

Tesis de Posgrado

Sobre la posibilidad de emplear en la fusión a laser pulsos de perfil arbitrario mediante el adecuado diseño de los blancos : Los blancos gruesos

Pais, V. Angel

1982

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Pais, V. Angel. (1982). Sobre la posibilidad de emplear en la fusión a laser pulsos de perfil arbitrario mediante el adecuado diseño de los blancos : Los blancos gruesos. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1741_Pais.pdf

Cita tipo Chicago:

Pais, V. Angel. "Sobre la posibilidad de emplear en la fusión a laser pulsos de perfil arbitrario mediante el adecuado diseño de los blancos : Los blancos gruesos". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1982.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1741_Pais.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

SOBRE LA POSIBILIDAD DE EMPLEAR EN
LA FUSION A LASER PULSOS DE PERFIL
ARBITRARIO MEDIANTE EL ADECUADO
DISEÑO DE LOS BLANCOS

- LOS BLANCOS GRUESOS -

V. ANGEL PAIS

1982

J741
Ej. 2

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Tesis presentada para optar al título de

DOCTOR EN CIENCIAS FISICAS

Este trabajo ha sido realizado bajo el auspicio de:

- Laboratorio Fusione Laser (CNEN, Frascati, Italia)
- Laboratorio de Física del Plasma (FCEN, UBA)
- Laboratorio Láser, Espectroscopía y Optica (FCEX, UNCPBA)
- Dirección General de Investigación y Desarrollo, Ministerio de Defensa (DIGID)
- Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)
- Servicio Naval de Investigación y Desarrollo, Armada Argentina (SENID)

DIRECTOR DE TESIS
Dr. Roberto Gratton

DIRECTOR CONSULTOR
Dr. Angelo Caruso

*A mi esposa
y a mis hijos*

*"Dios mío, ayúdame a expresar la verdad con las palabras
de belleza que mi pluma trace sobre este cuaderno!"*

*Khalil Gibran
(El Profeta, 1924)*

I N D I C E

	Página
INTRODUCCION	1
CAPITULO I	
EL CONCEPTO DE LOS BLANCOS GRUESOS (GENERALIDADES)	9
1.1 <u>LOS BLANCOS GRUESOS</u>	10
1.2 <u>CRITERIOS DE IGNICION</u>	14
1.2.1 Reacciones de fusión	15
1.2.2 Tiempo de vida	16
1.2.3 Transparencia del sistema	19
1.2.4 Flujo térmico	20
1.2.5 Emisión de radiación	22
1.2.6 Conclusiones	23
1.3 <u>DIMENSIONAMIENTO</u>	24
1.3.1 Relaciones analíticas	24
1.3.1.i Desposición de la energía	24
1.3.1.ii Propagación de la onda de choque en la cáscara gruesa	26
1.3.1.iii Colapso de la burbuja	27
1.3.2 Deposición de la energía	30
1.3.3 Eficiencia de absorción	32
1.3.4 Caso ilustrativo	32

	Página
1.4	<u>LEYES DE ESCALA</u> 33
1.4.1	Flujo de energía 34
1.4.2	Similaridad fluidodinámica 35
1.5	<u>GASES REALES</u> 37
CAPITULO II	
	ALGUNAS CARACTERISTICAS DE LOS BLANCOS GRUESOS 39
11.1	<u>CONFORMACION TEMPORAL</u> 39
11.2	<u>ELECTRONES SUPRATERMICOS</u> 40
11.3	<u>INHOMOGENEIDADES EN LA PRESION APLICADA</u> 41
11.4	<u>ESTABILIDAD HIDRODINAMICA</u> 53
11.5	<u>COMPARACION CON LOS BLANCOS DELGADOS</u> 54
CAPITULO III	
	EL CODIGO NUMERICO 58
III.1	<u>ECUACIONES FLUIDODINAMICAS</u> 58
III.1.1	Especies de partículas constituyentes 59
III.1.2	Inercia de los electrones 59
III.1.3	Simetría 60
III.1.4	Representación Lagrangeana 60
III.1.5	Ecuaciones de estado 61

	Página	
III.1.6	Productos de fusión	61
III.1.7	Ionización	62
III.1.8	Viscosidad electrónica	62
III.1.9	Interacción con la radiación	62
III.1.10	Ecuaciones resultantes	63
III.2	<u>TRANSPORTE Y COLISIONES</u>	64
III.2.1	Flujo térmico	65
III.2.2	Viscosidad	66
III.2.3	Relajamiento electrón-ión	67
III.2.4	Viscosidad artificial	68
III.2.5	Eventos de fusión	69
III.3	<u>INTERACCION CON LA RADIACION</u>	69
III.3.1	Absorción de la energía láser	70
III.3.2	Simulación de la deposición	71
III.3.3	Pérdidas por radiación	72
III.4	<u>ECUACIONES DE ESTADO</u>	74
III.4.1	Presión y temperatura iónica	74
III.4.2	Presión electrónica a temperatura cero	75
III.4.3	Energía a temperatura cero	79
III.4.4	Presión y energía térmicas	80
III.4.5	Correcciones de volumen	81
III.4.6	Cociente de calores específicos	81

	Página
III.5 <u>CODIGO NUMERICO</u>	82
III.6 <u>RESULTADOS</u>	83
CAPITULO IV	
EL MODELO ANALITICO	94
IV.1 <u>OBTENCION DE LAS ECUACIONES</u>	95
IV.1.1 La onda de choque	95
IV.1.2 Transitorio y condiciones iniciales para el colapso	97
IV.1.3 Colapso de la burbuja	107
IV.1.4 Ejemplo	111
IV.2 <u>REACCIONES DE FUSION</u>	114
IV.3 <u>ESTABILIDAD DEL COLAPSO</u>	116
IV.4 <u>COMENTARIOS</u>	128
CAPITULO V	
RESULTADOS Y CONCLUSIONES	129
V.1 <u>EJEMPLO DE REFERENCIA</u>	129
V.2 <u>CASOS ESCALADOS</u>	132
V.3 <u>VARIACION CON β</u>	142
V.4 <u>COMPARACION ENTRE MODELOS</u>	144

	Página
V.5 <u>CONCLUSIONES</u>	146
BIBLIOGRAFIA	148
AGRADECIMIENTOS	152

INTRODUCCION

INTRODUCCION

Con la propuesta de alcanzar densidades superiores a 10.000 veces la del sólido ($n^* \geq 5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3}$) en el núcleo de esferas de material fúsil (Deuterio, DD; Deuterio-Tritio equimolar, DT) irradiadas isotrópicamente con pulsos láser de alta potencia^[1], se inicia una promisoriosa etapa para la fusión en confinamiento inercial. La originalidad de esta propuesta reside en postular a la ablación del blanco, causada por una deposición superficial y sumamente rápida de cantidades importantes de energía ($\sim 10^{17} \text{ W/cm}^2$), como el mecanismo que podría producir la compresión del núcleo. La evaporación de las capas externas del blanco, antes que la energía difunda hacia su interior, genera una nube de plasma que lo envuelve (denominada corona), cuyas características determinan la transferencia energética. Como reacción a esta expansión, las capas internas adyacentes al frente de ablación se aceleran, originando ondas de choque que viajan hacia el centro de la esfera e interesan el material combustible. La intensidad y el número de estas discontinuidades pueden ser regulados a través de la conformación temporal de la potencia depositada, obteniéndose como caso extremo la compresión isoentrópica del núcleo. El efecto de convergencia, sumado a la inercia de las capas aceleradas, produce considerables factores de amplificación de la presión ($P^*/P_L \sim 10^2 \div 10^6$) que permiten lograr las densidades mencionadas. Según esta propuesta^[1], sería posible inducir la implosión de una esfera de $400 \mu\text{m}$ de radio, formada por DT líquido ($\rho_{s,DT} \approx 0,2 \text{ gr/cm}^3$), con un pulso láser cuya longitud de onda es $1 \mu\text{m}$, la energía total alcanza los 60 KJ y la potencia crece desde 10^{11} W hasta 10^{15} W en 20 nseg siguiendo la ley $(1 - t/t_{ch})^{1/2}$ (t representa la variable temporal y t_{ch} el tiempo de tránsito de la primer onda de choque). En este sistema se lograrían densidades en torno a 1000 gr/cm^3 , temperaturas del orden de 10 KeV y presiones cercanas a 10^{18} dyn/cm^2 .

Pese a su importancia, los resultados enunciados no son suficientes, por sí solos, para afirmar que el caso considerado revista un interés termónuclear. Para alcanzar ganancias de energía superiores a 1 ($G_E = E_{tn}/E_l > 1$) se requiere, en general, que gran parte del combustible reaccione ($BU = N_{\text{reac}}/N_{\text{part}} \geq 0,2$) y que una fracción relevante de la energía liberada por fusión se deposite en el mismo núcleo ($E_{\text{tnd}}/E_t \geq 2$). Mediante la adaptación del criterio de Lawson ($n^* t_s > 10^{14} \text{ seg/cm}^3$) y el balance entre los mecanismos de pérdida (flujo térmico, radiación, etc.) y la deposición de la energía de algunos productos de fusión (partículas α , $E_\alpha \approx 3,6 \text{ MeV}$, rango: $\rho R \sim 0,3 \text{ gr/cm}^2$ a $Te \sim 10 \text{ KeV}$), se elaboraron diversos criterios para seleccionar aquellos casos con rentabilidad energética ^[1,2,3,4]. De este modo, se llegó a determinar una cota mínima para el producto de la densidad por el radio en el instante de la máxima compresión (ρR^*), que fue estimada inicialmente en 3 gr/cm^2 para aplicaciones de tipo comercial ^[1,2]. Estudios posteriores demostraron que para lograr la combustión termónuclear del blanco (BU importante) valores en torno a $0,3 \text{ gr/cm}^2$ eran suficientes ^[3,4].

A partir de la propuesta mencionada, numerosas investigaciones han sido llevadas a cabo y diversos modelos de compresión por ablación se han desarrollado. La mayor parte de ellos se concentraron en lograr una evolución isoentrópica del núcleo, para alcanzar densidades elevadas, mediante una conformación temporal optimizada del pulso de potencia láser ^[5,6]. En este contexto, se han llegado a obtener vínculos entre la potencia láser necesaria y el valor del parámetro ρR^* resultante ($W_l \propto (\rho R^*)^2$) ^[7].

Cabe destacar que el uso del láser como medio para depositar la energía, no es un requisito indispensable para la implosión del blanco. Por el contrario, puede afirmarse que cualquier sistema que permita enfocar la potencia necesaria sobre la superficie del blanco podría, en principio, provocar la

compresión. En particular, con el desarrollo de la tecnología, los haces de electrones y de iones se han revelado altamente competitivos como sustitutos del láser en la fusión por confinamiento inercial^[8-13]. En este trabajo, a fin de simplificar el desarrollo de la teoría y el cálculo de los ejemplos a presentar, se ha adoptado un haz láser de neodimio ($\lambda_{\mu} \approx 1,06\mu\text{m}$) como referencia.

La factibilidad del concepto inicialmente propuesto, se ve seriamente afectado por la exigencia de valores extremos en algunas magnitudes (potencia láser por unidad de área: $\phi_{\lambda} \sim 10^{17} \text{ W/cm}^2$, presión en el frente de ablación: $P_{\lambda} \sim 10^{16} \text{ dyn/cm}^2$). Es previsible, en consecuencia, que la interacción láser-corona tenga lugar en regímenes donde los procesos colectivos, no-colisionales o no-lineales en general, tales como difusión Raman, difusión Brillouin, producción de electrones supratérmicos y fuerzas ponderomotrices, predominan sobre los fenómenos de absorción clásicos (absorción por aceleración de electrones)^[14,20]. Estos procesos, sea porque disminuyen la eficiencia de la implosión mediante el precalentamiento del combustible o la reducción en la absorción de la radiación láser, sea porque los mecanismos físicos involucrados resultan de difícil comprensión y escalado prácticamente imposible, no son deseables en las primeras etapas de la fusión en confinamiento inercial.

A los inconvenientes citados se agregan la complejidad tecnológica manifiesta en el logro de la conformación temporal de la potencia, que se ha demostrado laboriosamente obtenible en el caso del láser^[21] y virtualmente inalcanzable en haces de iones o de electrones.

Con el objeto de allanar estos obstáculos, los investigadores se orientaron hacia el ajuste de la estructura de los blancos, intentando, por este medio, regular el acoplamiento entre los fenómenos que ocurren en la corona y la compresión del núcleo. Aparecen así, propuestas de blancos con las más variadas estructuras: multicapas, con estratos gaseosos externos, con zonas vacías

intermedias, cáscaras delgadas con el combustible sólido depositado sobre la pared interna, etc.^[22-26]. Si bien estas propuestas reducen algunas de las exigencias, los resultados presentados muestran que no todas pueden ser eliminadas simultáneamente.

Entre la variedad de blancos estudiados, se destaca particularmente un tipo cuya estructura simple (una cáscara esférica delgada de material combustible sólido) permitiría obtener una notable disminución en los niveles de flujos de potencia requeridos^[27,28]. Parecería posible lograr, con una cáscara de 1200 μm de radio y 50 μm de espesor irradiada con un pulso conformado de $2,4 \cdot 10^{14}$ W de potencia máxima ($\phi_{\ell} \sim 10^{15}$ W/cm²), compresiones en torno a 10^4 y ρR^* del orden de 3 gr/cm². Lamentablemente, al problema de la conformación temporal se suma, en estos blancos, un nuevo inconveniente: los cocientes de aspecto ($\Delta R/R$) sumamente bajos utilizados generan una extrema sensibilidad al desarrollo de inestabilidades del tipo Rayleigh-Taylor que destruyen la simetría de la implosión y, por consiguiente, disminuyen los niveles de compresión obtenibles. Consecuentemente, la estabilidad de la evolución impone una cota mínima en dichos cocientes ($\Delta R/R > 0,125$) y límites de tolerancia para la falta de uniformidad tanto en la iluminación ($\Delta I/I < 0,1$) como en la presión externa ($\Delta P_{\ell}/P_{\ell} < 2 \cdot 10^{-4}$)^[27]. Además, debido a su estructura, este tipo de blanco se halla desprotegido respecto de los electrones de alta energía generados en la corona que podrían precalentar el combustible impidiendo alcanzar las compresiones deseadas.

Inspirado en la estructura descrita precedentemente, surge el concepto de los "blancos delgados"^[29], básicamente constituídos por una cáscara de gran radio ($R \sim 1$ cm) y cociente de aspecto bajo ($\Delta R/R \sim 0,01 \div 0,1$), de un material de sostén (en general, vidrio, SiO₂). El combustible se encuentra en estado sólido, depositado sobre la cara interna o gaseoso, ocupando el volúmen,

y está dimensionado de manera tal que su contribución a la masa total es poco apreciable ($M_{\text{comb}}/M_{\text{tot}} \leq 0,01 \div 0,1$). Pero el punto más destacable en este tipo de blanco es que su diseño contempla el hecho que la ablación acelere la cáscara en un tiempo mucho menor que la duración de la implosión. El combustible se comprime, entonces, gracias a la energía cinética acumulada en la masa en movimiento que depende sólo de características medias del pulso láser y no de su conformación. Un ejemplo típico consiste en una cáscara de vidrio de 1 cm de radio y 100 μm de espesor, con una masa de 10^{-2} gr de DT sólido depositado sobre la superficie interna, que al ser irradiada con 10^6 J en 100 nseg ($\phi_L \sim 10^{12}$ W/cm²) produciría una ganancia (G_E) de 1000 y una densidad de 100 gr/cm³. En un significativo paso adelante, se reúnen así dos aspectos ventajosos importantes: conformación temporal innecesaria y flujos de potencia razonablemente bajos. Sin embargo, subsiste aún la tendencia excesiva a la inestabilidad hidrodinámica y al precalentamiento por electrones supratérmicos, con los consiguientes requisitos sobre la uniformidad del espesor de la cáscara, de la presión y de la iluminación. Pese a estos inconvenientes, el concepto de los "blancos delgados" se ha difundido ampliamente y muchas investigaciones se han realizado y se realizan con el objeto de establecer la significación real de estos puntos débiles.

