse independientemente una de otra. El movimiento del plasma permite encontrar relaciones analíticas simples entre cantidades de interés en la fusión por confinamiento inercial - (presión de ablación y gasto de plasma eyectado) y los parámetros del haz iónico.

CAPITULO V

ANALISIS DEL REGIMEN DE COMPRESION. $\delta \gg 1$

V.- ANALISIS DEL REGIMEN DE COMPRESION , $\delta \gg 1$

En este caso, que corresponde como se verá más adelante al régimen de ablación, la energía fluye a la zona densa por medio de un trabajo de compresión; el transporte de energía por convección es dominante y da lugar (despreciando la viscosidad) a una onda de choque que separa el plasma en movimiento del plasma no perturbado, Zel'dovich y Raizer (1966). Como se verá a continuación el movimiento del fluido puede dividirse en dos regiones separadas por una superficie de ablación bien definida. Esta superficie separa una región de movimiento isentrópico de otra región de expansión casi-estacionaria al vacío, donde se absorbe la energía del haz. La figura V-1 muestra un esquema del movimiento del plasma en estas dos regiones.

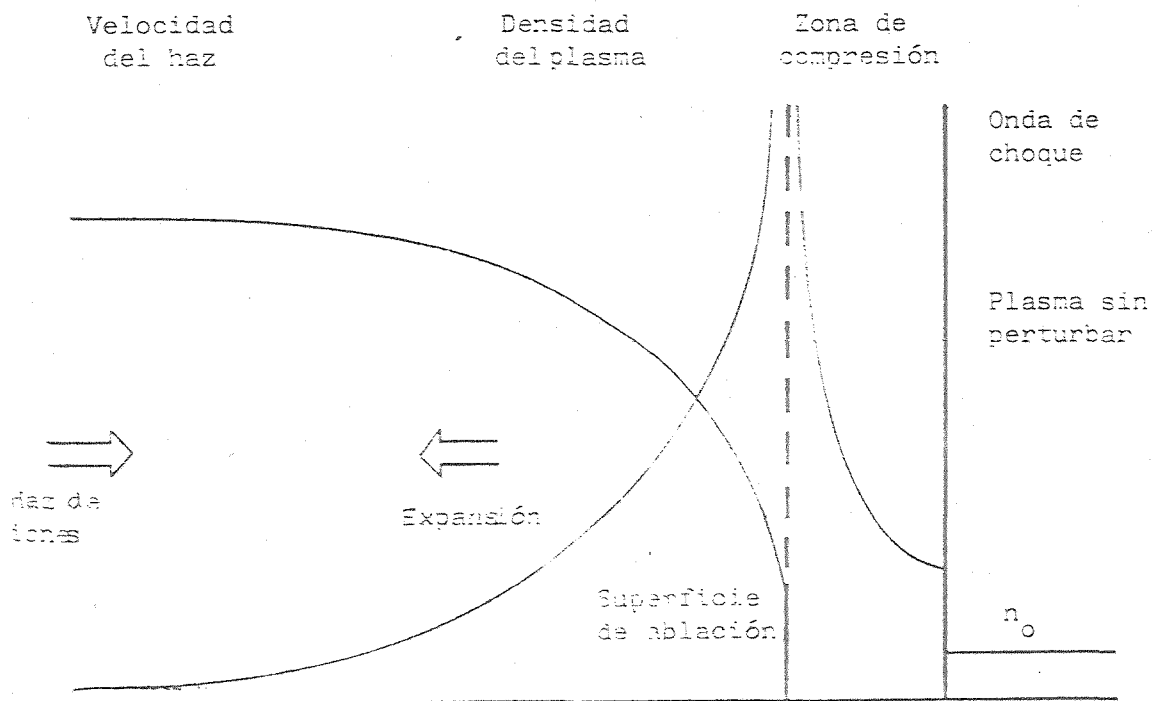


Figura V-1. Esquema cualitativo del movimiento del plasma en el régimen de ablación.

Quizás la característica fluidodinámica más importante - de la corriente exterior de plasma expandiéndose sea la casi-estacionaridad, que está asociada fundamentalmente a un ritmo lento de deposición de energía. Esto es, el tiempo característico de residencia de una partícula en la corona exterior es - pequeño comparado con el tiempo característico de variación de las condiciones de contorno. Matemáticamente esto puede verse en las ecuaciones (IV-17) - (IV-19) atendiendo al significado - del parámetro δ , que se puede interpretar como el cociente de dos tiempos característicos, y que es la inversa del número de Strouhal. Si $\delta \gg 1$, en primera aproximación pueden desprejarse las derivadas temporales en el sistema (IV-15) - (IV-19) y el movimiento de la corona se analiza como casi-estacionario. Es ta suposición de casi estacionaridad constituye una simplifica ción extraordinaria del problema puesto que permite separar el campo fluido en dos zonas claramente diferenciadas, una zona - interior fría y densa y una corriente exterior de plasma ca- liente y rarificado donde el movimiento es casi-estacionario. El análisis de la zona densa ha sido abordado por varios auto- res Brueckner (1975), Kidder (1.976). En esta Tesis se anali- zará la zona exterior, que no ha sido estudiada, y en particu- lar se trata de obtener relaciones que ligen variables fluido dinámica de interés (presión de ablación y gasto de plasma - ablacionado) con los parámetros básicos del haz (energía por - nucleón e intensidad de corriente). Para geometrías planas, Ba rrero y Fernández (1986) encontraron soluciones de semejanza - en el análisis del movimiento del plasma. Por otra parte, es- ta separación del campo fluido en dos zonas, se traduce matemá ticamente en que el problema de la corona sea un problema de -

autovalores, es necesario resolver primero la zona densa para acoplar con el problema exterior.

En orden a simplificar al máximo el sistema de ecuaciones (IV-15) - (IV-19) junto con las condiciones de contorno en el límite formal $\delta \gg 1$, es conveniente realizar el siguiente cambio de variables

$$U_b = 2\gamma u_b^2, \quad U = u^2, \quad \eta = \alpha\gamma^2 x, \quad (V-1)$$

definiendo los siguientes parámetros (de orden unidad para los casos de interés en la fusión por confinamiento inercial):

$$\alpha = \frac{2\pi e^4 Z_b^2 \ln \Lambda m_b \mu}{m_e r_a (kT_o/m_i)^{1/2} E_b^2}, \quad (V-2)$$

$$\beta = \frac{m_e E_b}{m_b k T_o}, \quad (V-3)$$

$$\gamma = \frac{\mu_b E_b}{\mu k T_o}, \quad (V-4)$$

en donde E_b y μ_b son la energía por nucleón máxima y gasto del haz iónico respectivamente y μ es el gasto de plasma ablatado que es desconocido.

Con las anteriores definiciones, el sistema (IV-15) - (IV-19) junto con la ecuación (IV-1) pueden escribirse en el límite formal $\delta \gg 1$

$$\frac{dU_b}{dx} = \frac{1}{x U_b^{1/2}} \left[Z_i \phi \left(\frac{\beta U_b}{2\gamma \theta} \right)^{1/2} + \frac{Z - Z_i}{\ln \Lambda} \ln \left(\frac{\beta U_b}{\gamma \lambda_o Z_i^2} \right) \right], \quad (V-5)$$

$$\left[1 - (1+Z_i) \frac{\partial}{\partial U} \right] \frac{dU}{dx} = \frac{4(1+Z_i)\theta}{x} - 2(Z_i+1) \frac{d\theta}{dx} - 2\theta \frac{dZ_i}{dx}, \quad (V-6)$$

$$U + 5\theta (1+Z_i) + \frac{2}{3}\lambda_0 Z_i^3 = U_b \quad , \quad (V-7)$$

$$Z_i = \begin{cases} \left(\frac{\theta \ln \Lambda'}{\lambda_0} \right)^{1/2} , & \text{si } \left(\frac{\theta \ln \Lambda'}{\lambda_0} \right)^{1/2} < Z \quad , \quad (V-8a) \\ Z & , \text{si } \left(\frac{\theta \ln \Lambda'}{\lambda_0} \right)^{1/2} \geq Z \quad , \quad (V-8b) \end{cases}$$

Puede comprobarse del análisis que en este régimen, no - así en el caso $\delta \ll 1$, el término de flujo de calor por radiación es despreciable frente a la convección de energía interna. Nótese que esto permite integrar una vez la ecuación de la energía (V-7).

Las condiciones de contorno en variables físicas son - en $r=r_a$ (superficie de ablación), $v=T=Z_i=0$ o bien $P_a=nkT$, en donde $n \rightarrow \infty$ y $T \rightarrow 0$ con P_a finita (presión de ablación). Nótese que con la escala de la corona, el hecho de acoplar con una zona fría y densa se traduce en que sobre la superficie de ablación la densidad tiene que ir a infinito y la temperatura a cero.

$$\text{-en } r \rightarrow \infty \quad , \quad T = 0 \quad , \quad m_b v_b^2/2 \rightarrow E_b$$

y en variables adimensionales

$$\text{-en } x = \frac{1}{4\alpha\gamma^2} \quad , \quad U = 0 \quad , \quad \theta = U^{1/2} \quad , \quad (V-9)$$

$$\text{-en } x \rightarrow \infty \quad , \quad U_b = U = 2\gamma \quad , \quad \theta = 0 \quad , \quad (V-10)$$

El sistema de dos ecuaciones diferenciales y dos algébricas (V-5)-(V-8) junto con las condiciones de contorno (V-9)-(V-10) contienen cuatro autovalores desconocidos α, β, γ y λ_0 - que es necesario determinar consistentemente del problema para obtener los valores de las variables adimensionales U_b, U, θ y -

Z_i como funciones de X . La información contenida en dichos autovalores relaciona la geometría del problema y las cantidades fluidodinámicas de interés (presión de ablación y gasto de plasma ablacionado) con los parámetros básicos del haz (energía por nucleón y gasto del haz o intensidad de corriente). Así pues es de interés obtener un mapa con todos los posibles conjuntos de esos cuatro autovalores que consistentemente resuelven el problema.