El objetivo del presente trabajo es proponer un nuevo concepto en el diseño de blancos que, en contraposición con los "blancos delgados", podría denominarse de los "blancos gruesos". Estos están constituidos por una burbuja de combustible, en estado gaseoso, rodeada por una gruesa corteza de material liviano (carbono, polietileno, etc.). La masa de combustible es, en este caso absolutamente despreciable ($M_{\text{comb}}/M_{\text{tot}} \leq 10^{-4}$). Cabe mencionar que, si bien en algunos laboratorios se han propuesto blancos similares^[13,30-32] no se ha expuesto aún la idea que sustenta su diseño. El concepto que se desea

introducir aquí, rescata a la inercia del denso estrato externo como la causa de la compresión. Esta corteza debe ser suficientemente gruesa como para que la onda de choque, generada por la ablación, entre en el régimen autosimilar antes de alcanzar la burbuja de combustible ($R_e/R_i \geq 3$). En este régimen las características de la discontinuidad convergente están determinadas por valores medios de la potencia y de la duración del pulso láser y no por el detalle de su evolución temporal. El ingreso en el régimen autosimilar puede lograrse también, haciendo que la duración del pulso láser sea mucho menor que el tiempo de tránsito de la onda de choque en el material liviano. Según los cálculos realizados, se pueden obtener densidades en torno a 300 gr/cm^3 , temperaturas del orden de 1 KeV y ρR^* de aproximadamente $0,5 \text{ gr/cm}^2$, en un blanco constituido por una esfera de carbono de $0,24 \text{ cm}$ de radio con una burbuja central de DT a 100 atm y $480 \mu\text{m}$ de radio, irradiada con un pulso láser de 10^6 J de energía total y 10 nseg de duración ($\phi_g \sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$). De acuerdo con resultados publicados sobre la combustión termonuclear controlada de plasmas hiperdensos^[4] se liberaría una energía del orden de 100 veces la contenida en el combustible comprimido. Este tipo de blanco es insensible a los electrones de alta energía y a las inestabilidades de Rayleigh-Taylor en la mayor parte de su evolución. Consecuentemente, los requisitos sobre la uniformidad de la presión, de la iluminación y del espesor son mucho menos exigentes.

La Tabla 1 resume los aspectos más significativos de los conceptos discutidos, a fin de ilustrar la evolución del diseño de blancos.

El presente trabajo se ha subdividido en cinco partes:

En la primera se profundiza el concepto de los blancos gruesos y se desarrollan criterios que permiten determinar el grado de interés termonuclear que revisten las situaciones termodinámicas obtenidas en estos blancos.

La segunda contiene un análisis de algunas de las características

sobresalientes de los blancos gruesos y una comparación de este concepto con el de los blancos delgados.

En la tercera, se describe el código numérico utilizado en el presente estudio y, a modo de comprobación del funcionamiento, se incluye uno de los casos simulados.

La cuarta parte presenta un modelo analítico original que describe la evolución de los blancos en estudio. Como resultados directos de este modelo pueden obtenerse las condiciones termodinámicas en el instante de la máxima compresión y la producción de neutrones esperable, sin considerar la deposición de energía de fusión. Mediante este modelo se estudia el comportamiento de los blancos gruesos respecto de las inestabilidades de Rayleigh-Taylor.

Por último, en la quinta parte, se exhiben los resultados obtenidos en distintos casos y se extraen las conclusiones correspondientes.

BLANCOS	MACIZOS	HUECOS	DELGADOS	GRUESOS
Radio (μm)	400	1200	10000	2400
Cociente de aspecto	1	0,042	0,01	> 0,7
$\frac{\text{Masa combustible}}{\text{Masa total}}$	1	1	0,5	< 10^{-4}
Energía láser (KJ)	60	?	1000	1000
Tiempo característico láser (nseg)	- 1	-1	100	10.
Conformación temporal	$[1 - t/t_{ch}]^{15/8}$	$[1 - (t/t_{ch})^2]^{5/2}$	NO	NO
Flujo de potencia (W/cm^2)	10^{17}	10^{15}	10^{12}	10^{14}
Densidad final (gr/cm^3)	1000	2000	100	300
Temperatura final (KeV)	10	?	0,04	- 1
Producto ρR final (gr/cm^2)	3	3	3	0,5
Inestabilidad Rayleigh-Taylor	NO	SI	SI	NO
Electrones supra-térmicos	SI	SI	SI	NO
Uniformidad presión ($\Delta P_\ell / P_\ell$)	NO	< 10^{-4}	SI	NO
Uniformidad iluminación $\Delta I / I$	NO	< 0,1	SI	NO

TABLA 1

CAPITULO I

EL CONCEPTO DE LOS BLANCOS GRUESOS (GENERALIDADES)

CAPITULO I

EL CONCEPTO DE LOS BLANCOS GRUESOS (GENERALIDADES).

En este capítulo se presenta una nueva idea sobre el diseño de blancos con características favorables para la fusión en confinamiento inercial. Por simplicidad, estos blancos serán denominados "blancos gruesos", ya que consisten en una burbuja de material fusible con diámetro pequeño respecto del espesor de la cáscara, de material más pesado, que la contiene. Se incluye también una descripción cualitativa de los fenómenos que tienen lugar cuando una elevada presión impulsiva es aplicada sobre la superficie externa de estos blancos. A continuación, para facilitar el enfoque del problema, se realiza una escueta presentación de criterios que orientan acerca de las condiciones bajo las cuales es razonable esperar una fuerte ganancia de energía, debida a las reacciones termonucleares. Luego se obtiene, mediante modelos sumamente simplificados, la relación entre el estado termodinámico del combustible en el momento de la máxima compresión y los parámetros más significativos del sistema "blanco grueso + irradiación" (BGI). Posteriormente, se obtienen leyes que permiten el escalado de experiencias interesantes dentro de rangos accesibles con la tecnología actual. Por último, se discute cualitativamente el efecto de un apartamiento de la aproximación de gas ideal sobre la evolución del blanco.

Cabe destacar que el espíritu predominante en este capítulo es describir en forma semicuantitativa algunas facetas de los fenómenos que se desarrollan como consecuencia de la irradiación de los blancos gruesos y obtener órdenes de magnitud para las variables involucradas.

1.1 LOS BLANCOS GRUESOS

En los más importantes laboratorios de investigación dedicados a la fusión por confinamiento inercial, las ideas acerca del tipo de blanco óptimo a emplear están en continua evolución. Como se mencionara precedentemente, las propuestas más recientes [13, 30-32] tienden a conceptos según los cuales una esfera de combustible gaseoso es envuelta por múltiples capas de diferentes materiales (oro, níquel, vidrio, berilio, polietileno, etc.) que conforman un espesor total elevado ($\Delta R/R_e \geq 0,65$) (ver figuras 1.1a, 1.1b y 1.1c). Estas capas cumplen funciones tales como la de aislar el combustible de los electrones supratérmicos, amplificar la presión mediante la convergencia de las ondas de choque, mejorar el confinamiento inercial del núcleo, etc. Si bien se afirma que es posible obtener densidades entre 20 y 1000 veces la del líquido, en la literatura poco o nada se menciona, por ejemplo, acerca de la sensibilidad de estos blancos a la conformación temporal del pulso, a las inestabilidades hidrodinámicas y a las inhomogeneidades de la presión ejercida sobre la superficie.

Inspirados en la idea anterior, los blancos gruesos están formados por una cáscara esférica de materiales con bajo peso atómico medio (carbono, polietileno, etc.), cuyo espesor es grande ($\Delta R/R_e \geq 0,75$) y que encierra pequeñas cantidades de sustancias fusionables en estado gaseoso ($M_i/M_t \leq 10^{-4}$) (ver figura 1.1d).

Una descripción somera de la fenomenología que se desarrolla en estos blancos al ser sometida a un intenso flujo de energía, facilita la presentación del concepto

i. La deposición de energía sobre el blanco evapora las capas externas (ablación). La expansión de éstas forma la corona y genera una presión (P_ℓ) sobre la superficie. Los mecanismos físicos que intervienen en la

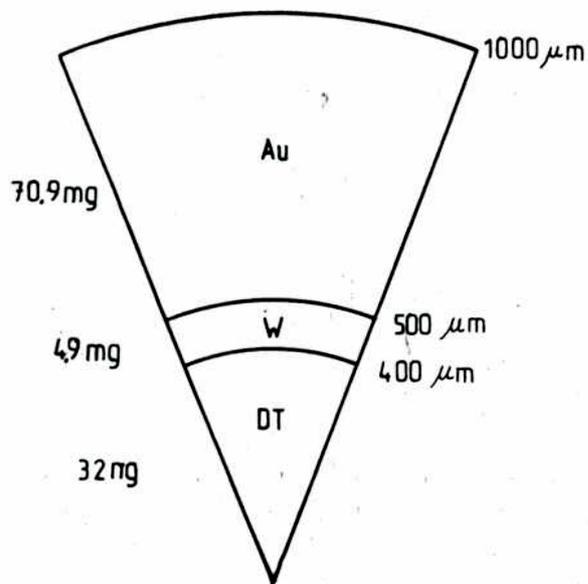


Figura I.1a
(13)

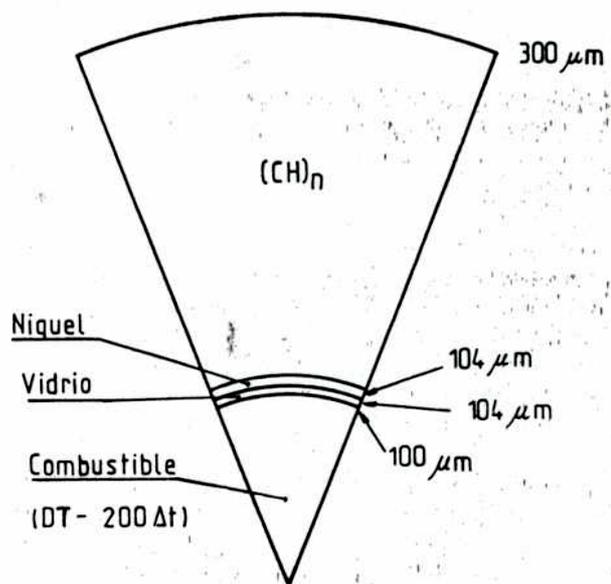


Figura I.1b
(30)

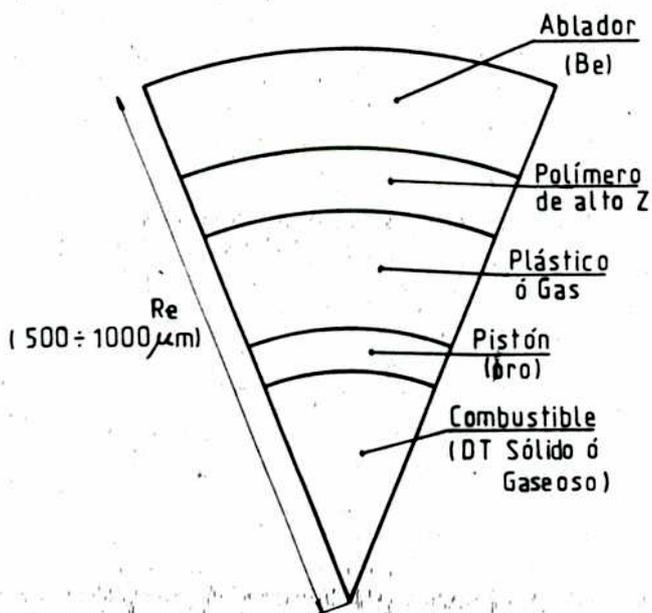


Figura I.1c
(31)

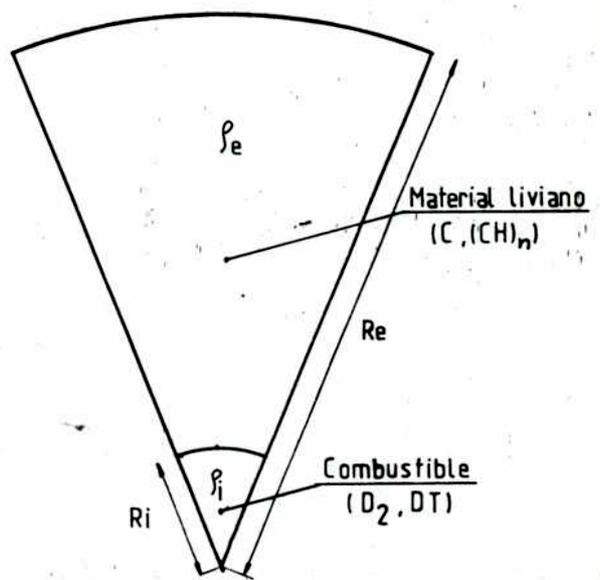


Figura I.1d

ablación determinan P_ℓ en términos de los parámetros del sistema BGI.

ii. El rápido incremento de la presión origina sucesivas ondas de choque que avanzan hacia el centro de simetría. Sus intensidades, determinadas por magnitudes como la presión (P_{ch}) y la velocidad (V_{ch}) detrás de la onda, están vinculadas básicamente a la velocidad de crecimiento de la presión externa (dP_ℓ/dt) y a los efectos de convergencia del movimiento.

iii. La primera etapa en la dinámica del blanco está caracterizada por el hecho que la evolución de las ondas de choque generadas se ve fuertemente influenciada por los fenómenos que tienen lugar en la superficie externa y será identificada como "transitorio de acoplamiento" (t_a). Durante esta etapa como la velocidad de propagación crece con la temperatura y ésta es mayor en la materia ya afectada por una discontinuidad, las ondas de choque tienden a acumularse en un solo frente. Por esta razón, en lo sucesivo se hará referencia a una onda de choque simple.

iv. Paralelamente, los efectos de convergencia van adquiriendo relevancia en la determinación de la evolución del frente, hasta que finalmente predominan sobre los restantes. En esta circunstancia la intensidad de la onda crece independientemente del comportamiento temporal de P_ℓ y su velocidad de propagación llega a valores tales que las perturbaciones que eventualmente siguen originándose en la superficie externa no pueden alcanzar al frente. Esta condición marca el final del transitorio de acoplamiento (t_a) y generalmente se cumple cuando el radio de la onda de choque ($R_{ch}(t)$) es apreciablemente menor que el radio externo ($R_e/R_{ch} \geq 3$).

v-a. Si la etapa de ablación (t_ℓ) concluye antes que el transitorio de acoplamiento, existirá un período comprendido entre t_ℓ y t_a durante el cual la intensidad de la onda decrece pues, por una parte, la energía depositada no aumenta ya y debe distribuirse sobre una masa mayor y, por

otra, los efectos geométricos no son apreciables aún.

v-b. Si, por el contrario el pulso láser tiene una duración mayor que la del transitorio mencionado, la intensidad crece monotonamente pero la energía depositada a partir de t_a no interviene directamente en la evolución del frente de onda.

vi. En cualquier caso, desde t_a hasta el momento (t_{ch}) en que la onda de choque alcanza la superficie de contacto entre el combustible y el material externo, la evolución de la perturbación puede ser descripta por leyes autosimilares de segunda especie, ya que está determinada sólo por las características de la materia y de la geometría mientras que las condiciones iniciales, tales como el trabajo de la presión aplicada acumulado durante el transitorio t_a , intervienen únicamente a través de un coeficiente dimensional. La condición que determina el acceso a este régimen coincide con la que corresponde a la finalización de la fase de acoplamiento ($R_e/R_{ch} \geq 3$).

vii. Cuando la discontinuidad llega al borde interno de la pared tienen lugar complicados fenómenos transitorios (aparición de nuevas ondas de choque y de expansión, recompresión de la materia afectada por la onda de rarefacción, etc.) que modifican las condiciones termodinámicas iniciales del gas contenido en la burbuja central y de las capas adyacentes a él, determinando un nuevo punto de partida para su posterior evolución (P_o , T_o y ρ_o , presión, temperatura y densidad respectivamente).

viii. En la última parte de la implosión, el combustible es confinado y comprimido cuasiadiabáticamente por la densa pared externa en virtud de la energía acumulada en ella. Como culminación de esta etapa se obtiene el estado de máxima compresión del núcleo (P^* , T^* y ρ^*), cuyas características determinan la producción de reacciones termonucleares y la posibilidad de obtener ganancias de energía ($G_E > 1$).

En resumen, el diseño del blanco de acuerdo con el concepto propuesto permite alcanzar una elevada compresión, aproximadamente isoentrópica, del combustible merced a la eficiente conversión de la energía depositada en el frente de ablación, a energía mecánica de una masa que actúa como pistón esférico convergente.

1.2 CRITERIOS DE IGNICION

En el campo de la fusión por confinamiento inercial se habla corrientemente de la ignición termonuclear del blanco. Con esta expresión se identifica, generalmente, una situación donde la fracción de la energía liberada en las reacciones que se deposita en el núcleo, excede la que drenan los diversos mecanismos de pérdida. Consecuentemente, las condiciones termodinámicas del combustible se ven modificadas y la velocidad de producción de eventos de fusión resulta apreciablemente incrementada. Es necesario, naturalmente, que el tiempo de confinamiento del sistema (t_s) sea suficiente como para que tales efectos tengan lugar antes de que el núcleo se disgregue ($t_s > t_f$). De este modo, una parte importante del combustible reaccionará y la energía liberada aumentará fuertemente, respecto de la que se obtendría si la deposición no hubiese modificado el estado termodinámico del material fusionable. A esta situación se llama, entonces, ignición (termonuclear) del blanco.

Cabe mencionar que los estudios sobre la ignición pueden llevarse a cabo con una cierta precisión sólo a través de complejos cálculos numéricos. Ya que, infortunadamente, no ha sido posible incluir el efecto de la deposición de la energía liberada en el código de simulación disponible, fue necesario limitarse a un análisis sumamente aproximado y semicuantitativo del problema. En consecuencia, teniendo en cuenta la imposibilidad de realizar un

tratamiento detallado de la ignición, parece injustificado intentar la elaboración de criterios generales que determinen los valores de las magnitudes termodinámicas más adecuadas para producirla.

En este párrafo se ha adoptado, entonces, un método distinto, consistente no en buscar una eventual situación óptima, sino en estimar si determinadas condiciones termodinámicas, accesibles mediante el concepto de blancos gruesos al menos desde el punto de vista teórico, pueden dar lugar a la ignición termonuclear del núcleo combustible. La situación elegida está caracterizada por los siguientes valores de los parámetros esenciales:

$$\text{temperatura: } T^* \approx 1,5 \cdot 10^7 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$\text{densidad: } \rho^* \approx 300 \text{ gr/cm}^3$$

$$\text{producto: } \rho R^* \approx 0,5 \text{ gr/cm}^2$$

Para establecer si esta situación puede dar lugar a la ignición del combustible, se han tomado en cuenta la tasa de producción de reacciones de fusión, la transparencia del sistema para los productos cargados (puesto que una sencilla estimación muestra que los neutrones escapan del núcleo sin prácticamente depositar energía en él) y los mecanismos de pérdida más importantes, o sea el transporte del calor y la radiación. Para la evaluación de éstos últimos se han desechado los fenómenos de tipo colectivo tales como corrientes colectivas, corrientes eléctricas, oscilaciones de plasma, etc., en cuanto por la geometría y los valores de los parámetros en los plasmas de interés, no es previsible que sean de importancia.

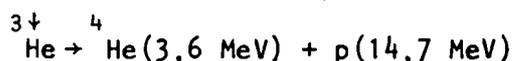
1.2.1. Reacciones de fusión

Los combustibles que seguramente se emplearán, al menos en las primeras etapas de la fusión nuclear controlada, son los isótopos del hidrógeno: deuterio (D) y tritio (T). Las reacciones más significativas son:

i) DT



ii) DD



El número de reacciones por unidad de tiempo puede ser aproximado, en cada caso, por las siguientes expresiones semiempíricas ³³:

$$n_{DT} = 2,29 \cdot 10^{39} M_i \rho T^{-2/3} e^{-4520/T^{1/3}} \quad (\text{cgs, } ^\circ\text{K}) \quad (1.2.1)$$

$$n_{DD} = 6,70 \cdot 10^{37} M_i \rho T^{-2/3} e^{-4250/T^{1/3}} \quad (\text{cgs, } ^\circ\text{K}) \quad (1.2.2)$$

con M_i , ρ y T se representan la masa, la densidad y la temperatura, respectivamente, del combustible. En particular, merece destacarse que la reacción deuterio-tritio presenta la mayor probabilidad de ocurrencia a la temperatura más baja ($\langle \sigma v \rangle_{DT} \approx 9 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{seg}$, $T \approx 50 \text{ KeV}$). Por esta razón, se ha creído oportuno adoptar, durante el desarrollo del presente trabajo, deuterio-tritio, equimolar como combustible.

1.2.2 Tiempo de vida

Una de las restricciones más importantes para alcanzar la ignición reside en el tiempo (t_s) que el sistema permanece confinado. La energía depositada por los productos de fusión durante t_s debe modificar en forma significativa las condiciones del núcleo para que la rentabilidad energética sea elevada. El requisito puede resumirse como:

$$n^* \cdot t_s \cdot E_0 \geq E^*$$

donde E^* y n^* son la energía interna y el número de reacciones por unidad de tiempo, respectivamente, que se alcanzan en el combustible en la situación de máxima compresión y E_0 es la energía que se deposita en el núcleo por cada evento de fusión. El tiempo de vida en el caso de los blancos gruesos está determinado por el movimiento de la pared externa, en el cual pueden distinguirse dos etapas, una convergente y otra divergente, de manera que puede estimarse:

$$t_s \approx 2 \cdot R^*/C_{se}$$

Aquí R^* representa el radio de la burbuja en el instante del colapso y C_{se} , la velocidad del sonido en el material externo.

Considerando la expresión de la energía interna de un gas ideal:

$$E^* = \frac{(\bar{Z}_{ii} + 1) M_i k T^*}{\bar{A}_i m_p (\gamma_i - 1)} \quad (1.2.3)$$

con \bar{Z}_{ii} : el grado de ionización medio del combustible.

\bar{A}_i : su número de masa medio.

γ_i : cociente de calores específicos.

m_p : masa del protón.

k : constante de Boltzman

T^* : temperatura media en el momento de la máxima compresión (en °K).

utilizando un blanco con deuterio-tritio equimolar como combustible ($\bar{A}_i \approx 2.5$,

$\bar{Z}_{ij} \approx 1$, $\gamma_i \approx 5/3$), para el cual corresponde emplear la (1.2.1), y suponiendo que los únicos productos que depositan su energía en el núcleo son las partículas α ($E_0 \approx 5,8 \cdot 10^{-6}$ erg), la condición que se ha tomado como punto de partida adquiere la forma:

$$\rho R^* \geq 3,75 \cdot 10^{-27} C_{se} T^{*5/3} e^{4520/T^{*1/3}} \quad (\text{cgs, } ^\circ\text{K}) \quad (1.2.4)$$

Dejando por un momento de lado consideraciones sobre las pérdidas por radiación (u otro origen), puede verse que para valores típicos de la velocidad del sonido en la cáscara ($C_{se} \approx 10^6$ cm/seg) y temperaturas del combustible en torno a $1,5 \cdot 10^7$ $^\circ\text{K}$, la (1.2.4) conduce a:

$$\rho R^* \geq 0,3 \text{ gr/cm}^2$$

condición satisfecha por los valores considerados que, según se verá son plausibles en los blancos gruesos. Cabe destacar que un pequeño incremento en la temperatura media, causado por la deposición de energía y no contemplado en el desarrollo precedente, provoca una fuerte disminución del límite. A modo ilustrativo, obsérvese que para $T^* \approx 2 \cdot 10^7$ $^\circ\text{K}$ resulta:

$$\rho R^* \geq 0,09 \text{ gr/cm}^2$$

Un criterio similar^[2], aplicado a esferas homogéneas de DT, con temperaturas cercanas a 10^8 $^\circ\text{K}$, conduciría a

$$\rho R^* \geq 3 \text{ gr/cm}^2$$

comparada con la precedente, esta cota es substancialmente mayor debido a que el tiempo de disgregación depende, en este caso, de la velocidad del sonido en el combustible y no del correspondiente valor en la cáscara.

La condición 1.2.4 es necesaria para que las reacciones de fusión se desarrollen con la suficiente rapidez pero no constituye, por sí sola, un criterio de ignición, ya que no tiene en cuenta las pérdidas de energía del sistema ni su transparencia a las partículas producidas.

1.2.3 Transparencia del sistema

Hasta el momento se ha supuesto que el combustible absorbe, como mínimo, los núcleos de helio producidos en las reacciones de fusión. Esto impone una condición suplementaria que puede expresarse como:

$$R^* \geq \ell_\alpha$$

donde ℓ_α representa el recorrido sobre el cual depositan su energía las partículas α ($\ell_\alpha \approx 1,35 \cdot 10^{-12} T^{*3/2} / \rho^*$ (cm)) [34]. Reemplazando la definición de ℓ_α , se obtiene:

$$\rho R^* \geq 1,35 \cdot 10^{-12} T^{*3/2} \text{ (gr/cm}^3 \text{, } ^\circ\text{K)}, \quad (1.2.5)$$

que para los valores considerados ($T^* \approx 1,5 \cdot 10^7$ °K), significa:

$$\rho R^* \geq 7,8 \cdot 10^{-2} \text{ gr/cm}^3$$

De acuerdo con las condiciones adoptadas como referencia, las partículas α serán retenidas sin dificultad en el núcleo comprimido y su energía incrementará la temperatura media del combustible. Sin embargo, con el aumento de la temperatura, disminuirá el poder de frenado del sistema y es posible que se establezca una situación autorregulada que cumplirá:

$$R^* \approx \ell_\alpha$$

Expresándolo en otros términos:

$$T_{ar}^* \approx 8,2 \cdot 10^7 \rho R^{*2/3}$$

Esta situación implica, entonces, la estabilización de la temperatura del núcleo en un valor que, para $\rho R^* \approx 0,3 \text{ gr/cm}^2$, resulta ser $T_{ar}^* \approx 5 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$, alrededor de 3 veces mayor que la inicial ($T^* \approx 1,5 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$).

1.2.4 Flujo térmico

Entre los diversos mecanismos que pueden dar lugar a la fuga de energía desde el combustible comprimido se encuentra la difusión térmica, importante en el caso de los blancos gruesos pues el combustible está rodeado por una corteza fría. La potencia depositada por los productos de fusión debe superar a la transportada por el flujo térmico a través de la superficie externa del núcleo, para lograr su calentamiento y su ignición. Se obtiene, entonces:

$$n^* E_o \geq 4\pi R^* \phi_{th}^*$$

Un cálculo aproximado puede ser llevado a cabo asumiendo que el flujo ϕ_{th} está dado por $K_{th} T^*/R^*$, donde K_{th} es la conductividad térmica correspondiente a los electrones de un plasma de hidrógeno ($K_{th} \approx 3,6 \cdot 10^{-6} T^{5/2} (\text{gr cm}/^\circ\text{K seg}^3)^{[5]}$). Como de costumbre, el supra índice * indica que los valores han sido tomados en el instante del colapso. Utilizando estas definiciones y las suposiciones hechas en el acápite 1.2.2, resulta:

$$\rho R^* \geq 2,9 \cdot 10^{-20} T^{*25/12} e^{2260/T^{*1/3}} \quad (\text{cgs, } ^\circ\text{K}) \quad (1.2.6)$$

que para los blancos gruesos ($T^* \approx 1,5 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$) se transforma en:

$$\rho R^* \geq 0,25 \text{ gr/cm}^2$$

Esta cota resulta equivalente a la propuesta en el parágrafo 1.2.2. Ello implica que, para el valor de temperatura adoptado, la deposición de energía debe ser tal que compense la pérdida por difusión y, al mismo tiempo, permita el aumento de la energía interna. Es posible contemplar esta nueva condición introduciendo una función adimensional, que multiplica la expresión (1.2.4), con la siguiente forma:

$$f(T^*) \approx \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + 2,34 \cdot 10^{14} \frac{T^{*5/6}}{C_{se}^2} \cdot e^{-4520./T^{*1/3}}} \right)$$

y cuyo valor, para la temperatura adoptada, es $f \approx 1,5$. La condición se transforma, entonces, en:

$$\rho R^* \geq 0,45 \text{ gr/cm}^2$$

algo más severa, pero igualmente satisfecha por los valores obtenidos. Por otra parte por encima de $2 \cdot 10^7$ °K el flujo térmico predominará en la determinación del valor de ρR^* mínimo necesario para la ignición.

Nuevamente se plantea la posible aparición de una situación autorregulada en la que:

$$n_{ar}^* E_o \approx 4\pi R^* \phi_{th ar}^*$$

Esta condición conduce a una expresión idéntica a la 1.2.6 pero con el signo igual. Teniendo en cuenta los valores de probable obtención en los blancos gruesos, la temperatura se estabilizaría en $4 \cdot 10^8$ °K, es decir un factor en torno a 30 sobre el original. Sin embargo, es poco factible que esta situación se establezca, pues antes de llegar a tales temperaturas, comenzará a pesar la transparencia del sistema respecto de las partículas α .

1.2.5 Emisión de radiación

Otro de los mecanismos de pérdida de energía que afectan al núcleo son los fenómenos radiativos. En este caso, la potencia depositada por los productos de fusión debe ser mayor que la emitida por el núcleo a consecuencia de la radiación por interacciones coulombianas (bremsstrahlung).

Al igual que en el parágrafo 1.2.3, es útil considerar la transparencia del sistema a su propia radiación. Cuando las dimensiones del núcleo son menores que la longitud sobre la cual es absorbida la radiación (distancia de Rosseland, ℓ_{op}), la mayor parte de la potencia emitida escapa del sistema y el proceso involucra todo el volumen. En caso contrario, una fracción significativa quedará atrapada en el núcleo, la emisión será superficial y la exigencia sobre la deposición de la energía se relajara. La relación entre R^* y la distancia de opacidad puede expresarse como^[6]:

$$R^* \geq \ell_{op} \approx 10^{23} (\bar{A}_i m_p)^2 \frac{T^{*7/2}}{\rho^{*2}}$$

que para los valores de temperatura considerados resulta:

$$R^* \cdot \rho^{*2} \geq 23 \text{ gr}^2/\text{cm}^5$$

La diferencia existente entre esta cota y el valor que se obtendría en los blancos gruesos ($R^* \rho^{*2} \approx 150 \text{ gr}^2/\text{cm}^5$) indica no sólo que el sistema se comportará como un cuerpo negro sino que las pérdidas estarán restringidas por el transporte radiativo.

Por consiguiente, la condición de ignición debe plantearse, si se describen las pérdidas únicamente en forma dimensional, como^[3]:

$$n^* E_0 \geq (\ell_{op}^*/R^*) 4 \pi R^{*2} \phi_{cn}^*$$

donde ϕ_{cn} es el flujo de energía emitido como cuerpo negro ($\phi_{cn} \approx \sigma_s T^4$, σ_s es la constante de Stefan-Boltzmann: $\sigma_s \approx 5,7 \cdot 10^{-5} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \cdot \text{seg} \cdot \text{°K}^4}$). Utilizando las definiciones correspondientes, se obtiene:

$$R^* \rho^{*2} \geq 1,50 \cdot 10^{-31} T^{*49/12} e^{2260./T^{*1/3}} \quad (1.2.7)$$

Finalmente, para los blancos gruesos resulta:

$$R^* \rho^{*2} \geq 290 \text{ gr}^2/\text{cm}^5$$

Este valor supera en un factor 2 los previstos para los casos considerados. Si bien este criterio establece el requisito más importante, debido al carácter estimativo de las expresiones obtenidas, no parece dar lugar a una restricción determinante.

Durante este análisis no se ha tenido en cuenta el espectro de emisión ni de absorción ya que, si bien su influencia en las condiciones obtenidas es innegable, el espíritu cualitativo de este capítulo no lo requería.