Para tratar dicho problema no es posible emplear el método natural de integrar las ecuaciones (iterativamente hasta hallar los cuatro autovalores) desde la condición de contorno en la superficie de la bola hasta la condición de contorno en el infinito puesto que en medio del intervalo de integración existe un punto singular (punto de ensilladura). Esto puede ser visto matemáticamente ya que el término $\left[1 - (1 + Z_i) \frac{\theta}{U}\right]$ de la ecuación (V-6) cambia de signo entre las dos condiciones de contorno, en $\eta = 0$ y $\eta \rightarrow \infty$, y por tanto (en virtud de la continuidad de las variables) tiene un cero en algún punto del intervalo de integración. Puesto que en ese punto $\frac{dU}{dx}$ ha de permanecer finita para evitar soluciones multivaluados, se concluye que dicho punto es un punto singular. Es fácil mostrar que dicho punto singular es de ensilladura y por tanto no se puede integrar numéricamente hacia él debido al carácter inestable de dicha integración.

El método utilizado ha consistido en fijar el punto singular en el campo de integración e integrar desde dicha posición, con las pendientes adecuadas, hacia las condiciones de contorno. Para ello es necesario seguir un procedimiento iterativo fácil (solo existe un parámetro libre que es necesario ajustar) que se detalla a continuación.

En primer lugar, para β/γ y λ_0 fijados, que son los parámetros que aparecen en las ecuaciones (V-5)-(V-8), se hallan las coordenadas del punto singular (que se denotarán con el subíndice s). Es fácil comprender que debido a la forma funcional de la ecuación (V-8), cuadrática desde $Z_i=0$ a $Z_i=Z$ y constante a partir de este punto, las ecuaciones algebraicas que determinan el punto singular varían según que éste se halle a una temperatura en la que el plasma esté completamente ionizado o parcialmente ionizado.

Si el plasma se encuentra completamente ionizado a la temperatura del punto singular, las ecuaciones algebraicas que determinan dicho punto son

$$U_s = \frac{5}{3} (1 + Z) \theta_s \quad , \quad (V-11)$$

$$U_{bs} = U_s + 5 \theta_s (1 + Z) + \frac{2}{3} \lambda_0 Z^3 \quad , \quad (V-12)$$

$$X_s = \frac{Z}{10(1+Z)U_s^{1/2} U_{bs} \theta_s} \phi \left(\frac{\beta}{2\gamma} \frac{U_{bs}}{\theta_s} \right)^{1/2} \quad , \quad (V-13)$$

Por el contrario, si la temperatura del punto singular es tal que el plasma se encuentra parcialmente ionizado, las ecuaciones son

$$1 - (1+Z_s) \frac{\theta_s}{U_s} - \frac{(2+3 Z_s)}{\left[5+Z_s \left(\frac{15}{2} + \ln A \right) \right]} = 0 \quad , \quad (V-14)$$

$$U_{bs} = U_s + 5 \theta_s (1+Z_s) + \frac{2}{3} \lambda_0 Z_s^3 \quad , \quad (V-15)$$

$$X_s = \frac{\left[Z_s \phi \left(\frac{\beta}{2\gamma} \frac{U_{bs}}{\theta_s} \right)^{1/2} + \frac{Z-Z_s}{I_n \Lambda} I_n \left(6 \frac{B}{\gamma \lambda_0} \frac{U_{bs}}{Z_s^2} \right) \right] (2 + 3 Z_s)}{4(1+Z_s) \theta_s U_s^{1/2} U_{bs} \left[5+Z_s \left(\frac{15}{2} + I_n \Lambda' \right) \right]}, \quad (V-16)$$

$$Z_s = \left(\frac{\theta_s}{\lambda} I_n \Lambda' \right)^{1/2}, \quad (V-17)$$

El procedimiento a seguir consiste en fijar una temperatura θ_s arbitraria del punto singular y mediante las ecuaciones (V-11)-(V-13) o (V-14)-(V-16) hallar las restantes coordenadas del punto singular U_s, U_{bs}, X_s y Z_s . Una vez fijadas dichas coordenadas es posible obtener, del análisis de las ecuaciones en el entorno del punto singular, la pendiente en ese punto de las diferentes curvas ($U(x), U_D(x), \theta(x), Z(x)$), soluciones del sistema (V-5)-(V-8). Obviamente ya es fácil integrar hacia las dos condiciones de contorno y comprobar si el θ_s elegido es el apropiado para que dichas condiciones se verifiquen simultáneamente. En caso negativo es preciso volver a iterar eligiendo otro θ_s .

Como ejemplo de todo lo anterior se ha resuelto el caso de la interacción de un haz de protones con una microesfera de Aluminio ($Z=13$) de 1 mm. de radio. En la figura (V-2) se ha dibujado la presión de ablación obtenida (en millones de atmósferas) como función de la energía por nucleón del haz (en Megaelectronvoltios) para diferentes valores de la intensidad de corriente (en Kiloamperios), nótese que el gasto del haz está relacionado con la intensidad de corriente por medio de la relación $I = e Z_b \mu_b$. En la figura (V-3) se muestra el gasto de plasma ablacionado como función de las mismas variables. El valor de I_0 que aparece en el potencial de ionización ($I_0 Z_1^2$) -

se ha obtenido mediante un ajuste por mínimos cuadrados de los ocho primeros potenciales de ionización del aluminio que son los conocidos, resultando un valor de $I_0 = 4.9$ eV.

También se han resuelto como ejemplo, ver figura (V-4) los perfiles de temperatura y velocidad del haz ($\theta = T/T_0$, $U_b = v_b m_b^{1/2} / (2E_b)^{1/2}$, $U = v / (kT_0/m_i)^{1/2}$) que resultan de la interacción de un haz de iones de Uranio⁺⁺ de 7.9 GeV por nucleón y 0.79 KA de intensidad de corriente (3.11 Tw de potencia) sobre una microesfera de 1 mm. de radio de Plomo (Z=82). La presión de ablación resultante sería de 83 millones de atmósferas con un gasto de plasma ablacionado de $2.5 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$. Por otra parte $T_0 = 5 \cdot 10^7 \text{ K}$ y la temperatura y grado de ionización máximos del plasma serían $2.35 \cdot 10^6 \text{ K}$ y 23 respectivamente. El ajuste del potencial de ionización se ha realizado de nuevo por mínimos cuadrados ($I_0 = 2.8$ eV). En cuanto a la carga efectiva de los iones del haz, se ha tomado constante e igual a 50. Dicho número se ha obtenido hallando el valor medio para los valores del haz considerados, de la carga efectiva del haz dada por la expresión Brown y Moak (1972)

$$\frac{\bar{Z}_b}{Z_b} = 1 - \exp(-137 \beta / Z_b^{0.69}) \quad (V-18)$$

donde \bar{Z}_b y Z_b son la carga efectiva y número atómico de los iones del haz y β el cociente entre la velocidad del haz y la velocidad de la luz.

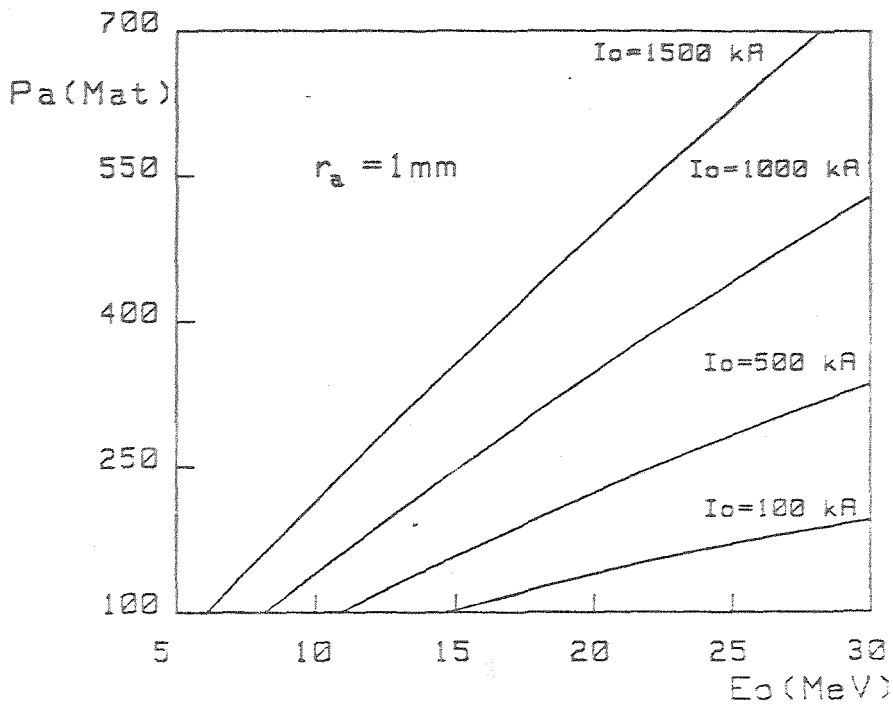


Fig. V-2. Presión de ablación en función de la energía por nucleón e intensidad de corriente del haz para el caso de protones incidiendo sobre una microesfera de aluminio.