1.2.6 Conclusiones

Los criterios elaborados para el estudio de la ignición en los blancos gruesos indica que, para las condiciones adoptadas ($T^* \approx 1,5 \cdot 10^7 \text{°K}$, $\rho R^* \approx 0,5 \text{ gr/cm}^2$; $\rho^* \approx 300 \text{ gr/cm}^3$, en deuterio-tritio equimolar), el principal obstáculo en la obtención de ganancias superiores a la unidad es la emisión de radiación como cuerpo negro. Pero aún ésta no se presenta como un escollo insuperable. Además, existen argumentos que insinúan la posibilidad que la solución real sea más favorable que la considerada. Por ejemplo, es razonable prever, gracias a la estructura de los blancos gruesos, cierto grado de reabsorción de los flujos de energía térmica o radiativa que escapan del

núcleo, por parte de las capas de la pared externa adyacentes a la superficie de separación, las cuales se expandirían y recomprimirían el combustible.

De hecho, algunos resultados de experiencias numéricas publicados^[4,36] mostrarían que a partir de los valores de las magnitudes termodinámicas considerados pueden esperarse producciones de energía en torno a 100 veces la energía interna del núcleo, lo cual confirmaría que los blancos gruesos conducen, por su propia naturaleza, a condiciones de ignición netamente favorables comparadas con las típicas en otros clases de blancos.

1.3 DIMENSIONAMIENTO

A partir de la descripción fenomenológica del párrafo 1.1 se pueden derivar relaciones analíticas semicuantitativas entre los parámetros del sistema BGI y las condiciones termodinámicas del combustible comprimido. Estas relaciones facilitan el dimensionamiento adecuado de las experiencias, dan indicaciones sobre el peso relativo de cada parámetro en la obtención de una situación determinada y son útiles para la comprensión de los fenómenos físicos involucrados.

Cabe destacar que los materiales constitutivos han sido tratados como gases ideales con el objeto de simplificar los aspectos matemáticos del problema.

1.3.1 Relaciones analíticas

Para llevar adelante este desarrollo es conveniente diferenciar tres etapas en el proceso de implosión.

1.3.1.i Deposición de la energía

Por simplicidad, se ha supuesto que la presión externa (P_e)

permanece constante durante este transitorio, cuya extensión temporal es t_ℓ . Los resultados pueden generalizarse ($P_\ell = P_\ell(t)$, $t \leq t_\ell$) adoptando para P_ℓ el valor característico, oportunamente promediado, de la presión en este período.

La segunda hipótesis consiste en considerar a t_ℓ menor que la duración del transitorio de acoplamiento (t_a) y, con mayor razón, que en el tiempo de implosión (t_i). Esta hipótesis garantiza un eficiente aprovechamiento de la energía entregada.

Por último, ya que la presión externa es mucho mayor que la existente en el material no perturbado, se han utilizado las relaciones fluídodinámicas para una onda de choque fuerte.

Finalizado el transitorio, la energía depositada en el blanco (E_d) es aproximadamente igual al trabajo de la presión externa:

$$E_d = 4\pi R_e^2 \cdot V_{ch} \cdot t_\ell \cdot P_\ell$$

Además, se ha asumido que la perturbación se aparta muy poco del frente de ablación y, por consiguiente, puede adoptarse la aproximación plana. Definiendo el tiempo de implosión como:

$$t_i \approx \left[\frac{\gamma_e + 1}{2} \cdot \frac{\rho_e}{P_\ell} \right]^{1/2} R_e$$

se tiene

$$E_d \approx 3 P_\ell V_t \cdot \frac{t_\ell}{t_i} \quad (1.3.1)$$

donde γ_e y ρ_e son el cociente de calores específicos y la densidad, respectivamente, del material externo y V_t representa el volumen total del blanco. Esta energía se equirreparte, si se trata de un gas ideal, entre energía cinética e interna.

Por otra parte, debe destacarse que la validez del desarrollo hecho depende fuertemente de que la cáscara pueda considerarse compresible. La presión externa debe superar, entonces, un cierto valor mínimo que estará determinado por la fuerza de cohesión del material (típicamente, $P_\ell \geq 10^{12}$ dyn/cm²).

1.3.1.ii Propagación de la onda de choque en la cáscara gruesa

Luego de la culminación del pulso láser, la evolución del sistema transcurre a energía constante.

En su movimiento hacia el centro, la discontinuidad alcanza asintóticamente un comportamiento descrito por leyes autosimilares. Cuando ello ocurre, la perturbación se independiza del detalle de las condiciones iniciales o de contorno pero conserva, en este caso, la memoria sobre ellas a través de un coeficiente dimensional. Las leyes mencionadas, entonces, no quedan automáticamente determinadas mediante un análisis dimensional, es decir son del tipo que suele denominarse de segunda especie^[37]. Cuando el radio alcanzado por la onda de choque (R_{ch}) es significativamente menor que el radio externo ($R_{ch} \leq \frac{1}{3} R_e$) los perfiles radiales para la presión y la velocidad pueden aproximarse por^[37, 38]:

$$P(r) \approx P_{ch}(R_{ch}) \cdot \left(\frac{R_{ch}}{r}\right)^{\alpha_1} \quad (1.3.2)$$

$$V^2(r) \approx V_{ch}^2(R_{ch}) \cdot \left(\frac{R_{ch}}{r}\right)^{\alpha_2} \quad (1.3.3)$$

expresiones obtenidas originalmente por Guderley. Los exponentes α_1 y α_2 son iguales en el caso de gases ideales y deben ser determinados numéricamente ($\gamma_e \approx \frac{5}{3}$, $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha \approx 0,9$). Si bien estos perfiles tienen validez sobre dimensiones del orden de R_{ch} , con el objeto de realizar un análisis aproximado del comportamiento del blanco se ha supuesto que tales perfiles son aplicables en toda la cáscara externa. Entonces, debido a la constancia de la energía y a su equipartición, se obtiene:

$$\frac{1}{2} E_d \approx \frac{1}{(\gamma_e - 1)} \int_{R_{ch}}^{R_e} P(r) \cdot 4\pi r^2 dr$$

y utilizando la expresión de E_d resulta:

$$P_{ch} \approx (3 - \alpha) \frac{(\gamma_e - 1)}{2} \cdot P_\ell \cdot \frac{t_\ell}{t_i} \cdot \left(\frac{R_e}{R_{ch}} \right)^\alpha \quad (1.3.4)$$

De la misma forma se puede obtener:

$$V_{ch}^2 \approx (3 - \alpha) \frac{(\gamma_e - 1)}{(\gamma_e - 2)} \cdot \frac{P_\ell}{\rho_e} \cdot \frac{t_\ell}{t_i} \cdot \left(\frac{R_e}{R_{ch}} \right)^\alpha \quad (1.3.5)$$

1.3.1.iii Colapso de la burbuja

Cuando la onda de choque alcanza la superficie de separación ($R_{ch} \approx R_i$) entre el gas y la cáscara, tienen lugar complejos fenómenos transitorios que modifican las condiciones iniciales del combustible. Simplificando esta fase de la evolución, puede decirse que, debido a la diferencia de presión, aparece una onda de expansión en el material externo que acelera la interfase. El movimiento de ésta genera una onda de choque que afecta el

gas^[39, 37]. Por detrás de ella, a causa de los efectos geométricos, el combustible sufre una compresión isoentrópica adicional.

Si bien la conclusión del transitorio no es abrupta, ella puede asumirse como el instante a partir del cual, merced a la importante fracción de la masa interesada por la onda de choque, el gas en su conjunto comienza a evolucionar cuasiadiabáticamente. El estado del combustible en dicho instante puede determinarse en base a las condiciones de Rankine-Hugoniot para una perturbación fuerte. Ya que la velocidad de la interfase, que cumple la función de pistón, es del orden de $2 V_{ch}(R_i)$ ^[37], se obtiene:

$$R_o \approx \left(\frac{\gamma_i - 1}{\gamma_i + 1} \right)^{1/3} R_i \quad (1.3.6)$$

$$\rho_o \approx \left(\frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i - 1} \right) \rho_i \quad (1.3.7)$$

$$P_o \approx 2 (\gamma_i + 1) \rho_i V_{ch}^2(R_i) \quad (1.3.8)$$

$$T_o \approx 2 (\gamma_i - 1) \left(\frac{\bar{A}_i m_p}{(\bar{Z}_i + 1) k} \right) V_{ch}^2(R_i) \quad (1.3.9)$$

Por otra parte, la energía que se transfiere al gas hasta el instante del colapso será aquella contenida en una capa del material externo, adyacente a la superficie de separación, cuyo espesor está determinado aproximadamente por la velocidad del sonido en la cáscara. Esta energía puede estimarse, entonces, a través de la integral:

$$E_b^* \approx \int_{R_i}^{\xi R_i} \left(\frac{1}{2} \rho V^2 + \frac{1}{(\gamma_e - 1)} P \right) 4\pi r^2 dr$$

donde el parámetro ξ tiene en cuenta la zona de la cáscara que contribuirá a la energía de la burbuja (típicamente, $\xi^3 \approx 2$). Haciendo uso de las ecuaciones (1.3.2) y (1.3.3) resulta:

$$E_b^* \approx \frac{8\pi(\xi^{3-\alpha} - 1)}{(\gamma_e - 1)(3 - \alpha)} P_{ch} (R_i) R_i^3$$

Este valor corresponde, entonces, a la energía interna contenida en el combustible en el momento de la máxima compresión. Para un gas ideal, haciendo uso de la expresión (1.3.4), se obtiene:

$$T^* \approx 3 (\xi^{3-\alpha} - 1) \frac{(\gamma_i - 1) \bar{A}_i m_p}{(\bar{Z}_{i1} + 1) k} \cdot \frac{P_\ell}{\rho_i} \cdot \frac{t_\ell}{t_i} \cdot \beta^\alpha \quad (1.3.10)$$

$$\text{con } \beta \approx \frac{R_e}{R_i} .$$

Utilizando las leyes de las adiabáticas y el hecho que $P_{ch} \approx \frac{\gamma_e + 1}{2} \rho_e V_{ch}^2$, resulta:

$$\frac{T^*}{T_0} \approx \frac{(\gamma_e + 1)}{(\gamma_e - 1)(\gamma_i - 1)} \cdot \frac{(\xi^{3-\alpha} - 1)}{(3 - \alpha)} \cdot \frac{\rho_e}{\rho_i}$$

y para la densidad

$$\rho^* = \left(\frac{T^*}{T_0} \right)^{1/\gamma_i - 1} \cdot \rho_0 = \left[\left(\frac{\gamma_e + 1}{\gamma_e - 1} \right) \frac{(\xi^{3-\alpha} - 1)}{(\gamma_i - 1)(3-\alpha)} \frac{\rho_e}{\rho_i} \right]^{1/\gamma_i - 1} \left(\frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i - 1} \right) \rho_i \quad (1.3.11)$$

Por otra parte, el producto $\rho \cdot R$ final, estrechamente vinculado por la producción de energía por fusión, da:

$$\rho R^* = \left\{ \left(\frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i - 1} \right) \left[\left(\frac{\gamma_e + 1}{\gamma_e - 1} \right) \frac{(\xi^{3-\alpha} - 1)}{(\gamma_i - 1)(3-\alpha)} \cdot \frac{\rho_e}{\rho_i} \right]^{1/(\gamma_i - 1)} \right\}^{2/3} \frac{\rho_i R_e}{\beta} \quad (1.3.12)$$

Las expresiones (1.3.10), (1.3.11) y (1.3.12) permiten obtener, tal como se pretendía, las condiciones termodinámicas del combustible en el instante del colapso, en función de los parámetros del sistema. Ellas indican que los incrementos de la densidad y del producto ρR^* dependen fundamentalmente del cociente entre la densidad del material externo y la del combustible, mientras que la temperatura final está vinculada con la presión externa.

1.3.2 Deposición de la energía

Diversos sistemas pueden ser utilizados para producir la ablación superficial del blanco y generar la presión requerida. En el desarrollo del presente trabajo se ha considerado sólo el caso de un pulso láser de longitud de onda $1,06 \mu\text{m}$ (neodimio), con una energía total E_ℓ y una duración t_ℓ . Se

ha supuesto, además, que la interacción tiene lugar en el régimen de "corona transparente", caracterizado por el hecho que la luz láser alcanza el frente de ablación. Para que esto ocurra debe satisfacerse que el flujo medio de energía ($\phi_{\ell} \approx \frac{E_{\ell}}{4\pi R_e^2 t_{\ell}}$) sea menor o del orden de un cierto valor crítico que, en el caso considerado, está en torno a 10^{14} W/cm²[40]. El principal atractivo de este régimen reside en que su desarrollo se encuentra prácticamente exento de fenómenos de interacción no colisionales, los que pueden disminuir la eficiencia de absorción de energía.

De acuerdo con los resultados publicados[41], mediante una formulación dimensional aproximada, en este régimen se obtiene la siguiente expresión para P_{ℓ} :

$$P_{\ell} \approx \frac{\phi_{\ell}^{7/9}}{a^{1/9} R_e^{1/9}} \quad (1.3.13)$$

donde a es una constante vinculada con la absorción de la luz:

$$a \approx 2,97 \cdot 10^{29} \frac{\bar{Z}_{ie}^3 (1 + \bar{Z}_{ie})^{3/2}}{\bar{A}_e^{7/2}} \cdot \lambda_{\mu}^2 \left(\frac{\text{cm}^8}{\text{seg}^8 \text{ gr}^2} \right)$$

Aquí \bar{Z}_{ie} y \bar{A}_e indican el grado de ionización y el número de masa atómico medios del material externo, respectivamente.

La ecuación (1.3.13) permite relacionar la presión necesaria para lograr condiciones termodinámicas determinadas, con los parámetros característicos del pulso láser empleado.

1.3.3 Eficiencia de absorción

En base a las expresiones obtenidas en los párrafos anteriores es posible calcular la fracción de la energía láser que es transferida al combustible comprimido ($\epsilon_c^* \approx \frac{E_t^*}{E_l}$), a través de la ecuación:

$$\epsilon_c^* \approx \frac{(\xi^{3-\alpha} - 1)}{(\gamma_e + 1)^{1/2} (\pi/2)^{1/6}} \cdot \frac{E_l^{1/6}}{a^{1/6} t_l^{1/6} \rho_e^{1/2} R_e^{1/2} \beta^{3-\alpha}} \quad (1.3.14)$$

Esta ecuación pone de manifiesto la conveniencia de emplear pulsos láser de alta potencia y, consecuentemente, justifica la condición asumida para t_l ($t_l \leq t_a < t_i$). La dependencia con β resulta, en cambio, desfavorable y tiene su origen en la fracción de energía que queda atrapada en las capas externas del blanco, la que no interviene directamente en la compresión del combustible. Este efecto negativo está, en parte, compensado por la concentración de energía en la zona más interna de la cáscara, debido a la convergencia del movimiento. Desde el punto de vista de la eficiencia es preferible, en consecuencia, utilizar los mínimos valores de β compatibles con el concepto de los blancos gruesos ($\beta \geq 3$).

1.3.4 Caso ilustrativo

Con el objeto de establecer la factibilidad del concepto y delimitar el rango de valores de las variables involucradas, se presenta ahora un ejemplo cuantitativo. Sobre la base de las relaciones obtenidas, para un blanco de carbono ($\rho_e \approx 2,25 \text{ gr/cm}^3$, $\gamma_e \approx 5/3$) de 0,24 cm de radio externo y 0,048 cm de radio interno, lleno con Deuterio-Tritio equimolar a 100 atm de presión ($\rho_i \approx 10^{-2} \text{ gr/cm}^3$, $\gamma_i \approx 5/3$), sobre el cual se deposita 1 MJ de energía en 10 nseg mediante un láser de neodimio, es razonable esperar:

$$\phi_{\ell} \approx 1,4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$$

$$P_{\ell} \approx 1,8 \cdot 10^{13} \text{ dyn/cm}^2$$

$$t_i \approx 100 \text{ nseg}$$

$$T^* \approx 1,5 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$$

$$\rho^* \approx 320 \text{ gr/cm}^3$$

$$\rho R^* \approx 0,49 \text{ gr/cm}^2$$

$$\epsilon_c^* \approx 6,7 \cdot 10^{-4}$$

valores que satisfacen las condiciones e hipótesis adoptadas durante el desarrollo de este capítulo.

1.4 LEYES DE ESCALA

Es frecuente, en el transcurso de las investigaciones, que la situación física que se desea estudiar resulte prácticamente inaccesible, al menos en el momento en que áquellas se realizan. En el caso de la fusión por confinamiento inercial, por ejemplo, es dudoso que con las potencias de irradiación actualmente disponibles puedan lograrse condiciones termodinámicas de interés termonuclear. Puede recurrirse en tal caso, a la realización de experiencias escaladas. A través de éstas será posible analizar la evolución del sistema y sacar conclusiones acerca de la validez del esquema antes de que puedan realizarse las costosísimas y complejas experiencias en escala real. Las razones expuestas ponen de manifiesto, entonces, la importancia de la formulación de leyes que permitan dimensionar experimentos de manera tal, que se obtenga una reproducción fidedigna de los varios fenómenos involucrados en una implosión de interés termonuclear^[42].

Finalmente, cabe destacar que, en general, se obtendrán diferentes leyes de escala según los diversos aspectos físicos sobre los cuales se desee centrar la atención.

1.4.1 Flujo de energía

El desarrollo hecho en parágrafos anteriores muestra, aparentemente que será siempre posible alcanzar las mismas condiciones finales, independientemente de cuán bajo sea el flujo de energía láser. Esta conclusión, sin embargo, no tiene interés práctico porque, como se demostrará a continuación, el empleo de flujos bajos conduce a energías totales elevadas. Lo único que puede afirmarse es que el valor del flujo a emplear no es muy crítico.

Si se conserva 5/3 como valor indicativo para γ_e y γ_i , resultan:

$$\rho^* \approx 9,5 \frac{\rho_e^{3/2}}{\rho_i^{1/2}} \quad (1.4.1)$$

$$\rho R^* \approx 4,5 \frac{\rho_e R_e}{\beta} \quad (1.4.2)$$

$$T^* \approx 6,8 \cdot 10^{-10} \frac{\bar{A}_i}{(\bar{Z}_{ii} + 1)} \frac{E_\ell^{7/6} \cdot \beta^{0,9}}{\alpha^{1/6} \cdot t_\ell^{1/6} \cdot \rho_i \cdot \rho_e^{1/2} \cdot R_e^{7/2}} \quad (\text{cgs}, ^\circ\text{K}) \quad (1.4.3)$$

Combinando estas ecuaciones con la definición de ϕ_ℓ , se obtiene:

$$E_\ell \approx 7,5 \cdot 10^8 \left(\frac{T^* \cdot \rho R^{*19/6}}{\rho^{*2}} \right) \cdot \left(\frac{(\bar{Z}_{ii} + 1) \alpha^{1/6} \rho_e^{1/3}}{\bar{A}_i} \right) \cdot \frac{\beta^{2,267}}{\phi_\ell^{1/6}} \quad (\text{cgs}, ^\circ\text{K})$$

Si bien el exponente de ϕ_ℓ es pequeño, la dependencia de la energía (necesaria

para lograr una situación termodinámica determinada) con el flujo, indica que es conveniente utilizar el mayor valor posible dentro del régimen de corona transparente ($\phi_\ell \approx 10^{14}$ W/cm, $\lambda_\mu \approx 1,06\mu\text{m}$). Esta última condición fija, entonces, un valor mínimo para la energía (E_ℓ):

$$E_\ell \approx 2,36 \cdot 10^5 \frac{T^* \cdot \rho R^{*1/6}}{\rho^{*2}} \cdot \frac{(\bar{Z}_{ii} + 1) a^{1/6} \rho_e^{1/3}}{\bar{A}_1} \cdot \beta^{2,267} \quad (\text{cgs, } ^\circ\text{K})$$

que, para el ejemplo del párrafo anterior, resulta $E_\ell \geq 1$ MJ.

Paralelamente, debe destacarse que la cota existente para la presión externa ($P_\ell \geq 10^{12}$ dyn/cm²) impone, a su vez, una restricción sobre el flujo mínimo a utilizar. Este límite, sin embargo, es sumamente bajo ($\phi_\ell \geq 3,4 \cdot 10^{12}$ W/cm², para el ejemplo considerado) y puede ser relegado.

1.4.2 Similaridad fluidodinámica

Se ha hecho notar en precedencia, la importancia de elaborar leyes de escala que permitan dimensionar experiencias dinámicamente similares. Es razonable asumir que ello sucederá si se mantienen constantes el aspecto geométrico (β), el factor de compresión ($G_C^* \approx \frac{\rho_e^*}{\rho_i}$), el tiempo relativo de aceleración ($\tau \approx \frac{t_\ell}{t_i}$) y la eficiencia de aprovechamiento de la energía (ϵ_C^*). Con el mismo valor de γ_e y γ_i que se usara en el acápite anterior, resulta:

$$G_C^* \approx 9,5 \left(\frac{\rho_e}{\rho_i} \right)^{3/2} \quad (1.4.4)$$

$$\epsilon_C^* \approx 0,43 \frac{E_\ell^{1/6}}{a^{1/6} t_\ell^{1/6} \rho_e^{1/2} R_e^{1/2} \beta^{2,1}} \quad (1.4.5)$$

$$\tau \approx 0,32 \frac{E_l^{7/18} t_l^{11/18}}{a^{1/18} \rho_e^{9/18} R_e^{33/18}} \quad (1.4.6)$$

A partir de estas ecuaciones, se obtienen:

$$\rho_i \approx 4,5 \left(\frac{1}{G_c^{*2/3}} \right) \cdot \rho_e$$

$$R_e \approx 0,58 \left(\frac{1}{\epsilon_c^* \cdot \tau_{11}^{3/11} \cdot \beta^{2,1}} \right) \cdot \frac{E_l^{3/11}}{a^{2/11} \rho_l^{12/11}}$$

$$t_l \approx 0,033 \left(\frac{\tau_{11}^{9/11}}{\epsilon_c^{*3} \beta^{6,3}} \right) \cdot \frac{E_l^{2/11}}{a^{5/11} \rho_e^{12/11}}$$

Estas expresiones permiten escalar, entonces, los aspectos fluidodinámicos de la implosión de los blancos gruesos, facilitando el dimensionamiento de experiencias similares con rangos de parámetros más accesibles. Aplicándolas al ejemplo del acápite 1.3.4, manteniendo los materiales constitutivos y el tipo de láser pero utilizando 200 J de energía total, se obtiene:

$$\rho_i \approx 10^{-2} \text{ gr/cm}^3$$

$$R_i \approx 0,0047 \text{ cm}$$

$$R_e \approx 0,0235 \text{ cm}$$

$$t_l \approx 2,13 \text{ nseg}$$

Este sistema BGI puede ser realizado sin mayores inconvenientes con la tecnología actual. Las magnitudes involucradas deberían alcanzar, en este caso, los siguientes valores:

$$\phi_{\ell} \approx 1,4 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$$

$$P_{\ell} \approx 3,8 \cdot 10^{12} \text{ dyn/cm}^2$$

$$t_i \approx 21,3 \text{ nseg}$$

$$T^* \approx 3,0 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$$

$$\rho^* \approx 320 \text{ gr/cm}^3$$

$$\rho R^* \approx 0,048 \text{ gr/cm}^2$$

$$\epsilon_c^* \approx 6,7 \cdot 10^{-4}$$

Claramente, en un experimento así dimensionado se producirían muy pocas reacciones de fusión. Sin embargo, los aspectos fluidodinámicos característicos de la fase de implosión de un experimento de interés termonuclear serían reproducidos con bastante fidelidad.

1.5 GASES REALES

Durante el desarrollo del presente capítulo, se ha asumido repetidamente que los materiales constitutivos del blanco se comportan como gases ideales. Como las energías en juego son mucho mayores que las de ligadura ($\sim 10^{12} \text{ erg/cm}^3$), parece razonable tratar a los mencionados materiales como si todos se encontraran en estado gaseoso. No es igualmente adecuado, sin embargo, afirmar que éstos cumplen con la ecuación de estado de los gases perfectos ya que, por ejemplo, la energía de degeneración de los electrones puede tener un efecto importante sobre la evolución de la materia para densidades superiores a la del sólido. Si bien este fenómeno será parcialmente considerado en un capítulo posterior, puede ser de utilidad adelantar aquí un análisis cualitativo del problema.

Considérese, en primer lugar, el frente de ablación y la corona.

El material afectado en esta zona, se encuentra a baja densidad y alta temperatura; condiciones que justifican la adopción de la hipótesis de gas perfecto.

El combustible, por su parte, cumple gran parte de su evolución en estado gaseoso, donde la relación entre la energía térmica y las otras energías involucradas es elevada. Además, cuando este material es afectado por la onda de choque, la fracción de energía térmica tiende a aumentar. Por último, el desarrollo de la implosión alcanza un régimen prácticamente adiabático antes de que la densidad del combustible se aproxime a la del sólido. Dentro de este régimen, según se puede demostrar, la proporción de energía térmica permanece constante o tiende a aumentar. En consecuencia, también para el material de la burbuja puede asumirse un comportamiento de gas ideal.

Resta, entonces, considerar la propagación de la onda de choque en la cáscara gruesa. Ya que este material se encuentra originalmente bajo forma de sólido, es previsible que en él se manifiesten los apartamientos más notorios de la aproximación de gas perfecto. En un gas real ocurre, generalmente, que la compresibilidad aumenta con la presión. Este hecho conduce a exponentes distintos en las ecuaciones (1.3.2) y (1.3.3) ($\alpha_1 > \alpha_2$) y, en consecuencia, a la aparición de β elevada a una potencia positiva en las expresiones de la densidad y del producto ρR en el instante del colapso. Estas dependencias pueden justificar la adopción de valores de β mayores que los previstos en el acápite 1.3.3, aún a costa de perder eficiencia en la transferencia de la energía al combustible. Cabe destacar que, si bien el efecto más marcado aparece en las magnitudes mencionadas, todos los exponentes asociados con β se verán alterados. El valor óptimo de β deberá ser determinado, entonces, de acuerdo con las dependencias que resulten de un tratamiento de la implosión de la cáscara más ajustado a la realidad.

CAPITULO II

ALGUNAS CARACTERISTICAS DE LOS BLANCOS GRUESOS

CAPITULO II

ALGUNAS CARACTERISTICAS DE LOS BLANCOS GRUESOS

En el capítulo precedente se ha expuesto una discusión detallada de la fenomenología que se desarrolla en los blancos gruesos y se ha demostrado, en base a consideraciones esencialmente energéticas, que son adecuados para el esquema de la fusión por confinamiento inercial. Sin embargo, existen otros aspectos que pueden incidir fuertemente en la elección de un determinado tipo de blanco, tales como exigencias estrictas en la conformación temporal del pulso láser o el efecto de eventuales electrones supratérmicos sobre la compresión del núcleo. Por esta razón, se ha considerado oportuno tratar algunos de estos aspectos. Se ha incluido, también, una breve comparación con el difundido concepto de los "blancos delgados", constituidos por una cáscara esférica de espesor mucho menor que el radio y donde el combustible puede ser una parte importante de ella o estar contenido en su interior.

Al igual que en el capítulo anterior se ha adoptado un tratamiento semicuantitativo aproximado, puesto que la alternativa posible sería la de realizar largos y costosos estudios numéricos que sólo podrían aplicarse a una restringida serie de casos particulares.

II.1 CONFORMACION TEMPORAL

De acuerdo en lo dicho en el acápite 1.3.3, es conveniente utilizar pulsos de corta duración para mejorar la eficiencia de absorción de energía. Por otra parte, la influencia de la estructura temporal del pulso se pierde en un tiempo aproximadamente igual a t_ℓ y éste, según la hipótesis hecha, es significativamente menor que t_i ($t_\ell \leq t_a < t_i$). Parece razonable, entonces,

suponer que la evolución del blanco depende fundamentalmente de magnitudes integrales (energía total, duración, etc.). En consecuencia, y bajo la sola condición que t_ℓ sea menor que t_a , la conformación temporal de la potencia se torna innecesaria. Incluso dicho requisito no es en modo alguno excluyente y es más bien una condición de buena eficiencia. El desarrollo de la implosión no se ve comprometida si se prolonga la deposición más allá de t_a , pero la conformación temporal recobra importancia pues la fracción de energía entregada durante el transitorio determina la eficiencia.

El requisito sobre el tiempo, por su parte, no se manifiesta como un escollo de difícil solución, ya que, de acuerdo con el ejemplo presentado en el capítulo anterior, es factible obtener condiciones termodinámicas con importantes producciones de energía por fusión, utilizando pulsos relativamente largos (~ 10 nseg).

11.2 ELECTRONES SUPRATERMICOS

Si bien los flujos de energía, según lo expuesto en el capítulo precedente, pueden mantenerse en bajos niveles ($\phi_\ell \leq 10^{14}$ W/cm²), es posible que una fracción de los electrones de la corona adquieran energías muy por encima del correspondiente valor térmico, a causa de los fenómenos de absorción anómala.

Mediante modelos simples ^[43] se puede evaluar la máxima energía (E_{es}) que alcanzan estos electrones supratérmicos:

$$E_{es} \text{ (KeV)} \approx 2 \cdot 10^9 [\phi_\ell \text{ (W/cm}^2\text{)} \cdot \lambda_\mu^2 \text{ (\mu m)}]^{2/3} \quad (11.2.1)$$

Por otra parte, la distancia de penetración de los electrones en la pared del blanco, determinada por interacciones coulombianas entre haces de electrones y materia fría, es:

$$\lambda_{es} \text{ (cm)} \approx 7 \cdot 10^{-6} \frac{E_{es}^2 \text{ (KeV)}}{\rho_e \text{ (gr/cm}^2\text{)}} \quad (11.2.2)$$

De la ecuación (11.2.1) resulta que la máxima energía previsible para los electrones supratérmicos es inferior a 5 KeV para un láser de neodimio ($\lambda_{\mu} \approx 1,06\mu\text{m}$) y a 110 KeV para un láser de dióxido de carbono ($\lambda_{\mu} \approx 10,6\mu\text{m}$). La distancia λ_{es} está comprendida, entonces, entre 1 y $100\mu\text{m}$ para el carbono ($\rho_e \approx 2,29\text{gr/cm}^3$). Considerando los espesores típicos de la pared de los blancos gruesos ($\Delta R \sim 0,2\text{cm}$) puede notarse que la burbuja central se encuentra aislada para electrones con energías de hasta 200 KeV.

11.3 INHOMOGENEIDADES EN LA PRESION APLICADA

Una de las hipótesis que implícitamente se ha adoptado hasta el momento, consiste en suponer que la presión general en el frente de ablación (P_{ℓ}) tiene el mismo valor sobre toda la superficie. Los fenómenos de difracción, las deficiencias en los sistemas de enfoque y las irregularidades constructivas del blanco pueden dar lugar, empero, a diferencias locales en el flujo de energía, y, por consiguiente, en la presión. De este modo, el frente de ondas generado se apartará de la geometría esférica y la compresión del núcleo se degradará.

Con el objeto de estimar groseramente los niveles de uniformidad requeridos para una implosión simétrica, se ha asumido que las perturbaciones generadas sobre el frente de ablación se propagan isotrópicamente en el material de la corteza afectado por la onda de choque y su amplitud se amortigua a medida que se apartan del punto donde se originaron. Consecuentemente, puede decirse que las perturbaciones que parten de un punto (A) sobre la superficie de ablación, contribuyen a determinar los parámetros existentes en otro

punto (B) sobre la onda de choque con un factor de peso (f_p) definido como:

$$f_p = \begin{cases} c/\overline{BA}^2 & \overline{BA}_{as} \leq d_{as} \\ 0 & \overline{BA}_{as} > d_{as} \end{cases}$$

donde \overline{BA}_{as} es la proyección de la distancia recorrida por la perturbación generada sobre el frente de ablación (viajando a la velocidad del sonido, C_{se} respecto de la materia ya afectada) en la dirección de movimiento de la discontinuidad y d_{as} es el trayecto cumplido por la onda de choque en el mismo lapso de tiempo.