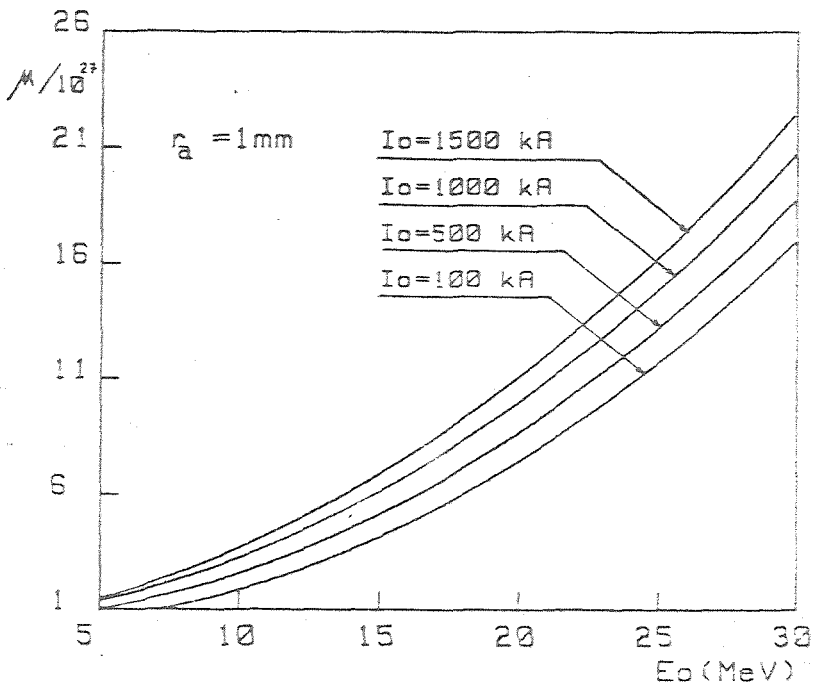


Fig V-3. Gasto de plasma ablacionado en función de la energía por nucleón e intensidad de corriente del haz para el caso de protones incidiendo sobre una microesfera de aluminio.

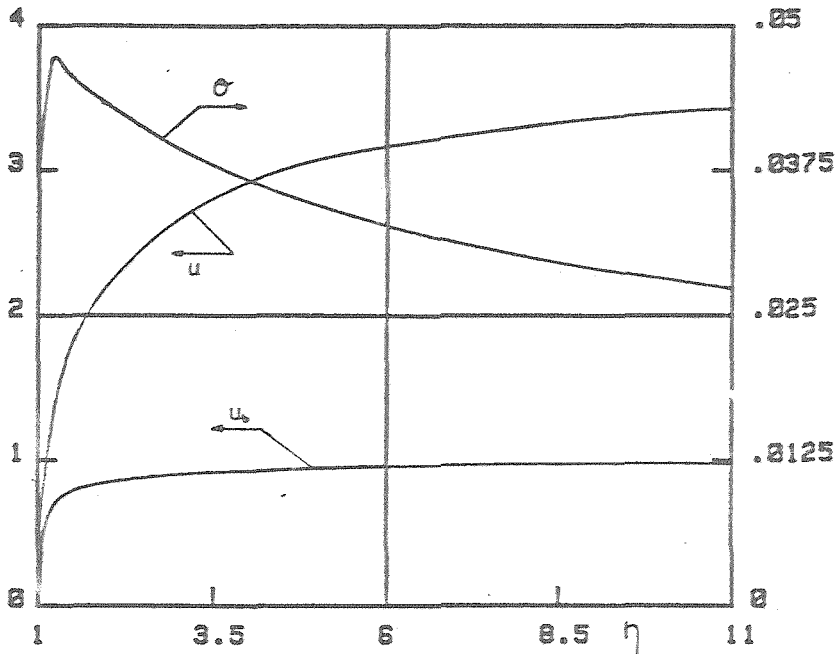


Fig V-4. Perfiles adimensionales de velocidad del haz (u_p) y velocidad y temperatura del plasma (u, θ) que resultan de la interacción de un haz de iones de Uranio⁺⁺ (7.9 GeV y 0.79 kA) sobre una esfera de Plomo.

Por último, la suposición que queda por comprobar es la casi-estacionaridad del movimiento. Para ello resulta muy gráfico definir un "tiempo de vuelo" Max y otros (1980) que no es más que una medida del tiempo de residencia y que es necesario comparar con el tiempo característico de duración del pulso por confinamiento inercial, este tiempo de vuelo resulta ser del orden de 5 ns frente a un tiempo de duración del pulso del orden de los 50 ns. A medida que la microbola va siendo comprimida (radio r_a cada vez menor), la suposición de movimiento casi estacionario es cada vez mejor satisfecha. Por otra parte, cuanto mayor sea el número atómico del plasma mayor es el tiempo de vuelo. Nótese que a medida que el número atómico es mayor, la masa atómica crece pero los primeros potenciales de ionización son del mismo orden. Esto da lugar a que para plas-

mas de muy alto número atómico la suposición de movimiento casi-estacionario comience a ser crítica (para algunos conjuntos de parámetros del haz) y no se pueda decir que la temperatura en la superficie de ablación va a cero, esto es aparece un flujo de calor por radiación que va calentando el material de la microbola Tahir y Long (1986). En la figura (V-5) se ha dibujado el tiempo de vuelo para el caso de la interacción de protones sobre aluminio como función de la energía por nucleón e intensidad de corriente.

Nótese que con los resultados obtenidos es posible generar las leyes temporales de energía por nucleón e intensidad de corriente del haz, necesarias para generar una presión de ablación. P_a dada sobre una superficie de ablación de radio r_a ; y en particular generar dichas leyes temporales en orden a conseguir una compresión óptima de la microbola Kidder (1976), Brueckner (1975).

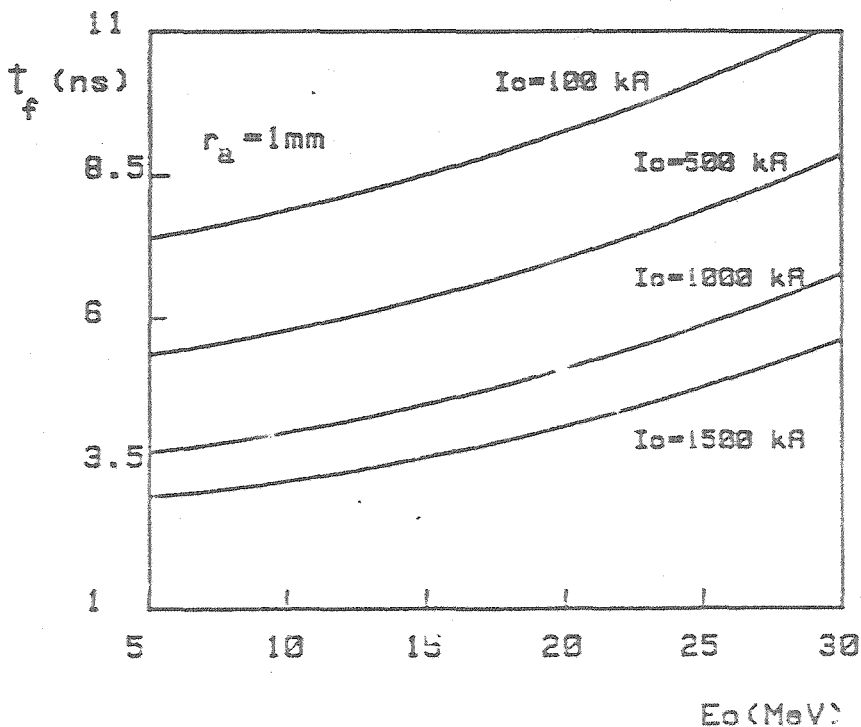


Fig V-5. Tiempo de vuelo en función de la energía por nucleón e intensidad de corriente para el caso de un haz de protones incidiendo sobre una esfera de Aluminio.

CAPITULO VI

MODELO SIMPLIFICADO DEL REGIMEN DE COMPRESION PARA EL CASO
DE UN PLASMA DE BAJO NUMERO ATOMICO

VI.- MODELO SIMPLIFICADO DEL REGIMEN DE COMPRESION PARA EL CASO DE UN PLASMA DE BAJO NUMERO ATOMICO.

Como se comentó en la introducción, el material que parece presentar mayores ventajas para su utilización como combustible en la fusión por confinamiento inercial es el deuterio-tritio. Los diseños multicapas propuestos de microbolas siempre contienen en su zona interior una importante cantidad de dicho combustible. De ahí que sea de particular interés el estudio de la fluidodinámica de la interacción de haces de iones con plasmas de bajo número atómico que es el objetivo de este capítulo.

En principio, el análisis del movimiento de este tipo de plasmas puede realizarse según el método general propuesto en el Capítulo V; sin embargo el hecho de que el plasma se de bajo número atómico permite realizar una serie de suposiciones que simplifican extraordinariamente el problema tanto desde el punto de vista conceptual como matemático. En efecto, anticipando resultados, se encuentra que existe un plano de fases en el análisis del movimiento que permite obtener relaciones analíticas simples que relacionan los parámetros básicos del haz (energía por nucleón e intensidad de corriente) con las variables fluidodinámicas de interés (presión de ablación y gasto de plasma ablacionado).

La hipótesis básica que se realizará en el análisis, es que al ser el plasma de bajo número atómico éste se encuentra totalmente ionizado a las temperaturas típicas que resultan en la fusión por confinamiento inercial. Por la misma razón puede despreciarse la energía de ionización frente a la energía interna. Esta hipótesis, está además justificada ya que

el método propuesto por Raizer y que se ha desarrollado en el Capítulo V, pierde su validez cuando el número de electrones libres de los iones del plasma es pequeño. Así pues no aparece el término de colisiones inelásticas en el sistema de ecuaciones que gobiernan la física del problema.

La presión de ablación obtenida utilizando este modelo simplificado para plasmas de bajo número atómico es ligeramente superior (del orden del 30%) a la obtenida mediante el método general, mientras que los gastos de plasma ablacionado son del mismo orden (del 5 al 10% superiores).