Otra suposiciones necesarias para este desarrollo simplificado son que el cociente entre la presión anterior a la discontinuidad y la posterior es mucho menor que 1 y que γ_e corresponde a de un gas ideal monoatómico ($\gamma_e \approx 5/3$).

Se ha considerado, en forma preliminar, una simetría plana (ver figura 11.3.1), con un sistema de coordenadas cuyo origen (0) está fijo al laboratorio. Uno de los ejes ha sido orientado en la dirección de propagación de la onda de choque que, inicialmente ($t = 0$), se halla separada por una longitud R_e del centro (0).

De acuerdo con las condiciones adoptadas, la velocidad promedio de la materia afectada por la onda de choque es:

$$U_e \approx \frac{3}{4} D$$

y la del sonido en ella:

$$C_{se} \approx \frac{\sqrt{5}}{4} D$$

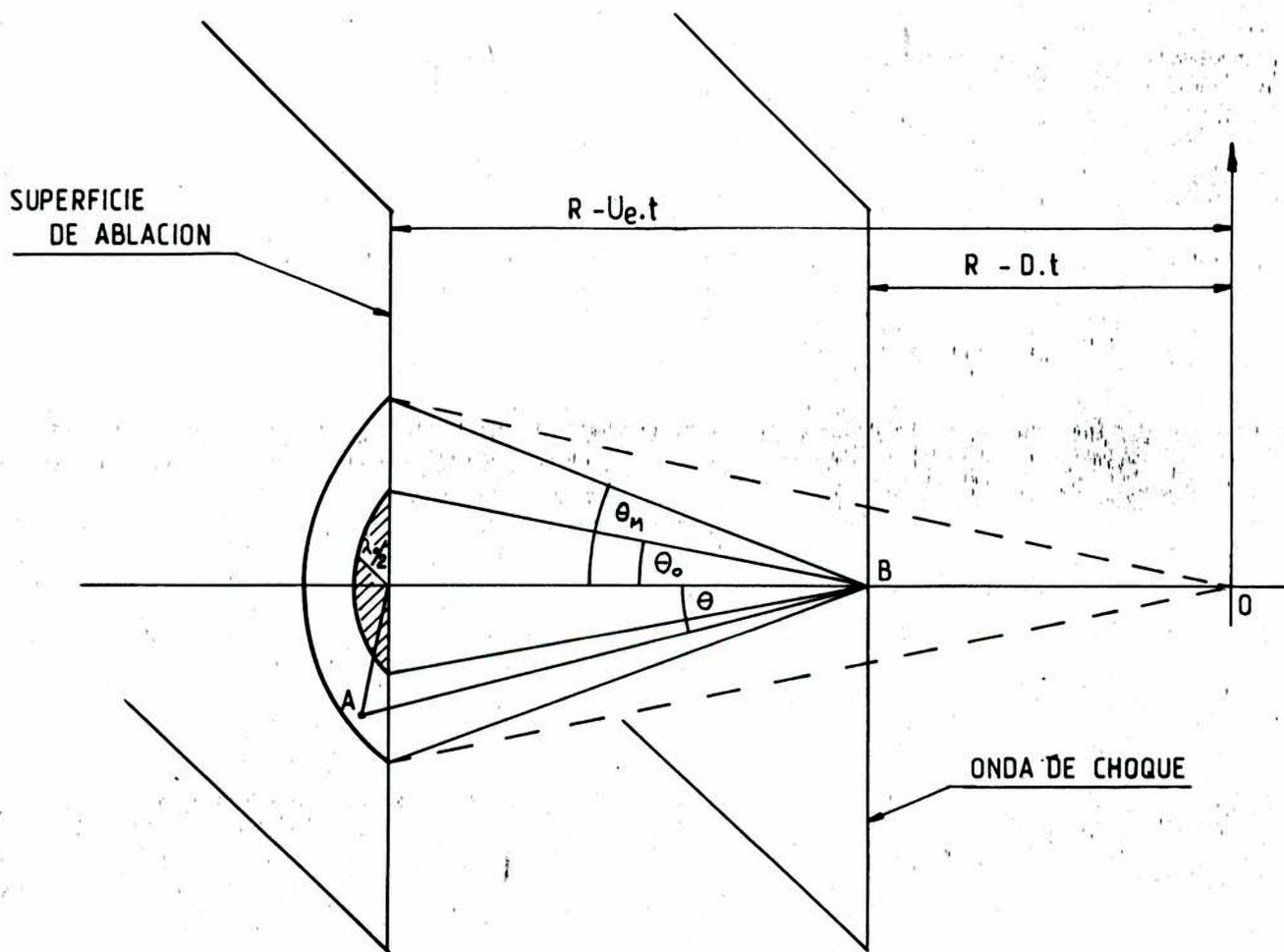


Figura II. 3.1

donde D representa la velocidad de propagación de la discontinuidad. Es útil mencionar que U_e y D tienen dirección y sentido idénticos. En la simetría adoptada, estas magnitudes medias son constantes y uniformes. Consecuentemente, la distancia \overline{BA}_{as} será:

$$\overline{BA}_{as} \approx (U_e + C_{se} \cos\theta) \cdot t$$

y la distancia d_{as} :

$$d_{as} \approx D \cdot t$$

El ángulo θ está subtendido entre \overline{BA} y la dirección de propagación del frente de onda (véase figura 11.3.1). La condición $\overline{BA}_{as} = d_{as}$ determina un ángulo θ_M constante ($\theta_M \approx 63,4349^\circ$).

El valor de la presión en el punto B debe calcularse como el promedio pesado de las contribuciones de todos los puntos sobre el frente de ablación:

$$\bar{P}_B = \frac{1}{S} \int_S P_\ell \cdot f_p \cdot dS$$

donde S representa la superficie considerada. Para ilustrar el comportamiento de \bar{P}_B se ha elegido un caso sencillo donde:

$$P_\ell \approx \begin{cases} bP_0 & 0 \leq \theta \leq \theta_0 \\ P_0 & \theta_0 < \theta \end{cases}$$

con θ_0 se designa el ángulo subtendido por el área perturbada del frente de ablación, desde el punto B. Este ángulo varía con el tiempo y está definido por:

$$\operatorname{tg} \theta_0 \approx \frac{2 \lambda_0}{D \cdot t}$$

donde λ_0 es la dimensión característica de la zona perturbada.

Un valor representativo de la influencia de la alteración en las condiciones superficiales, sobre la presión en el punto B, lo constituye el cociente:

$$\frac{\bar{P}_B(b, \lambda_0)}{\bar{P}_B(b=1)} = F_p(b, \lambda_0, t) = 1 - (1-b) \frac{\ln \left[1 + \left(\frac{2 \lambda_0}{D \cdot t} \right)^2 \right]}{\ln [1 + \operatorname{tg}^2 \theta_M]}$$

donde se han utilizado las expresiones de P_ℓ y f_p . Del análisis de la Tabla 11.3.1, que contiene los resultados de F_p para distintos valores de $\frac{D \cdot t}{\lambda_0}$ y de b , se desprende que eventuales inhomogeneidades iniciales tienden a amortiguarse en el trayecto de la onda de choque hacia el interior del blanco. Si bien la validez de los resultados numéricos es relativa, puede observarse que la discontinuidad debe moverse, para los casos más extremos ($b=0$, $b=2$), entre 3 y 5 veces la dimensión λ_0 antes de alcanzar un grado de uniformización aceptable. Por lo tanto, la máxima extensión tolerable para una perturbación es una fracción entre 0,2 y 0,3 del trayecto total previsto para la onda de choque.

Este modelo presenta una seria restricción para su aplicación: la simetría plana. Por otra parte, un modelo esférico implica tratar con presiones y velocidades que varían con el tiempo y la posición. Esto aumenta significativamente la complejidad del modelo y lo aparta de la línea de estudios cualitativos adoptada para este capítulo. Sin embargo, es factible elaborar un

$\lambda_0 / D \cdot t$ \ b	0	0,5	1,0	2,0
0,05	0,994	0,997	1,0	1,006
0,1	0,976	0,988	1,0	1,024
0,2	0,908	0,954	1,0	1,092
0,5	0,569	0,785	1,0	1,431
1,0	0,0	0,5	1,0	2,0

TABLA 11.3.1

tratamiento híbrido donde las características de la onda de choque permanezcan constantes pero su geometría corresponda a la de una onda esférica convergente. La figura 11.3.2 presenta los detalles del esquema utilizado.

Las diferencias más notables con el caso anterior son:

- i. El radio del blanco (R_e), distancia entre la onda y el origen del sistema de coordenadas en el instante inicial, juega ahora un rol importante.
- ii. La discontinuidad se apantalla a sí misma de modo tal que, por ejemplo, el punto B puede recibir (como máximo) la información proveniente de un casquete esférico definido por la intersección entre el plano tangente al frente de onda en dicho punto y el blanco (ver figura 11.3.2).
- iii. La velocidad con que se mueve la masa afectada por la onda de choque tiene dirección radial y depende, por lo tanto, de la posición azimutal considerada.

La trayectoria radial de una perturbación que parte del punto A con el ángulo ψ_0 respecto de R_e puede ser calculada mediante la integración de:

$$\frac{dr}{dt} = - \left(U_e + C_{se} \sqrt{1 - \frac{R_e^2 \sin^2 \psi_0}{r^2}} \right)$$

donde r representa la coordenada radial. Como resultado se obtiene una ecuación que determina \overline{BA}_{as} (en este caso \overline{BA}_r) en función del tiempo. La condición $\overline{BA}_{as} = d_{as}$ define los límites de integración para el cálculo de F_h como función del cociente $\Omega = \frac{D \cdot t}{R_e}$. Lamentablemente, en este caso, la ecuación es implícita y debe ser resuelta numéricamente. En la Tabla 11.3.2 se compilan los valores del ángulo θ_M en función de Ω . Puede observarse que a partir del valor $\Omega^+ = 0.2321$, la zona de influencia está delimitada por el apantallamiento mencionado.

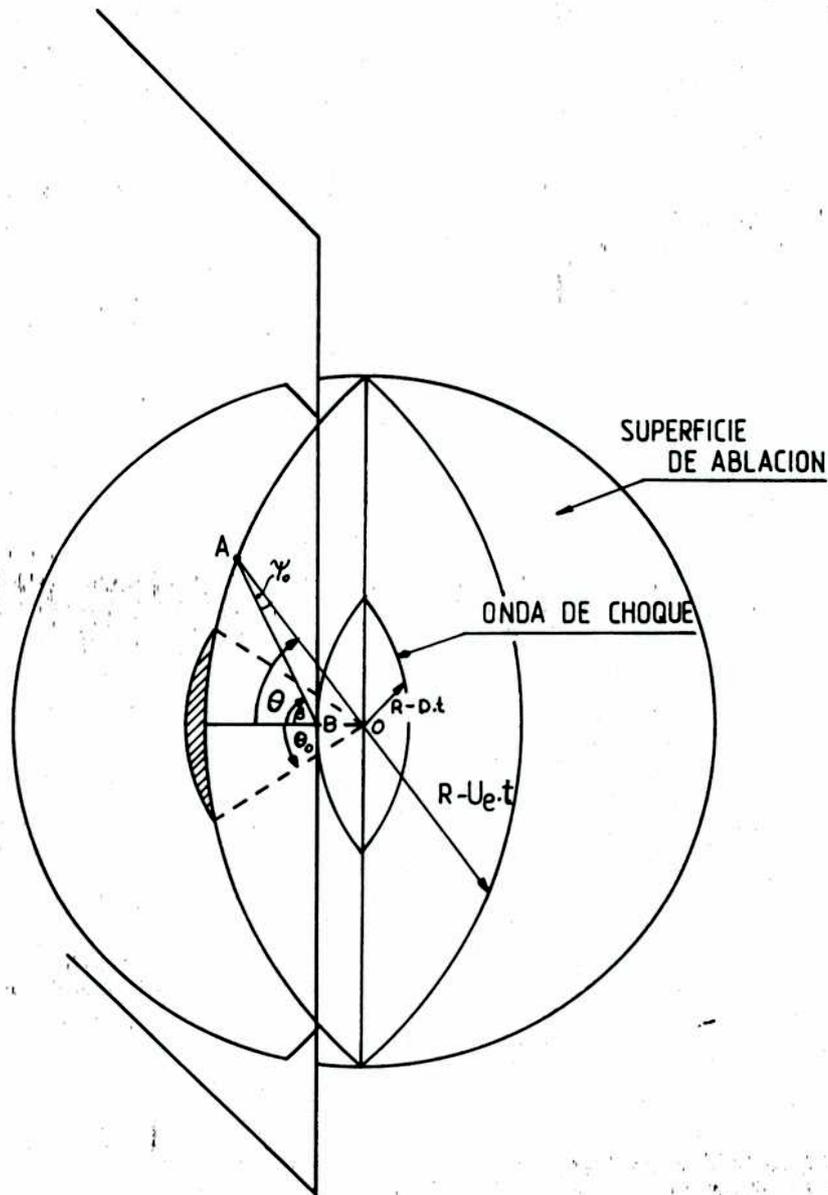


Figura II.3.2

$\Omega = D \cdot t / R_e$	$\beta_M (^\circ)$	$\theta_M (^\circ)$
0,0	63,4349	0,0
0,0098	64,0054	1,1322
0,0315	65,3156	3,6732
0,0728	68,0566	8,7401
0,1000	70,1228	12,3281
0,1482	74,2829	19,1981
0,1824	78,0835	24,9534
0,2000	80,5806	28,4776
0,2291	87,2776	36,9237
0,2321 (Ω^+)	90,0000	39,8332
0,2500	90,0000	41,4096
0,3000	90,0000	45,5730
0,4000	90,0000	53,1301
0,6000	90,0000	66,4218
0,8000	90,0000	78,4630
1,0000	90,0000	90,0000

TABLA 11.3.2

Recurriendo a las hipótesis utilizadas en el caso anterior se llega a:

$$F_h(b, \lambda_o, t, R_e) = 1 - (1 - b) \frac{\ln \left[1 + \frac{2(1 - \Omega)}{\Omega^2} \left(1 - \cos \frac{\lambda_o}{2 R_e} \right) \right]}{\ln \left[1 + \frac{2(1 - \Omega)}{\Omega^2} (1 - \cos \theta_M(t)) \right]}$$

La Tabla 11.3.3 exhibe los resultados para distintos valores de b , Ω y λ_o/R_e . Nuevamente resalta la uniformización de la presión durante la propagación de la onda de choque. En este caso, serían aceptables perturbaciones extremas con dimensiones comparables con el radio del blanco.

Para comparar ambos modelos es necesario introducir en forma ficticia el parámetro R_e en la expresión de F_p . La Tabla 11.3.4 reúne los resultados para los mismos valores de b , Ω y λ_o/R_e que en el caso híbrido. Puede notarse que el efecto de la geometría es sumamente marcado y que las dimensiones tolerables para la zona perturbada son mucho mayores en este último caso.

Sin embargo, el modelo plano conserva su validez mientras la discontinuidad no se haya apartado apreciablemente de la superficie de ablación ($D.t \ll R_e$) y su simplicidad lo hace preferible frente al modelo híbrido. Este, en cambio, puede ser aplicado durante el período de transición en el cual los efectos geométricos no han influenciado aún la evolución de la onda de choque. Ambos modelos pierden vigencia en las etapas finales de dicha evolución.