Con las anteriores hipótesis, realizando por simplicidad en la notación el cambio $w = \dot{u}_b^2$, el sistema de ecuaciones (IV-15) (IV-19) junto con las condiciones de contorno ()-() - puede escribirse

$$\frac{dw}{d\eta} = \frac{\alpha Z}{\eta^2 u w} \theta \left(\beta \frac{w}{\theta} \right)^{1/2}, \quad (VI-1)$$

$$\left[1 - (1+Z) \frac{\theta}{u^2} \right] \frac{du^2}{d\eta} = \frac{4 (Z+1) \theta}{\eta} - 2 (Z+1) \frac{d\theta}{d\eta}, \quad (VI-2)$$

$$u^2 + 5 \theta (1+Z) = 2\gamma w, \quad (VI-3)$$

$$\text{-en } \eta = 1, \quad u = 0, \quad u/w = 2\gamma/5, \quad (VI-4)$$

$$\text{-en } \eta \rightarrow \infty, \quad w \rightarrow 1, \quad u \rightarrow (2\gamma)^{1/2}, \quad (VI-5)$$

Nótase que al haber supuesto que el plasma se encuentra totalmente ionizado, no es necesario escribir la ecuación de Saha. El sistema de ecuaciones y condiciones de contorno (VI-1)-(VI-5) presenta un problema de autovalores que es necesario resolver consistente del análisis de las ecuaciones. La in-

formación contenida en dichos autovalores relaciona variables fluidodinámicas de interés (presión de ablación y gasto de plasma ablacionado) con los parámetros básicos que definen el haz. Puede comprobarse que el plasma se comporta como ópticamente delgado a la radiación pero el tiempo de enfriamiento, actuando como emisor perfecto, es mucho mayor que el tiempo de duración del pulso para valores típicos de la fusión por confinamiento inercial.

Despejando la temperatura adimensional θ de la ecuación (VI-3), sustituyéndola en las ecuaciones (VI-1) y (VI-2) y definiendo las siguientes variables de plano de fases

$$\Omega = (\gamma \eta^2 Z^{-2} \alpha^{-2})^{1/5} w, \quad Y = (\eta Z^{-1} \alpha^{-1} \gamma^{-2})^{2/5} u^2, \quad (\text{VI-6})$$

es posible escribir el sistema de ecuaciones y condiciones de contorno (VI-1)-(VI-5) en la forma

$$\frac{d\Omega}{dY} = \frac{[2\Omega^2 Y^{1/2} + 5\phi(X)] (2Y-\Omega)}{Y [6\Omega Y^{1/2} (3\Omega-Y) - 10\phi(X)]}, \quad (\text{VI-7})$$

$$\frac{d\eta}{dY} = \frac{5\Omega\eta (2Y-\Omega)}{Y^{1/2} [6\Omega Y^{1/2} (3\Omega-Y) - 10\phi(X)]}, \quad (\text{VI-8})$$

donde

$$X = \left[\frac{5\beta(Z+1)}{\gamma} \frac{\Omega}{2\Omega-Y} \right]^{1/2}, \quad (\text{VI-9})$$

$$\text{-en } Y \rightarrow 0, \quad \eta \rightarrow 1, \quad \Omega = \frac{5 Y^{1/2}}{2(Z\alpha\gamma^2)^{1/5}}, \quad (\text{VI-10})$$

$$\text{-en } Y \rightarrow \infty, \quad \Omega \rightarrow Y/2, \quad \eta \rightarrow (2Z\alpha/\gamma)^{1/2} (Y/2)^{3/2}, \quad (\text{VI-11})$$

Siguiendo un razonamiento semejante al expuesto en el -

Capítulo V, cualquier solución $\Omega = \Omega(\gamma)$ que cumpla las condiciones de contorno (VI-10)-(VI-11) debe cruzar en algún punto la recta $\Omega = 2\gamma$ del plano de fases. Sin embargo $d\gamma/d\eta$ debe permanecer finita para evitar soluciones multivaluadas, por tanto el denominador de las ecuaciones (VI-7)-(VI-8) debe hacerse cero sobre la recta $\Omega = 2\gamma$. Así pues se tienen dos relaciones que determinan las coordenadas, denotadas con el subíndice s, de un punto singular, punto de ensilladura, desde el que es posible integrar numéricamente hacia las condiciones de contorno. Dichas dos relaciones son

$$6 \Omega_s \gamma_s^{1/2} (3\Omega_s - \gamma_s) - 10 \Phi(X_s)^{1/2} = 0, \quad (\text{VI-12})$$

$$\Omega_s = 2 \gamma_s, \quad (\text{VI-13})$$

donde

$$X_s = \frac{10 \beta (Z+1)}{3\gamma}, \quad (\text{VI-14})$$

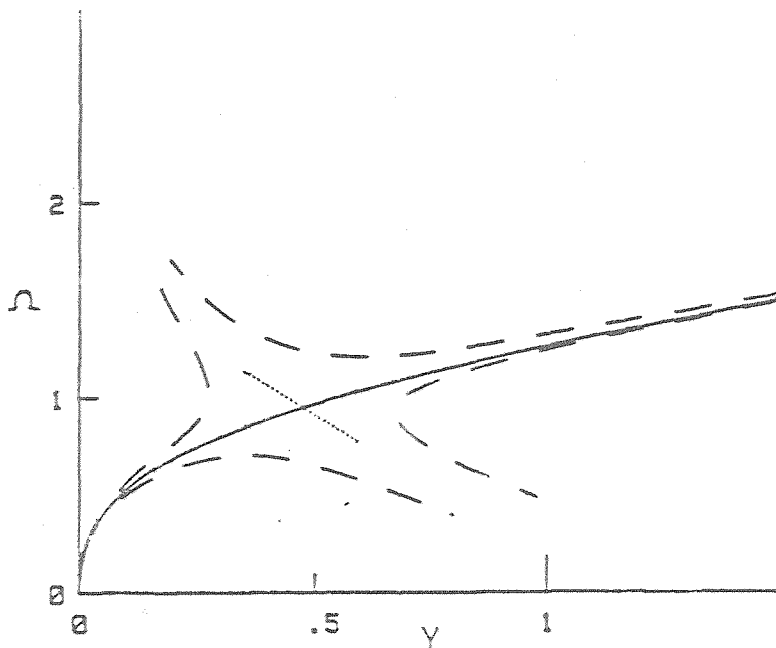


Fig VI-1. Curvas integrales de la ecuación (VI-7). La dibujada en línea continua es la que cumple las condiciones de contorno (VI-10) y (VI-11).

Nótese que en variables físicas la condición $\Omega=2Y$ se escribe como

$$u^2 = \frac{5(Z+1)nkT}{3m_1n}$$

esto es, el punto singular $(Y_S, 2Y_S)$ representa el punto donde se alcanzan condiciones sónicas.

El procedimiento a seguir para obtener las relaciones que ligam a los autovalores es semejante al descrito en el Capítulo V. Una vez fijado β/γ quedan determinadas las coordenadas del punto singular y es entonces fácil integrar hacia las dos condiciones de contorno, en $Y \rightarrow 0$ e $Y \rightarrow \infty$, en donde se obtienen otras dos relaciones que permiten ya determinar cual es la tripleta de parámetros α , β y γ que resuelven el problema. La existencia de un plano de fases evita toda indeterminación en la elección del punto singular y por otra parte, el hecho de suponer que el plasma está completamente ionizado limita el número de autovalores de cuatro a tres.

En las figuras (VI-2) y (VI-3) se han representado la presión de ablación y gasto de plasma ablacionado, en forma adimensional, como función de la energía por nucleón de corriente del haz así como de la geometría y características del plasma.

También es preciso resaltar que es posible obtener una relación analítica aproximada que relaciona la presión de ablación con los parámetros básicos del haz

$$P_a \approx 0.48 \left[\frac{(Z+1) m_e m_i^2}{m_b Z^3} \right]^{2/3} \frac{\mu_b^{2/3} E_b^{4/3}}{r_a^{5/3} A^{1/3}}, \quad (\text{VI-15})$$

donde

$$A = \frac{2\pi e^4 Z_b^2 (Z+1)^2 m_e m_i^3 \ln \Lambda}{m_b Z^5}$$

(VI-16)

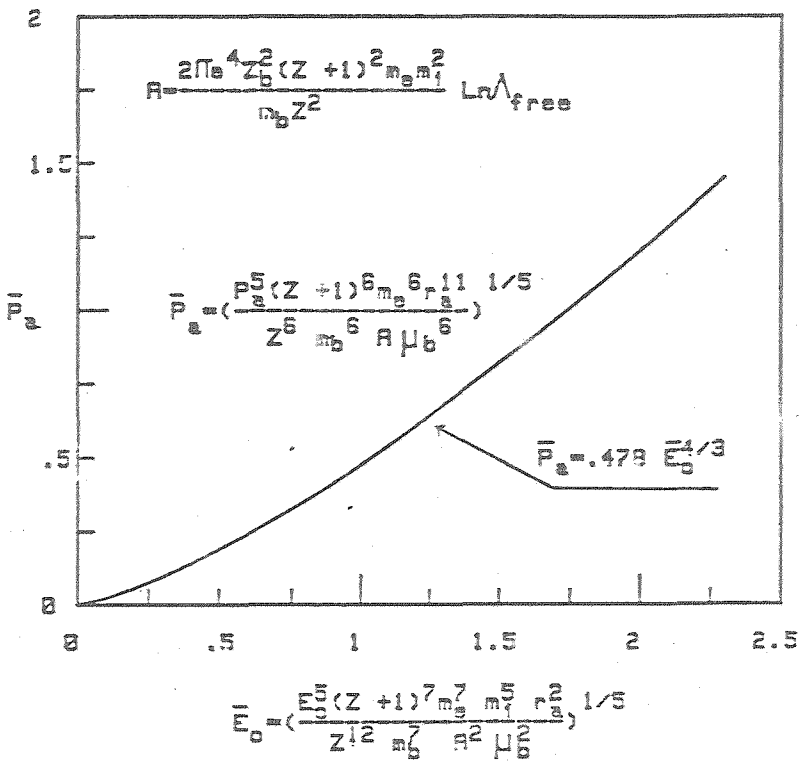


Fig VI-2. Presión de ablación adimensional \bar{P}_a frente a energía adimensional del haz \bar{E}_0 .

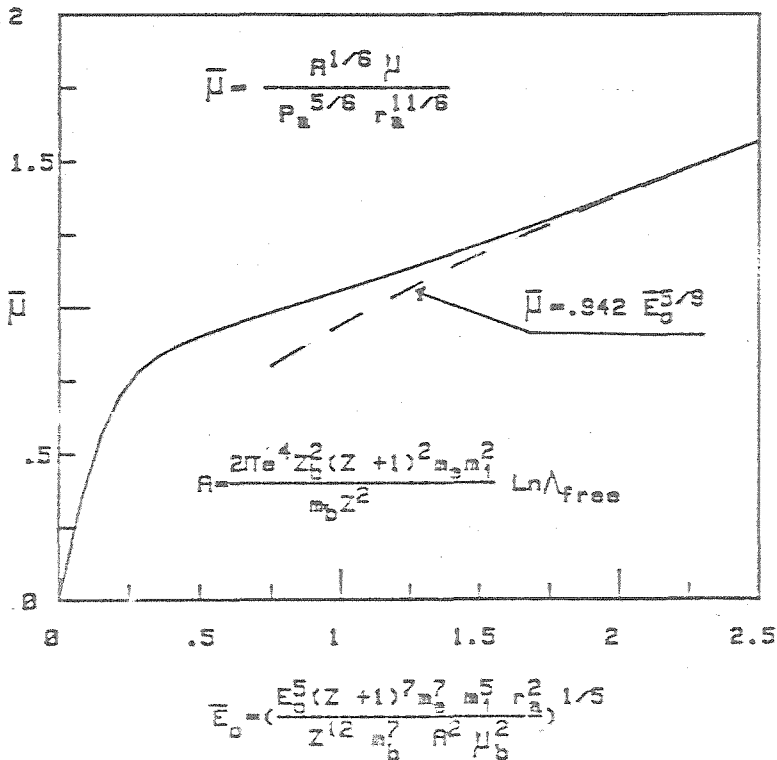


Fig VI-3. Gasto adimensional de plasma frente a energía adimensional del haz \bar{E}_0 .

Como ejemplo se adjuntan los perfiles, ver figura VI-4, adimensionales de velocidad del haz y velocidad y temperatura del plasma para un haz de protones de 2MeV y 100 kA que interacciona con una esfera de deuterio-tritio de 1 mm. de radio. La presión de ablación obtenida en este caso es de 7.2 millones de atmósferas y el gasto de plasma ablacionado de $1.4 \cdot 10^{27}\text{ s}^{-1}$.

Por último resaltar que la suposición de cuasi-estacionariedad es bien satisfecha para los valores típicos de las variables que aparecen en fusión por confinamiento inercial. En la figura VI-5 se ha representado el tiempo de vuelo (ver Capítulo V) como función de la energía por nucleón e intensidad de corriente para un haz de protones que incide sobre una microesfera de radio 0.8 mm. de deuterio tritio.

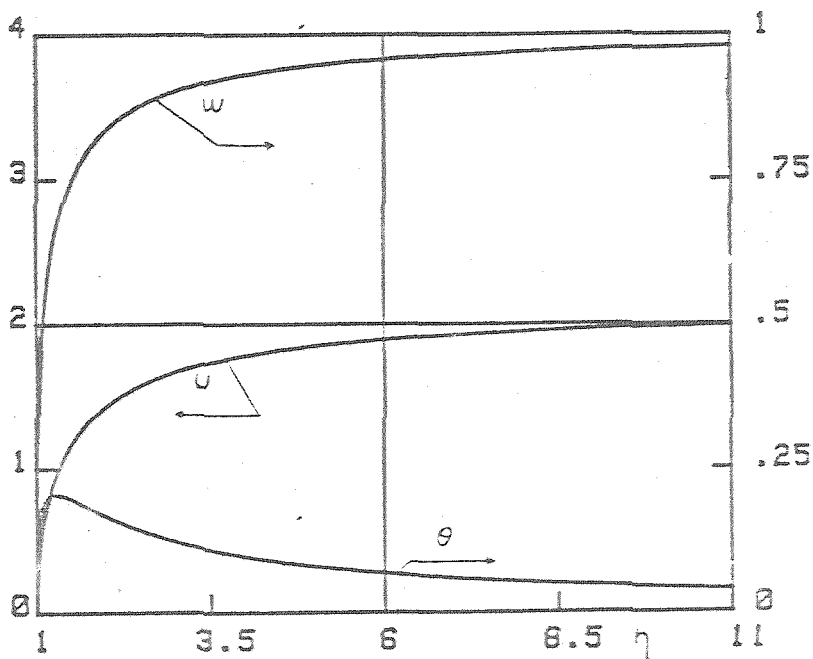


Fig VI-4. Perfiles adimensionales de velocidad del haz (w) y velocidad y temperatura del plasma (u, θ) para el caso de una haz de protones ($2\text{ MeV}, 100\text{ kA}$) que inciden sobre una esfera de Deuterio-Tritio de 1mm de radio.

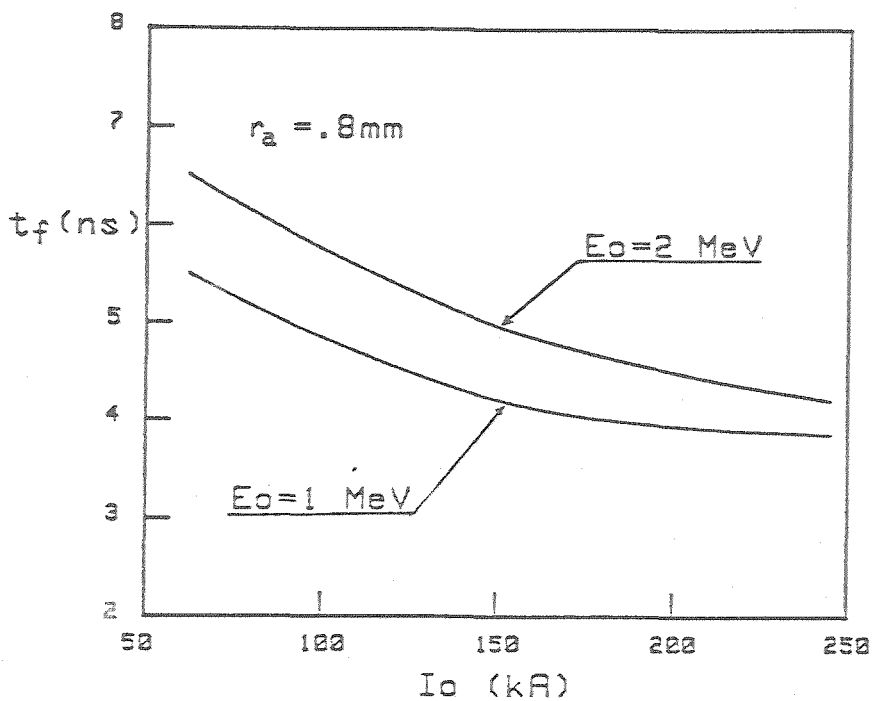


Fig VI-V. Tiempo de vuelo en función de la energía por nucleón e intensidad de corriente del haz para el caso de protones incidiendo sobre una microesfera de Deuterio-Tritio.

CAPITULO VII

ANALISIS DEL REGIMEN DE CALENTAMIENTO. $\delta \ll 1$

VII.- ANÁLISIS DE LAS ECUACIONES EN EL CASO $\delta \ll 1$. REGIMEN -
DE CALENTAMIENTO.

Este régimen, que en la Tesis es denominado de calentamiento, está asociado a pulsos del haz muy intensos y de corta duración. La intuición física del proceso es clara, la energía del haz es tan grande y su ritmo de deposición tan rápido que el haz penetra en la zona densa calentándola bruscamente sin dar tiempo a que el plasma se expanda. Esto se traduce matemáticamente en el hecho de que el parámetro δ de las ecuaciones (IV-15)-(IV-19) es mucho menor que la unidad. En efecto, el tiempo característico t_0 de duración del proceso es ahora del orden de r_a/v_{b0} y por tanto el parámetro $\delta = t_0 (kT_0/mi)^{1/2}/r_a$ puede ser interpretado como el cociente entre una velocidad térmica del plasma y la velocidad del haz, resultando que es mucho menor que la unidad; esto es, en primera aproximación el plasma permanece inmóvil, siendo penetrado bruscamente por los iones del haz, salvo en una pequeña zona exterior (en torno a la superficie) en donde una onda de rarefacción, que avanza hacia el interior, va informando al fluido que tiene que ponerse en movimiento.

Anticipando resultados, para situarse en este régimen son necesarios parámetros del haz, energía por nucleón y potencia suministrada, que están lejos de la capacidad de los generadores actuales. Por otra parte se trata de un régimen que no es de interés en la fusión nuclear, al menos con la actual tecnología, aunque presenta el aliciente de tratar de comprender cuales son los mecanismos físicos que gobiernan la interacción de pulsos de muy alta energía con la materia.

Por todo lo anteriormente expuesto y por simplicidad de los resultados obtenidos, lo que permite una buena discusión de los mismos, sólo se analizará el caso de plasmas de bajo número atómico que como se vió en el capítulo VI presentan una gran sencillez en el análisis de las ecuaciones. Para plasmas de alto número atómico el tratamiento sería semejante y no habría nuevos conceptos que añadir a los que ya han aparecido en la Tesis.