Un último argumento puede esgrimirse en favor de la homogeneización de la presión. En estos blancos, la distancia característica medida a lo largo de la superficie de la onda, cuando ésta alcanza la interfase combustible-pared, es del orden del espesor recorrido por la discontinuidad. Esto significa que cualquier perturbación sobre el frente de onda tendrá tiempo suficiente de

$\theta_o = \frac{\lambda_o}{R_e}$ $\Omega = D \cdot t / R_e$		0,2	0,4	0,8	2,0	
		b = 0,0		0,1	0,6087	0,0706
0,2	0,8968			0,6678	0,1925	0,0
0,3	0,9569			0,8443	0,5382	0,0
0,4	0,9735			0,8995	0,6646	0,0
0,5	0,9820			0,9302	0,7502	0,0503
0,6	0,9870			0,9488	0,8092	0,1693
0,7	0,9901			0,9610	0,8509	0,2787
0,8	0,9923			0,9695	0,8812	0,3771
0,9	0,9939			0,9755	0,9038	0,4642
1,0	0,9950			0,9801	0,9211	0,5403
b = 0,5		0,1	0,8043	0,5353	0,5	0,5
		0,2	0,9484	0,8339	0,5963	0,5
		0,3	0,9784	0,9221	0,7691	0,5
		0,4	0,9867	0,9497	0,8323	0,5
		0,5	0,9910	0,9651	0,8751	0,5251
		0,6	0,9935	0,9744	0,9046	0,5846
		0,7	0,9951	0,9805	0,9255	0,6393
		0,8	0,9962	0,9847	0,9406	0,6886
		0,9	0,9969	0,9878	0,9519	0,7321
		1,0	0,9975	0,9900	0,9605	0,7702

TABLA 11.3.3

$\theta_0 = \frac{\lambda}{R}$ $\Omega = D \cdot t / R$					
		0,2	0,4	0,8	2,0
b = 0,0	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0
	0,2	0,0	0,0	0,0	0,0
	0,3	0,3652	0,0	0,0	0,0
	0,4	0,5693	0,0	0,0	0,0
	0,5	0,6926	0,2111	0,0	0,0
	0,6	0,7715	0,3652	0,0	0,0
	0,7	0,8244	0,4808	0,0	0,0
	0,8	0,8614	0,5693	0,0	0,0
	0,9	0,8880	0,6382	0,1142	0,0
	1,0	0,9077	0,6926	0,2111	0,0
b = 0,5	0,1	0,5	0,5	0,5	0,5
	0,2	0,5	0,5	0,5	0,5
	0,3	0,6826	0,5	0,5	0,5
	0,4	0,7847	0,5	0,5	0,5
	0,5	0,8463	0,6055	0,5	0,5
	0,6	0,8858	0,6826	0,5	0,5
	0,7	0,9122	0,7404	0,5	0,5
	0,8	0,9307	0,7847	0,5	0,5
	0,9	0,9440	0,8191	0,5571	0,5
	1,0	0,9539	0,8463	0,6055	0,5

TABLA 11.3.4

propagarse a lo largo del frente, ya que ambos movimientos tienen velocidades comparables. Este argumento, no por simple menos válido, sugiere, una vez más, que diferencias significativas en la presión o en la iluminación sobre la superficie, son tolerables en este tipo de blancos.

11.4 ESTABILIDAD HIDRODINAMICA

El desarrollo de la implosión puede ser afectado por inestabilidades hidrodinámicas, en particular del tipo Rayleigh-Taylor, ya que en algunas etapas de la evolución la aceleración está inevitablemente dirigida desde el fluido menos denso hacia el más denso. Como ejemplos pueden mencionarse el frente de ablación durante el período de aceleración y la interfase burbuja-pared en la etapa de frenado. Estas situaciones favorecen la amplificación de pequeñas irregularidades, que siempre existen en los blancos, hasta niveles que podrían comprometer la eficiente compresión del núcleo.

De acuerdo con resultados publicados^[24], una perturbación superficial con longitud de onda λ_i y amplitud A , crece exponencialmente si $\frac{2\pi A}{\lambda_i} \ll 1$ y linealmente si $\frac{2\pi A}{\lambda_i} \approx 1$. De ello se desprende que las perturbaciones más nocivas, considerando el frente de ablación, son aquellas longitudes de onda comparables o mayores que el espesor de la cáscara rígida que rodea al combustible ($\lambda_i \gtrsim \Delta R$). En el caso de los blancos gruesos, como $\Delta R \approx R_e$, resulta: $\lambda_i \gtrsim R_e$.

Por otra parte, el tiempo que estas perturbaciones necesitan para llegar a interferir significativamente en la evolución del sistema, creciendo a partir de una amplitud A_0 , es:

$$t_r \gtrsim \sqrt{\frac{\Delta R}{a}} \ln \frac{\Delta R}{A_0}$$

donde se ha asumido una aceleración a constante. Si se solicita que este tiempo sea mayor que el tiempo de implosión (t_i) y se reemplaza a por una expresión aproximada $(-\frac{2}{\gamma_e - 1} \cdot \frac{P_\ell}{\rho_e R_e} \cdot \frac{t_i}{t_\ell})$, se obtiene:

$$A_0 \leq R_e \cdot e^{-\sqrt{t_i/t_\ell}}$$

lo que permite concluir, para los valores utilizados en el ejemplo del capítulo precedente ($t_i/t_\ell \approx 10$), que la implosión será exitosa en blancos cuya precisión constructiva sea mejor que el 4%; valor que de ninguna manera representa un obstáculo tecnológicamente insalvable.

Para un análisis detallado de la inestabilidad de la interfase se requieren modelos que describan la evolución del blanco y que escapen al espíritu del presente capítulo. Posteriormente (capítulo IV) se desarrolla un modelo aproximado que permite realizar dicho análisis. Puede adelantarse, sin embargo, que los blancos gruesos podrían ser inestables en las últimas etapas de la compresión, lo cual es explicable en función de la reducción de las dimensiones características del sistema y de la fuerte disminución de la velocidad de la superficie interna. Afortunadamente, esto ocurre cuando ya han sido prácticamente alcanzados los altos valores de densidad pretendidos.

11.5 COMPARACION CON LOS BLANCOS DELGADOS

Es de interés comparar el concepto de los blancos gruesos esbozado, con el más difundido concepto de los blancos delgados. Estos consisten esencialmente de una cáscara de radio relativamente grande ($R \approx 0,1 \div 1$ cm) y cociente de aspecto muy bajo ($\Delta R/R \approx 0,01$), compuesta por estratos de diversos materiales. El combustible se encuentra en estado sólido (como parte de la cáscara) o en forma gaseosa (contenido por ella) y su masa puede alcanzar una fracción impor-

tante de la masa total. La delgada pared se acelera en tiempos mucho menores que la duración de la implosión y la compresión del combustible se realiza gracias a la energía cinética acumulada.

Mucho antes de que se aclarasen las ventajas conceptuales del empleo de cáscaras delgadas^[29], se habían publicado resultados de experiencias numéricas para implosiones de blancos huecos^[24,25,27,28]. Sin embargo, la mayor parte de ellas se refieren a situaciones donde los aspectos más favorables, inherentes al concepto de los blancos delgados (bajos flujos de energía e independencia de la conformación temporal), se pierden parcial o totalmente. Por consiguiente, la comparación se efectuará con los parámetros de la primera propuesta publicada que reúne la totalidad de las ventajas mencionadas^[29], rescatando de otros autores los estudios de estabilidad de la implosión.

Dicha publicación contiene resultados numéricos para diversos casos entre los cuales se destaca una esfera de 0,3 cm de radio y 0,01 de cociente de aspecto, que contiene 2 mgr de DT y es irradiada con un pulso láser de 1 MJ de energía y 15 nseg de duración ($\phi_L \sim 10^{14}$ W/cm²). Con estos parámetros se obtienen densidades y temperaturas medias de 140 gr/cm³ y $5 \cdot 10^6$ °K, respectivamente, y valores de ρR del orden de 2 gr/cm²; condiciones que conducen a ganancias de energía comprendidas entre 160 y 320. Es útil mencionar que, en estos blancos, la combustión termonuclear se produce merced al efecto de una pequeña zona central más cálida y menos densa. Cabe destacar, además, que la carencia de datos sobre la estructura de los blancos presentados, no ha permitido reproducir estos resultados y, por consiguiente, verificarlos.

Este caso puede contraponerse con el ejemplo presentado en el capítulo anterior. Se obtienen las siguientes conclusiones:

i. Conformación temporal: ambos conceptos son prácticamente independientes de la forma temporal de la potencia láser y permiten el empleo de

pulsos con duración considerable (~ 10 nseg).

ii. Flujos de energía: la potencia depositada por unidad de superficie alcanza valores equivalentes, obteniéndose situaciones de interés term nuclear en el régimen de corona transparente ($\phi_e \leq 10^{14}$ W/cm²).

iii. Electrones supratérmicos: los blancos de paredes delgadas carecen del blindaje necesario para los electrones de alta energía producidos en la corona y se debe recurrir a capas de materiales especiales que aíslen el combustible, lo que complica el aspecto constructivo de aquellos. Los blancos gruesos, según se demostrara, no presentan este inconveniente.

iv. Homogeneización de la presión: aplicando los modelos elaborados precedentemente a los blancos delgados, puede observarse que los pequeños espesores en uso impiden un amortiguamiento importante de las diferencias de presión generadas sobre dimensiones apreciables. Este hecho, que no tiene lugar en los blancos gruesos, favorece el desarrollo de inestabilidades y el consiguiente deterioro de la compresión.

v. Estabilidad de la implosión: diversas publicaciones demuestran que los blancos delgados son intrínsecamente inestables y se propone como principio de solución reducir el período de aceleración^[24]. Esto implica, empero, disminuir la duración del tiempo láser y aumentar los flujos de energía. En otras publicaciones^[27] se indica que la estabilidad de la implosión sólo sería compatible con cocientes de aspecto mayores que 1/8 y variaciones relativas o inhomogeneidades de la presión aplicada menores que 10^{-4} , considerando compresiones cercanas a 10^4 , valores de ρR en torno a 3 gr/cm² y una potencia láser de $2,4 \cdot 10^{14}$ W. Estos requisitos son mucho más severos que los impuestos sobre los blancos gruesos.

En conclusión, los blancos gruesos reúnen la mayor parte de las ventajas de los blancos delgados y superan muchos de sus puntos débiles. Sin

embargo, antes de poder afirmar que las esferas de paredes gruesas son incuestionablemente más adecuadas para la fusión en confinamiento inercial, es necesario realizar numerosos estudios.

CAPITULO III

EL CODIGO NUMERICO

CAPITULO III

EL CODIGO NUMERICO

La complejidad de los fenómenos físicos que tienen lugar cuando un sólido es sometido a una presión impulsiva, originada en la deposición superficial de grandes cantidades de energía en cortos intervalos de tiempo, frecuentemente impide la resolución analítica de las ecuaciones fluidodinámicas de movimiento. Resulta indispensable, entonces, contar con un programa de cálculo que permita su integración numérica, espacial y temporal, y simule el proceso. En la actualidad, la casi totalidad de los laboratorios que trabajan en fusión por confinamiento inercial, emplean códigos similares destinados a simplificar el dimensionamiento de las experiencias y la interpretación de los resultados.

En este capítulo se presentan las ecuaciones que describen la dinámica, las ecuaciones de estado, los términos de interacción y el esquema de integración utilizado^[44,45]. El código así compuesto, ha sido utilizado en numerosas oportunidades, a través de las cuales se ha comprobado la confiabilidad de sus resultados. En particular, con este código se han procesado los casos a los cuales se hace referencia en el presente estudio sobre los blancos gruesos.

III.1 ECUACIONES FLUIDODINAMICAS

La integración de las ecuaciones generales que describen el movimiento de la materia irradiada con un pulso láser (leyes de conservación de la masa, del momento y de la energía), es prácticamente imposible, aún recurriendo a métodos numéricos. Para lograrlo, es necesario realizar algunas

hipótesis y aproximaciones que disminuyan la complejidad de las ecuaciones.

Teniendo en cuenta que los caminos libres medios son, en general, mucho menores que las dimensiones características del sistema y considerando el rango de temperaturas en juego (≥ 10 eV), corresponde desarrollar el modelo en el ámbito de la física del plasma (se cumple la condición de cuasineutralidad).

III.1.1 Especies de partículas constituyentes

El sistema contendrá, naturalmente, partículas de especies diversas. La primer suposición hecha, es que todas ellas pueden ser reunidas en cuatro grupos:

a) Los IONES, de cada sustancia que forma parte del sistema independientemente de la diferencia de masa y carga, se agrupan en una sola especie, con un número de masa y un número de carga medios (\bar{A} , \bar{Z}), termalizados localmente (T_i) y con una misma velocidad macroscópica (\vec{U}).

b) Los ELECTRONES, por su inercia significativamente menor que la de los iones, son considerados una especie distinta, con una temperatura (T_e) no necesariamente igual a T_i .

c) Los PRODUCTOS DE FUSION, los cuales, por poseer una función de distribución particular, no pueden ser agrupados en ninguna de las especies anteriores.

d) Los FOTONES, pues también ellos tienen características marcadamente diversas de las especies precedentes.

III.1.2 Inercia de los electrones

Ya que los electrones tienen una masa considerablemente menor que

la de los iones, alcanzarán el equilibrio hidrodinámico en tiempos ($\frac{1}{\omega_{pe}}$) muy inferiores a los que determinan la evolución ($\frac{1}{\omega_{pi}}$). Se ha despreciado, entonces, la influencia de la inercia de los electrones en la dinámica, así como su contribución a la masa. Como consecuencia, el modelo no tendrá en cuenta fenómenos tales como las ondas de plasma, y la densidad y la velocidad macroscópicas estarán determinadas por los iones.

III.1.3 Simetría

Los sistemas que serán simulados tienen, generalmente, simetría plana, cilíndrica o esférica. Considerando esto, es posible efectuar una simplificación importante utilizando un esquema unidimensional. Con esta aproximación, los procesos multidimensionales (como las inestabilidades de Rayleigh-Taylor) no serán representados por el modelo. El parámetro ν tendrá en cuenta la simetría considerada, adquiriendo sendos valores según sea plana (1), cilíndrica (2) o esférica (3).

III.1.4 Representación Lagrangeana

Con el objeto de simplificar el proceso de integración numérica, las ecuaciones son referidas a un sistema de coordenadas que se mueve con el elemento de fluido. Esto significa que:

$$U = \frac{\partial R}{\partial t}$$

donde R es el radio (o distancia al origen) que define la posición de la celda. Es común usar, en lugar de la coordenada espacial, una variable asociada con la masa que sea independiente del tiempo. Se ha elegido la siguiente definición^[46]

$$(S^v - S_1^v) \rho_{00} = v \int_{r_1}^r r'^{(v-1)} \cdot \rho_0(r') dr'$$

donde ρ_{00} es una constante de normalización, $\rho_0(r)$ es la densidad en cada punto, y r, r_1 son las coordenadas espaciales que delimitan un estrato de materia, en el instante inicial. La transformación reduce la masa contenida en tal estrato, a una celda limitada por S y S_1 . Obsérvese que, de acuerdo con lo pretendido, la variable S resulta independiente del tiempo.

III.1.5 Ecuaciones de estado

Según se verá más adelante, las ecuaciones de estado utilizadas permiten emplear dos variables (χ y χ_i), definidas como:

$$\chi = (\epsilon - \epsilon_c) / \rho^{2/3}$$

$$\chi_i = \epsilon_i / \rho^{2/3}$$

en lugar de las energías específicas total (ϵ) e iónica (ϵ_i). En las ecuaciones precedentes ρ representa la densidad y ϵ_c , la energía específica de los electrones a temperatura cero, producto de su degeneración. Las variables χ y χ_i son proporcionales a las entropías total e iónica, respectivamente.

III.1.6 Productos de fusión

Las partículas producidas en las reacciones de fusión transportan masa, momento y energía. Cuando estas magnitudes alcanzan niveles comparables con los existentes en el combustible, los efectos de los productos de fusión

sobre la dinámica del sistema cobran importancia. En una primera etapa, para reducir la complejidad de integración, se ha optado por despreciar tales efectos pese a que esta aproximación limita el rango de validez del modelo. En consecuencia, el autocalentamiento del combustible debido a la deposición de energía por parte de los productos de fusión no será contemplado por el modelo.

III.1.7 Ionización

La energía invertida en ionizar la materia no adquiere, en general, valores significativos respecto de la energía térmica, a menos que se utilicen materiales de alto Z. En pos de una relativa simplicidad de integración, se ha resuelto no contabilizar la energía de ionización.

III.1.8 Viscosidad electrónica

Debido a la diferencia en las masas de electrones e iones, a paridad de temperatura, los efectos viscosos de los electrones son poco importantes. Por esta razón se ha decidido no incluirlos en el código.