Desarrollando todas las variables en potencias δ y eligiendo $t_0 = r_a / v_{b0}$

$$\begin{aligned} v_b &= v_{b0} + \delta v_{b1} + \dots, \\ v &= v_0 + \delta v_1 + \dots, \\ u_b &= U_{b0} + \delta U_{b1} + \dots, \\ u &= U_0 + \delta U_1 + \dots, \\ \theta &= \theta_0 + \delta \theta_1 + \dots, \end{aligned}$$

sustituyendo este desarrollo en el sistema (IV-15)-(IV-19) se tiene en primera aproximación

$$v_0 = 1, \quad U_0 = 0, \\ \frac{\partial U_{b0}}{\partial \eta} = \frac{\lambda_1 z}{U_{b0}^3} \phi\left(\beta_1 \frac{U_{b0}}{\theta_0^{1/2}}\right), \quad (\text{VII-1})$$

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial \tau} = \frac{u_b(\tau)}{3\lambda_1 z \eta^2} \frac{\partial U_{b0}^2}{\partial \eta} + \epsilon' \frac{1}{\eta^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^2 \theta_0^{3/2} \frac{\partial \theta_0}{\partial \eta} \right), \quad (\text{VII-2})$$

Con las condiciones de contorno

-en $\tau = 0$, $\theta_0 = 0$

-en $\eta = \eta_F(\tau)$, $U_{b0} = \theta_0 = 0$, en donde $\eta_F(\tau)$ es la frontera

de separación en el interior de la microbola, entre el plasma perturbado y sin perturbar.

-en $\eta = 1$, $U_{b0} = \bar{U}_b(\tau)$, siendo $\bar{U}_b(\tau)$ conocida a la velocidad del haz en el exterior de la microbola.

Habiéndose tomado por simplicidad en las ecuaciones

$$\frac{\bar{R} n_{b0} t_0}{K T_0 v_{b0} (Z+1)} = 1,$$

(recuérdese que T_0 puede ser escogido arbitrariamente ya que de ese modo fue escogido).

Por otra parte se ha supuesto que el plasma se comporta como ópticamente grueso a la radiación y se ha modificado el camino libre medio de Rosseland para tener en cuenta que dicho plasma se halla completamente ionizado. En uno de los ejemplos presentados las condiciones resultantes son tales que el plasma es ópticamente delgado, para este tratamiento basta con sustituir el término de radiación de la ecuación (VII-2) por el correspondiente para plasmas ópticamente delgados, ver Capítulo III.

El tratamiento del sistema (VII-1)-(VII-2) junto con sus condiciones de contorno se ha llevado a cabo de tres maneras distintas.

1º) Mediante un método integral. Es fácil mostrar de análisis de las ecuaciones que en las proximidades $\eta \approx \eta_f$ la solución se comporta: $U_{b0} \approx (\eta - \eta_f)^{1/4}$ y $\theta_0 \approx (\eta - \eta_f)^{1/2}$. Esto ha conducido a suponer para la velocidad del haz y la temperatura del plasma, unos perfiles de la forma

$$U_{bo}(\eta, \tau) = A(\tau) [\eta - \eta_f(\tau)]^{1/4}, \quad (\text{VII-3})$$

$$\theta_o(\eta, \tau) = B(\tau) |\eta - \eta_f(\tau)|^{1/2}, \quad (\text{VII-4})$$

en donde $A(\tau)$, $B(\tau)$ y $\eta_f(\tau)$ son funciones desconocidas del tiempo adimensional que se determinan imponiendo tres restricciones a) el perfil (VII-3) ha de verificar la condición de contorno en $\eta = 1$ y b) al sustituir los perfiles supuestos (VII-3) - (VII-4) en las ecuaciones (VII-1) - (VII-2) el error medio cometido ha de ser nulo. Nótese que esta última restricción podría haber sido otra cualquiera de la misma naturaleza que b) que expresase que los perfiles (VII-3) - (VII-4) no son solución exacta del sistema (VII-1) - (VII-2).

Con el método integral propuesto se obtiene una ecuación algébrica y dos ecuaciones diferenciales ordinarias no lineales de primer orden que integradas numéricamente proporcionan los valores $A(\tau)$, $B(\tau)$ y $\eta_f(\tau)$ que cierran el problema.

2^o) De forma analítica si $\beta_1 \gg 1$ y $\varepsilon^1 \ll 1$. Nótese que en este supuesto las ecuaciones (V-5) y (V-7) pueden integrarse ($\phi = 1$) quedando

$$U_{bo}(\eta, \tau) = \left[\bar{U}_b^4(\tau) + 4\lambda_1 Z(\eta-1) \right]^{1/4}, \quad (\text{VII-5})$$

$$\theta_o(\eta, \tau) = \frac{2}{3\eta^2} \int_0^\tau \frac{u_b(\tau)}{\left[\bar{U}_b^4(\tau) + 4\lambda_1 Z(\eta-1) \right]^{1/2}} d\tau, \quad (\text{VII-6})$$

3^o) Los dos métodos anteriores han sido contrastados, como se verá en los ejemplos, con un método de diferencias finitas que

se ha puesto a punto especialmente para tratar este problema.

Como ilustración de todo lo anterior se adjuntan dos ejemplos.

- 1) Se ha considerado la interacción de un haz de protones de alta intensidad con una microesfera de 1 cm. de radio de deuterio-tritio. La forma temporal del pulso viene dada por $\bar{U}_b(\tau) = \tau^{1/4}$ siendo $t_0 = 0.3$ ns. y $v_{b0} = 3.39 \cdot 10^7$ m/s. La intensidad de corriente del haz se ha tomado constante e igual a 43200 kA. Con estos valores se tiene $T_0 = 10^6$ °K $\beta_1 \gg 1$ y $\epsilon' \ll 1$. Es de resaltar que para situarse en este régimen, es preciso recurrir a parámetros del haz (en el ejemplo Potencia máxima = 510 Tw y E_b máxima = 12 MeV) que todavía quedan fuera del alcance de la tecnología actual. En las figuras (V-1) y (V-II) se presentan los perfiles adimensionales de velocidad del haz y temperatura del plasma cuando $\tau = 1$. Las líneas continuas corresponden a la solución numérica y las de trazos a la solución analítica.
- 2) En este ejemplo se considera la misma geometría y naturaleza del haz y del plasma que en el caso anterior pero con una forma temporal del pulso $\bar{U}_b(\tau) = \tau^{1/2}$ y una potencia máxima de $1.1 \cdot 10^4$ Tw (inalcanzable para los generadores actuales) con lo que se tiene $T_0 = 10^7$ °K y β_1 y ϵ' de orden unidad. Salvo en los instantes iniciales el plasma se comporta como ópticamente delgado a la radiación y en las figuras (V-III) y (V-IV) se muestran los perfiles adimensionales de velocidad del haz y temperatura del plasma cuando $\tau = 1$. Las líneas continuas corresponden a la solución numérica y las de trazos al método integral.

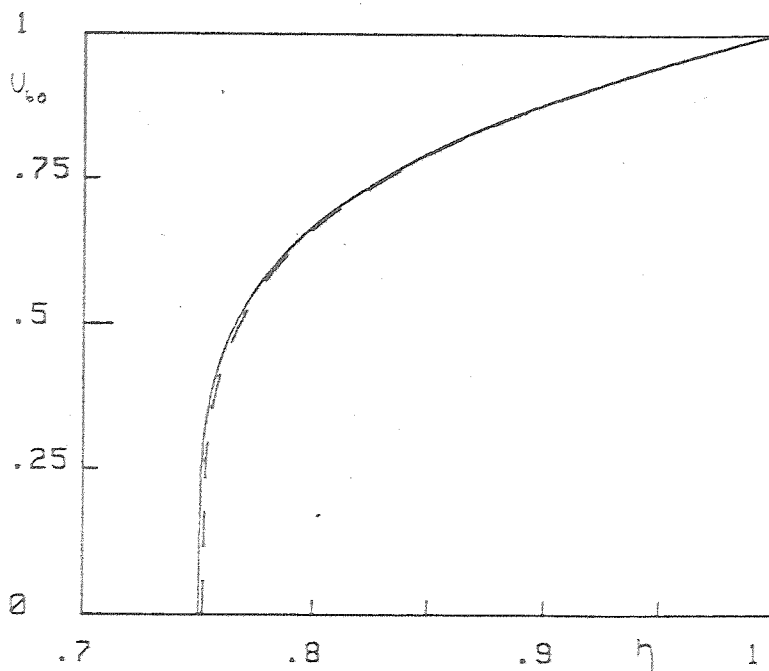


Fig VII-1. Perfil de velocidad adimensional $U_{b0}(\eta, 1)$ para $\bar{U}_b(\tau) = \tau^{1/4}$. La línea continua corresponde a un método numérico y la discontinua a un método analítico aproximado.

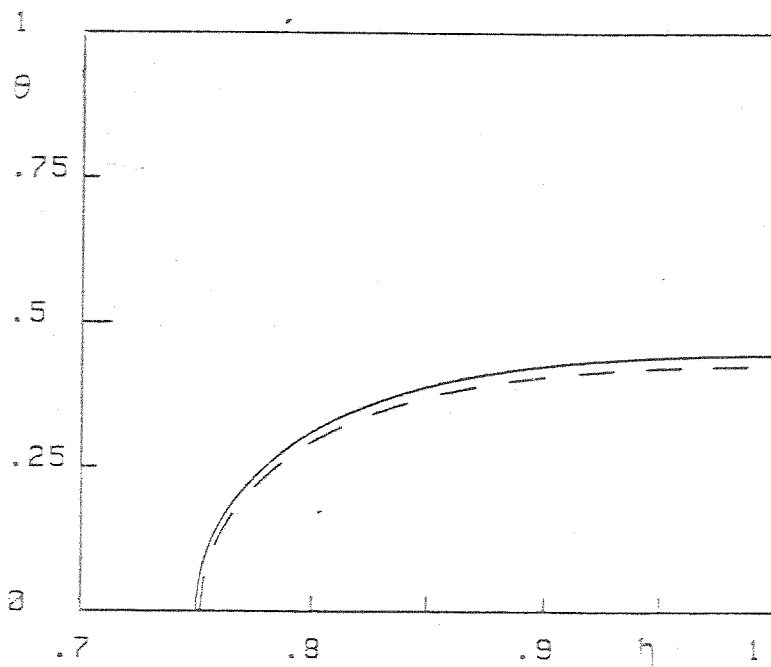


Fig VII-2. Perfil de temperatura adimensional $\theta(\eta, 1)$ para $\bar{U}_b(\tau) = \tau^{1/4}$. La línea continua corresponde a un método numérico y la discontinua a un método analítico aproximado.

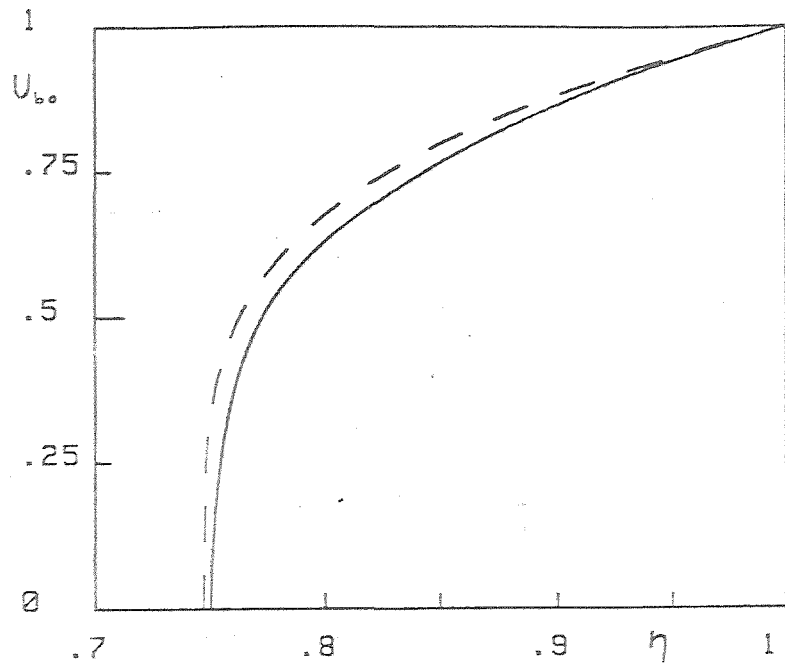


Fig VII-3. Perfil de velocidad adimensional $U_{b0}(\eta, 1)$ para $\bar{U}_b(\tau) = \tau^{1/2}$. La línea continua corresponde a un método numérico y la discontinua a un método integral.

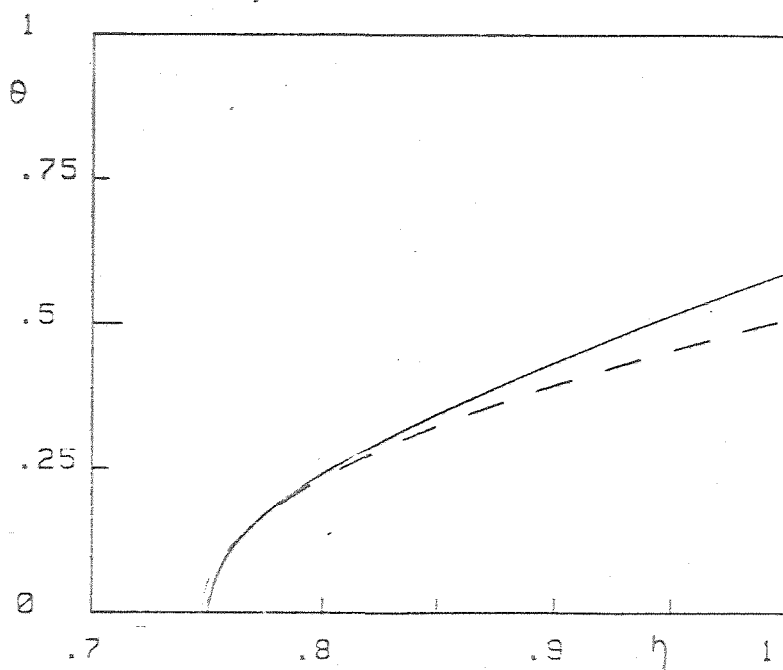


Fig VII-4. Perfil de temperatura adimensional $\theta(\eta, 1)$ para $\bar{U}_b(\tau) = \tau^{1/2}$. La línea continua corresponde a un método numérico y la discontinua a un método integral.

CAPITULO VIII

CONCLUSIONES Y DISCUSION DE LOS RESULTADOS

VIII.- CONCLUSIONES Y DISCUSION DE LOS RESULTADOS.

En el presente trabajo se han estudiado algunos aspectos de la fluidodinámica de la interacción de un haz de iones con una microesfera de material inicialmente frío y de densidad constante. El análisis incluye conducción térmica electrónica y transporte de energía por radiación, grado de ionización del material variable e intercambio energético entre iones y electrones.

Todo el estudio se encuentra encaminado a relacionar variables fluidodinámicas de interés en la fusión por confinamiento inercial (presión de ablación, gasto de plasma abla-cionado y temperatura del plasma resultante) con los parámetros básicos del haz (energía por nucleón e intensidad de corriente).

En el análisis del movimiento cabe destacar dos regímenes claramente diferenciados que están gobernados por el parámetro adimensional δ que es la inversa del número de Strouhal. El régimen $\delta \ll 1$ está asociado a pulsos del haz de muy alta intensidad, centenares de teravatios, y de corta duración, del orden del nanosegundo, osea con ritmos de deposición de energía muy rápidos. Resulta intuitivo mostrar que en este caso la energía del haz es tan alta y su ritmo de deposición tan rápido que el haz penetra en el interior de la microesfera calentándola bruscamente sin dar tiempo a que se expanda salvo en una pequeña zona exterior donde el efecto del vacío produce el movimiento del plasma. Por el contrario, si la energía del haz no es relativamente muy alta y el tiempo de duración del pulso es del orden de 50 ns se tiene

el régimen denominado de compresión. Se encuentra que existe una superficie de ablación bien definida que separa dos zonas claramente diferenciadas del dominio fluido: una zona fría y densa de compresión isentrópica limitada por una onda de choque que la separa a su vez del plasma no perturbado, de una corriente cuasi-estacionaria exterior hacia el vacío de plasma caliente y rarificado en donde tiene lugar la absorción de energía.

Se han analizado analíticamente los dos regímenes ($\delta \ll 1$ y $\delta \gg 1$) aunque desde el punto de vista de la fusión nuclear por confinamiento inercial sólo tenga interés, al menos con la tecnología actual, el régimen de compresión $\delta \gg 1$. En este caso se ha analizado la corriente cuasi-estacionaria exterior de plasma, diversos autores han analizado la zona densa Kidder (1976), Brueckner (1975), y se ha encontrado un problema de cuatro autovalores que hay que resolver autoconsistentemente del análisis del problema. La información contenida en dichos autovalores relaciona las cantidades fluidodinámicas de interés (presión de ablación, gasto de plasma ablacionado y temperatura del plasma) con los parámetros básicos del haz (energía por nucleón e intensidad de corriente). En particular, con dichas relaciones es posible generar la ley temporal adecuada que deben seguir los parámetros del haz para conseguir una ley de compresiones óptima. Asimismo se han obtenido los perfiles de velocidad del haz y velocidad y temperatura del plasma como función de la distancia a la superficie de la microesfera. En el caso $\delta \ll 1$ se han obtenido los perfiles de velocidad y

temperatura del plasma en función de la distancia al centro de la bola y del tiempo. Para el caso de plasmas de bajo número atómico, que son de especial interés en la fusión por confinamiento inercial, se presenta un modelo simplificado Sanz, Rosety, Velázquez y Barrero (1985) que permite obtener relaciones analíticas simples que relacionan las variables fluidodinámicas con los parámetros del haz. Dichas relaciones resultarían especialmente útiles para el diseño de pulsos del haz.

Es interesante ahora discutir como cambia el comportamiento del plasma conforme δ disminuye. La figura (VIII-1a) corresponde al régimen $\delta \gg 1$ analizado en el Capítulo V; en dicha figura puede verse en primer lugar comenzando por la derecha: el plasma sin perturbar seguido de una onda de choque, una región de compresión isentrópica, una superficie de ablación y una zona de expansión mucho más ancha. Para $\delta \ll 1$, ver figura (VIII-1b), la velocidad del haz es tan grande que el límite con el plasma no perturbado está a la derecha de la onda de choque; las longitudes de ambas zonas son comparables. Puede verse de las ecuaciones que el plasma delante de la onda de choque es calentado debido a un flujo de calor por radiación Tahir y Long (1986) pero no comprimido y la compresión detrás de la onda de choque no es isentrópica. A medida que δ disminuye, la onda de choque se convierte en una discontinuidad débil (onda de rarefacción) y la convección es despreciable detrás de esta discontinuidad, la zona de expansión se hace muy pequeña frente a la región de calentamiento, figura (VIII-1c).

Para geometrías planas, un análisis semejante ha sido

llevado a cabo por Barrero y Fernández (1986). Por otra parte, una posible continuación de esta línea de trabajo consistiría en analizar la estabilidad de las soluciones obtenidas.

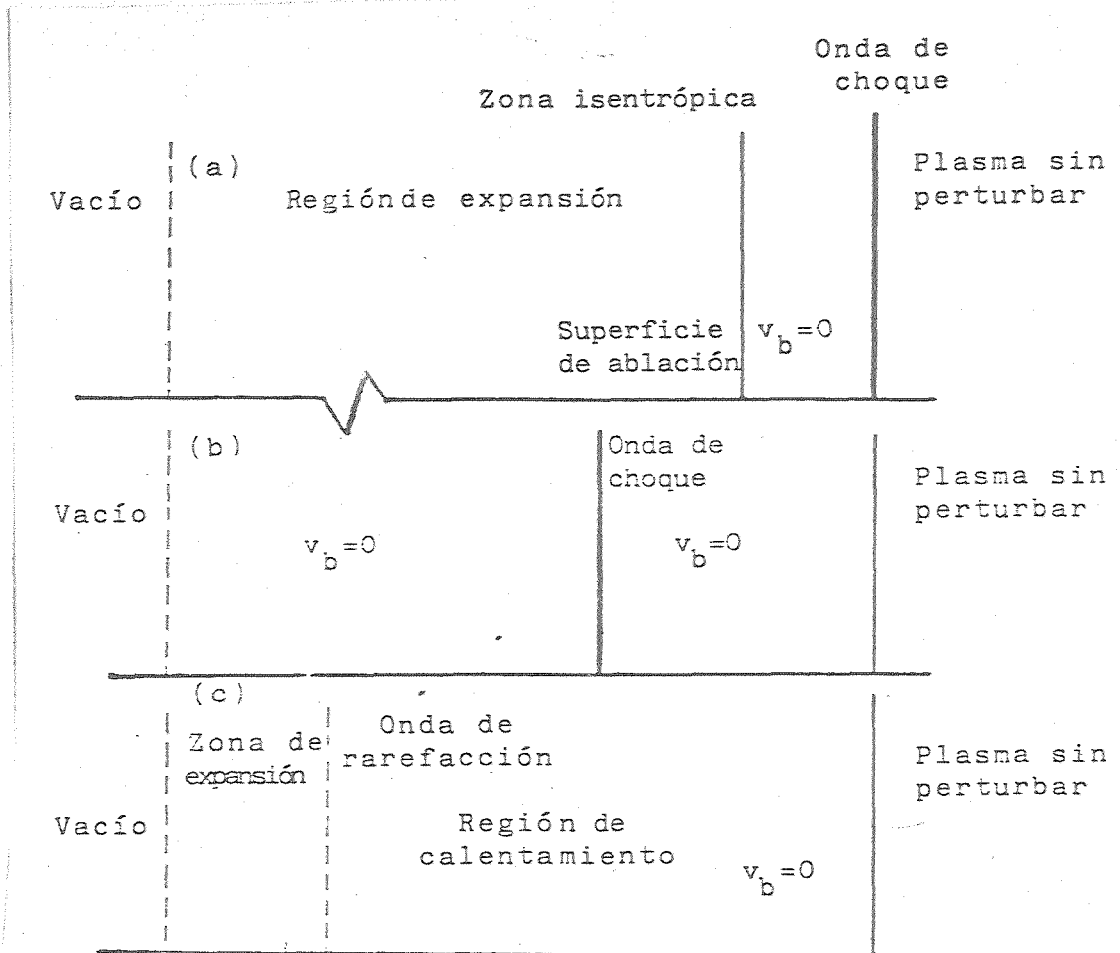


Figura VII-1. Representación esquemática del comportamiento del plasma para diferentes regímenes.

REFERENCIAS

GITOMER, J.J. MORSE, R.L. NEWBERGER, B.S.	1977	Physics of Fluids <u>20</u> , 234, 1977.
GLASTONE, S. LOVBERG, R.H.	1960	"Controlled Thermonuclear Reactions", D. Van Nostrand, Ed., Princeton, Capítulo II, 1960.
GROOT, J.S. de KATZ, J.I.	1973	"Anomalous Plasma Heating Induced by a Very Strong High Frequency Electric Field", Physics of Fluids <u>16</u> , 401, 1973.
HELLIWELL, J.B.	1969	"Self-Similar Piston Problems with Radiative Heat Transfer", Journal Fluid Mechanics <u>37</u> , 497 , 1969.
JACKSON, J.D.	1975	"Electrodinámica Clásica", Wiley, 3ª Edición, 1975.
KAW, P. DAWSON, J.M.	1969	"Laser Induced Anomalous Heating of Plasma", Physics of Fluids <u>12</u> , 2586, 1969.
KINDEL, E.L. LINDMAN, E.L.	1979	"Target Desing for Energetic Ions", Nuclear Fusion <u>19</u> , 597, 1979
KRALL, N.A. TRIVELPIECE, A.W.	1973	"Principles of Plasma Phisics", Mc Graw-Hill, 1973.
KRUER, W.L. KAW, P. DAWSON, J.M. OBERMAN, C.	1970	"Anomalous High-Frequency Resist- ivity and Heating of a Plasma", Physics Rev. Lett. <u>24</u> , 987, 1970.

BOHR, N.	1915	Philos. Mag. <u>30</u> , 581, 1915.
BROWN, M.D.	1972	"Stopping Power of Some Solids for
MOAK, C.D.		30-90 MeV U Ions", Phys. Rev. <u>B6</u> , 90, 1972.
BRUECKNER, K.A.	1974	"Laser Driven Fusion",
JORNA, S.		Rev. Mod. Phys. <u>46</u> , 325, 1974
BUTLER, S.T.	1962	Phys. Rev. <u>126</u> , 1, 1962.
BUCKINGHAM, M.T.		
CLAUSER, M.J.	1975	Phys. Rev. Lett. <u>35</u> , 848, 1975.
CLAUSER, M.J.	1978	Phys. Rev. Lett. <u>38</u> , 398, 1978.
MIX, L.P.		
POUKEY, J.W.		
QUINTEZ, J.T.		
TOEPFER, R.G.		
COURANT, R.	1948	"Supersonic Flow and Shock Waves",
FRIEDRICH, K.O.		Interscience, Nueva York, 1948.
DUDERSTADT, J.J.	1982	"Inertial Confinement Fusion",
MOSES, G.A.		Wiley, Nueva York, 1982.
EVANS, R.G.	1981	"Rutherford Appleton Laboratory Report RL-81-022", 1981.
EVANS, R.G.	1983	"A Simple Model of Ion Beam Heated ICF Targets", Laser and Particle Beams <u>1</u> , 231, 1983
FANO, U.	1963	Ann. Rev. Nucl. Sci. <u>13</u> , 1, 1963.

KRUEER, W.L.	1973	"Nonlinear Evolution of the Decay
VALEO, E.J.	"	Instability in a Plasma with
		Comparable Electron and Ion
		Temperature",
		Physics of Fluids <u>16</u> , 675, 1973.
LANDAU, L.D.	1959	"Fluid Mechanics",
LIFSHITZ, E.M.		Pergamon, Londres, 1970
LAWSON, J.D.	1957	"Some Criteria for a Power Produced
		Thermonuclear Reactor",
		Proc. Phys. Soc. <u>B70</u> , 6, 1957.
LINHARD, J.G.	1964	"Energy Deposition by Ions in the
SCHARFF, M.		KeV Range",
		Phys. Rev. <u>128</u> , 128, 1964.
LINHARD, J.G.	1963	Kgl. Danske Videnskab Selkab,
SCHARFF, M.		Mat. Fys. Med. <u>33</u> , 14, 1963.
SHIOTT, H.E.		
LINHARD, J.G.	1970	"Very High Density Plasmas for
		Thermonuclear Fusion",
		Nuclear Fusion <u>10</u> , 211, 1970.
Mc CALL, G.H.	1983	Plasma Physics <u>25</u> , 237, 1983.
MASON, R.J.	1975	"Hidrodynamics and Burn of Opti-
MORSE, R.L.		mally Imploded Deuterium-Tritium
		Spheres",
		Physics of Fluids <u>18</u> , 814, 1975.
MAX, C.E.	1980	"A Model for Laser Ablative
Mc KEE, C.F.		Implosions",
MEAD, W.C.		Physics of Fluids <u>23</u> , 1620, 1980.

MELHORN, T.A.	1981	"A Finite Material Temperature Model for Ion Energy Deposition in Ion Driven Inertial Confinement Fusion Targets", J. Appl. Phys. <u>52</u> , 6522, 1981.
NARDI, E. PELEG, E. ZINAMON, Z.	1978	"Energy Deposition by Fast Proton in Pellet Fusion Targets", Physics of Fluids <u>21</u> , 574, 1978.
NICOLAS, J. A.	1984	Tesis Doctoral, Universidad Politecnica de Madrid.
NUCKOLLS, J. WOOD, L. THIESEN, A. ZIMMERMAN, G.	1972	"Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications", Nature <u>239</u> , 139, 1972.
PINES, D. BOHM, D.	1952	"A Collective Description of Electron Interactions: II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interaction", Phys. Rev. <u>85</u> , 388, 1952.
RAMIS, R. SANMARTIN, J.R.	1983	Nuclear Fusion <u>23</u> , 739, 1983.
RIPIN, B.H. DECOSTE, R. OBENSCHAIN, S.P. BODNER, S.E. Mc LEAN, E.A. YOUNG, F.C. WHITLOCK, R.R. ARMSTRONG, C. M. GRUN; J. STAMPER, J.A.	1980	"Laser Plasma Interaction and Ablative Acceleration Of Thin Foils at 10^{12} - 10^{15} W cm ⁻² ", Physics of Fluids <u>23</u> , 1012, 1980.

STEWART, P.C. WALLACE, R.	1970	"Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-19128, 1970.
TELLER, E.	1973	"A Future ICE (Thermonuclear, That Is !)", IEEE Spectrum 60,1973.
VELARDE, G ARAGONES, J.M. ARROYO, R. GAGO, J. HONRUBIA, J.J. MARTINEZ, F MARTINEZ-VAL, J.M. MINGUEZ, E. OCAÑA, J.L. PEÑA, J.J. PERLADO, J.M. SANTOLAYA, J.M. SERRANO, J.F.	1983	"Ion Beam Interaction and Radiation Simulation in ICF Targets: Analysis and Numerical Calculations", 16 th European Conference on Laser Interaction with Matter, Londres, 1983.
VELARDE, G. ARAGONES, J.M. HONRUBIA, J.J. MARTINEZ-VAL, J.M. MINGUEZ, E. OCAÑA, J.M. PERLADO, J.M. VELARDE, P.M.	1985	"Light Ion Beam Plasma Interaction in ICF Targets", 27 th Annual Meeting, Division of Plasma Physics, American Physics Society, San Diego, 1985.
WANG, K.C.	1964	"The Piston Problem With Thermal Radiation", J. Fluid Mech. <u>20</u> , 447, 1964
ZIEGLER, J.F.	1972	"Stopping Cross Section for Ener- getic Ions in All Elements", Pergamon, Nueva York, 1972.