III.1.9 Interacción con la radiación

En el contexto de los fenómenos clásicos de absorción y emisión de fotones, los protagonistas más importantes son los electrones. Los únicos procesos de interacción con la radiación contemplados en este código, son la emisión por aceleración de electrones en el campo de los iones y la absorción por fenómenos colisionales coulombianos.

III.1.10 Ecuaciones resultantes

Haciendo uso de las hipótesis y aproximaciones enunciadas e integrando parcialmente la ecuación de continuidad, las ecuaciones del modelo pueden reducirse a:

$$\left. \frac{\partial R}{\partial t} \right)_S = U \quad (III.1.1)$$

$$\xi = \left. \frac{1}{\rho_{00}} \cdot \frac{\partial R^{\nu}}{\partial S^{\nu}} \right)_t \quad (III.1.2)$$

$$\left. \frac{\partial U}{\partial t} \right)_S = - \frac{1}{\rho_{00}} \left(\frac{R}{S} \right)^{\nu-1} \cdot \left. \frac{\partial}{\partial S} (P - \sigma_{//}) \right)_t + \frac{(\nu-1)}{R} \cdot \xi \cdot \Delta \sigma \quad (III.1.3)$$

$$\left. \frac{\partial X}{\partial t} \right)_S = \xi^{2/3} \cdot \sigma_{//} \cdot \left. \frac{\partial \xi}{\partial t} \right)_S - (\nu-1) \cdot \xi \cdot \Delta \sigma \cdot \left. \frac{\partial \ln R}{\partial t} \right)_S - \frac{1}{\rho_{00}} \left. \frac{\partial (R^{\nu-1} \cdot q_r)}{\partial S} \right)_t + \xi \cdot L \quad (III.1.4)$$

$$\left. \frac{\partial X_i}{\partial t} \right)_S = \xi^{2/3} \cdot \sigma_{//} \cdot \left. \frac{\partial \xi}{\partial t} \right)_S - (\nu-1) \cdot \xi \cdot \Delta \sigma \cdot \left. \frac{\partial \ln R}{\partial t} \right)_S - \frac{1}{\rho_{00}} \cdot \left. \frac{\partial (R^{\nu-1} \cdot q_{ri})}{\partial S} \right)_t + \xi Q_{ei} \quad (III.1.5)$$

$$\sigma_{//} = \frac{4}{3} \mu_i \left[\frac{1}{\xi} \left. \frac{\partial \xi}{\partial t} \right)_S - \frac{3}{2} (\nu-1) \frac{U}{R} \right] - \sigma_{art} \quad (III.1.6)$$

$$\Delta\sigma = 2 \cdot \mu_i \left[\frac{1}{\xi} \frac{\partial \xi}{\partial t} \right]_S - v \frac{U}{R} \quad (III.1.7)$$

donde los símbolos aún no definidos son:

- ξ : volumen específico
- P : presión total (incluyendo la contribución correspondiente al gas de electrones degenerados).
- $\sigma_{//}$: contribución del tensor de los esfuerzos en la dirección del radio.
- $\Delta\sigma$: diferencia entre las contribuciones paralela y ortogonal al radio.
- q_r, q_{ri} : flujo térmico radial, total e iónico, respectivamente.
- L : término de interacción con la radiación.
- Q_{ei} : término de intercambio energético entre electrones e iones.
- σ_{art} : viscosidad artificial para el tratamiento numérico de las discontinuidades fluidodinámicas.
- μ_i : viscosidad iónica.

III.2 TRANSPORTE Y COLISIONES

En esta sección se presentan las expresiones adoptadas para los coeficientes relacionados con los fenómenos de transporte, la transferencia colisional de energía entre electrones e iones, etc. En todos los casos se ha usado la aproximación clásica pese a que en plasmas degenerados estos términos pueden variar significativamente.

III.2.1 Flujo térmico

El transporte de energía por difusión ha sido incorporado en las ecuaciones a través de los términos q_r y q_{ri} , flujos térmicos total e iónico, respectivamente. Las expresiones, considerando la simetría, son:

$$q_r = q_{ri} + q_{re} = K_{thi} \cdot \left. \frac{\partial T_i}{\partial R} \right|_t + K_{the} \cdot \left. \frac{\partial T_e}{\partial R} \right|_t$$

$$q_{ri} = K_{thi} \cdot \left. \frac{\partial T_i}{\partial R} \right|_t$$

Según las aproximaciones clásicas, las conductividades iónica (K_{thi}) y electrónica (K_{the}) pueden estimarse como ^[35]:

$$K_{thi} = 3.28 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{3/2} \frac{k}{e^4 m_e^{1/2}} \frac{(k T_i)^{5/2}}{\bar{A}^{1/2} \bar{Z}^4 \ln \Lambda_i}$$

$$K_{the} = 20 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{3/2} \frac{k}{e^4 m_e^{1/2}} \cdot \frac{(k T_e)^{5/2}}{\bar{Z}_i^2 \ln \Lambda_e} \cdot \delta \cdot \epsilon$$

donde $\delta \cdot \epsilon$ son dos factores de corrección cuyo producto puede aproximarse por:

$$\delta \cdot \epsilon = \frac{0,4 \cdot \bar{Z}^{0,89}}{(3,25 + \bar{Z}^{0,89})}$$

mientras que $\ln \Lambda_i$ y $\ln \Lambda_e$ representan los logaritmos de Coulomb para las interacciones ión-electrón y electrón-electrón, respectivamente. Su definición habitual es [47]:

$$\ln \Lambda_{i,e} = \ln \left(\frac{r_{\max}}{r_{\min}} \right)_{i,e}$$

donde r_{\max} (r_{\min}) indica el parámetro de impacto máximo (mínimo) de la interacción. Para r_{\max} se ha adoptado la expresión de la distancia de apantallamiento

($\lambda_D = \left(\frac{\bar{A} \cdot m_p k T_e}{4\pi \bar{Z}_i e^2 \rho} \right)^{1/2}$) y para r_{\min} corresponde tomar el máximo entre

el valor clásico ($r_{\min i,e} = (\bar{Z}_i)_{i,e} \cdot \frac{e^2}{k T_e}$) y el valor cuántico

($r_{\min} = \frac{\hbar m_e^{1/2}}{2 (k T_e)^{1/2}}$). Por otra parte, e y m_e representan la carga y la masa

del electrón, respectivamente, y $\hbar (= \frac{h}{2\pi})$ es la constante de Planck.

Las limitaciones impuestas al flujo térmico por procesos tales como inestabilidad acústica iónica, saturación y campos magnéticos autogenerados, no han sido contemplados en la elaboración del modelo.

III.2.2 Viscosidad

Para la viscosidad iónica, incluida en las ecuaciones del acápite III.1.10, se ha adoptado la siguiente expresión [35]:

$$\mu_i = 0,96 \left(\frac{3}{4\sqrt{\pi}} \right) \cdot \frac{m_p^{1/2}}{e^4} \cdot \frac{\bar{A}^{1/2} (k T_i)^{5/2}}{\bar{Z}_i^4 \ln \Lambda_i}$$

Comparando ésta, con la correspondiente a la viscosidad electrónica:

$$\mu_e = 0,52 \left(\frac{3}{4\sqrt{\pi}} \right) \cdot \frac{m_e^{1/2}}{e^4} \cdot \frac{(k T_e)^{5/2}}{\bar{Z}_i^2 \ln \Lambda_e}$$

puede observarse que, a paridad de temperatura, los efectos viscosos de los electrones son despreciables frente a los de los iones.

III.2.3 Relajamiento electrón-ión

El tiempo característico de la transferencia colisional de energía entre electrones e iones está dado, en el límite clásico, como ^[35]:

$$t_{ei} = \frac{3}{4} \frac{m_p^2}{(8\pi m_e)^{1/2} e^4 \ln \Lambda_e} \cdot \frac{\bar{A}^2}{\bar{Z}_i^3} \cdot \frac{(k T_e)^{3/2}}{\rho}$$

Si se cumple que:

$$\frac{\alpha_c t_{ei}}{(1 + \alpha_c) \Delta t} < 1 ,$$

donde α_c es el cociente entre el calor específico de los electrones y el de los iones y Δt es el intervalo temporal considerado, el relajamiento es total y las magnitudes termodinámicas se evalúan a partir de la condición de temperaturas iguales ($T_e = T_i$). Si, por el contrario,:

$$\frac{\alpha_c t_{ei}}{(1 + \alpha_c) \Delta t} > 1 ,$$

la cantidad de energía transferida entre especies, por unidad de tiempo, puede estimarse como:

$$\xi Q_{ei} = C_{vi} \frac{(T_e - T_i)}{t_{ei}}$$

con C_{vi} calor específico, a volumen constante, de los iones.

El término α_c no tiene una expresión simple, sobretodo si se considera la degeneración del gas de electrones. Puede, empero, aproximarse por:

$$\alpha_c = (\gamma - 1) \frac{\bar{A} m_p \epsilon_e}{k T_e}$$

Con esta elección, el esquema de integración numérica utilizado es convergente en ambas situaciones o sea, relajamiento parcial o total.

III.2.4 Viscosidad artificial

Debido a las altas aceleraciones que sufre la materia durante la irradiación, es inevitable la aparición de ondas de choque. Para su tratamiento numérico se ha recurrido al procedimiento de Von Neumann que consiste en introducir un término viscoso artificial. Su expresión, teniendo en cuenta la simetría y el sistema de coordenadas lagrangeano, es^[46]:

$$\sigma_{art} = \begin{cases} \frac{(j \rho_0 \Delta S)^2}{\xi} \cdot \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 \cdot \left(\frac{\partial S}{\partial R} \right)^{2(\nu-1)} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right) < 0 \\ 0 & \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right) \geq 0 \end{cases}$$

donde ρ_0 representa la densidad en el instante inicial, ΔS es el espesor de la celda considerada (en la variable lagrangeana) y j es el número de estratos

que ocupará la onda de choque en la discretización numérica.

III.2.5 Eventos de fusión

Pese a que se ha despreciado la influencia de los productos de fusión sobre la evolución del sistema, se ha creído oportuno estimar el número de reacciones que tienen lugar. Para la reacción deuterio-deuterio, el número de eventos por unidad de volumen y de tiempo puede ser calculado mediante^[33]:

$$g_{DD} = 7,5 \cdot 10^{-20} \left(\frac{\rho}{\bar{A} m_p T_i^{1/3}} \right)^2 \exp \left\{ - \frac{4250}{T_i^{1/3}} \right\} \quad (\text{cgs, } ^\circ\text{K}) \quad (\text{III.2.1})$$

mientras que para la reacción Deuterio-Tritio^[48]

$$g_{DT} = 9,0 \cdot 10^{-16} \left(\frac{\rho}{2 \bar{A} m_p} \right)^2 \cdot 10^{\{-1,35 \cdot \left| \log \left(\frac{T_i}{8,08 \cdot 10^8} \right) \right|^{2,25}\}} \quad (\text{cgs, } ^\circ\text{K}) \quad (\text{III.2.2})$$

Teniendo en cuenta el desarrollo de las reacciones, el número de neutrones será en el primer caso, aproximadamente la mitad de los eventos y, en el segundo, prácticamente igual.

III.3 INTERACCION CON LA RADIACION

La interacción de la materia con la radiación requiere una consideración especial, pues, por una parte, la absorción de energía láser gobierna toda la dinámica y, por otra, la emisión puede representar un importante mecanismo de pérdida. De todos los procesos de interacción posibles se han considerado sólo aquellos debidos a aceleraciones coulombianas de electrones y no los procesos colectivos no-lineales, tales como la difusión Brillouin.

absorción resonante o fuerzas ponderomotrices. Si bien el término ξL de la ecuación (III.1.4) contiene tanto la absorción como la emisión, es conveniente tratar cada una por separado.

III.3.1. Absorción de la energía láser

Dado que el tiempo de tránsito de la luz en la corona es mucho menor que los tiempos característicos de la evolución, la deposición de la energía puede ser descripta por una ecuación de la forma:

$$\frac{dW}{dR} = - K_{\lambda} \cdot W \quad (\text{III.3.1})$$

donde W es la potencia transportada por la radiación incidente y K_{λ} es el coeficiente de absorción. Suponiendo que la absorción se realiza por transiciones libre-libre de los electrones, la expresión de K_{λ} se reduce a^[35]

$$K_{\lambda} = K_{\lambda 0} \frac{\delta^2}{\sqrt{1-\delta}}$$

con:

$$K_{\lambda 0} = 3 \left(\frac{2\pi}{3} \right)^{5/2} \frac{g_{ll} C_l e^2 m_e^{1/2} \bar{Z}_i}{(k T_e)^{3/2} \lambda^2}$$

$$\delta = \rho / \rho_c$$

y,

$$\rho_c = \frac{\pi C_l^2 m_p m_e}{e^2} \cdot \frac{\bar{A}}{\bar{Z}_i \lambda^2}$$

donde c_ℓ representa la velocidad de la luz en el vacío, ρ_c es la densidad crítica (para la cual el plasma se torna opaco a la radiación de longitud de onda λ) y $g_{\ell\ell}$ es el factor de Gaunt. Este factor, que junto con el término $\sqrt{1-\delta}$ tienen en cuenta el apartamiento de la teoría semi-clásica de Kramer, puede ser aproximado por ^[43]:

$$g_{\ell\ell} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \cdot B \left(\frac{hc_\ell/\lambda}{2kT_e} \right) \cdot \exp \left(\frac{hc_\ell/\lambda}{2kT_e} \right)$$

donde $B(x)$, es la función de Bessel modificada que puede ser estimada a través de las expresiones:

$$B(x) = \begin{cases} [\ln(2/x) - G_e] & 0 < x \leq 1/2 \\ \left(\frac{\pi}{2x}\right)^{1/2} \left[1 - \frac{1}{8x} + O\left(\frac{1}{x}\right) \right] \cdot \exp\{-x\} & 1/2 \leq x < \infty \end{cases}$$

con $G_e (= 0.5772)$ la constante de Euler.

III.3.2 Simulación de la deposición

En el régimen de corona transparente la absorción de energía se realiza a lo largo de un recorrido no despreciable y la ablación de la superficie del blanco es sumamente sensible a la forma como dicha energía se deposita. Por esta razón, se ha intentado una simulación más cuidadosa de la interacción entre la corona y la radiación láser a lo largo del trayecto de absorción. Se ha realizado una integración parcial de la ecuación (III.3.1) recurriendo a la discretización utilizada para la simulación numérica (descrita en un

parágrafo posterior). Suponiendo que la densidad varía linealmente dentro de cada celda mientras que el resto de las magnitudes termodinámicas permanecen aproximadamente constante se obtiene:

$$W_a = W_1 \left\{ K_{\lambda_0} \cdot q \cdot \left[\sqrt{1-\delta} \cdot (\delta^2 + 4/3 \delta + 8/3) \right] \right\}_{\delta_1}^{\delta_2}$$

donde W_a es la potencia absorbida en la celda y q es el coeficiente de la relación adoptada para la densidad y el radio ($R = q \cdot \delta + \delta$). El subíndice 1(2) indica que las magnitudes son evaluadas en el extremo de la celda por el cual entra (sale) la luz láser. La figura III.3.1 ilustra el esquema adoptado para la simulación de la deposición.

Cabe destacar que esta simulación de la absorción de la radiación representa una mejoría significativa respecto del tratamiento seguido en otros laboratorios. Este modelo, entonces, debería estar en condiciones de obtener resultados más precisos, especialmente en el régimen de corona transparente.

III.3.3 Pérdidas por radiación

En el presente modelo no ha sido considerado el transporte de la radiación y toda la energía emitida por un elemento de volumen resulta perdida por el sistema. Para el cálculo de la potencia específica (w_B) irradiada, se ha usado la teoría semiclásica de Kramer en la aproximación de Born^[35]:

$$w_B = \frac{64}{3} \frac{(2\pi k T_e)^{1/2} e^6}{h m_e^{3/2} m_p^2 c_\ell^3} \frac{\bar{Z}^3 \rho}{\bar{A}}$$

Con el objeto de considerar, al menos en parte, la reabsorción, se ha definido un umbral en la temperatura por debajo del cual las pérdidas

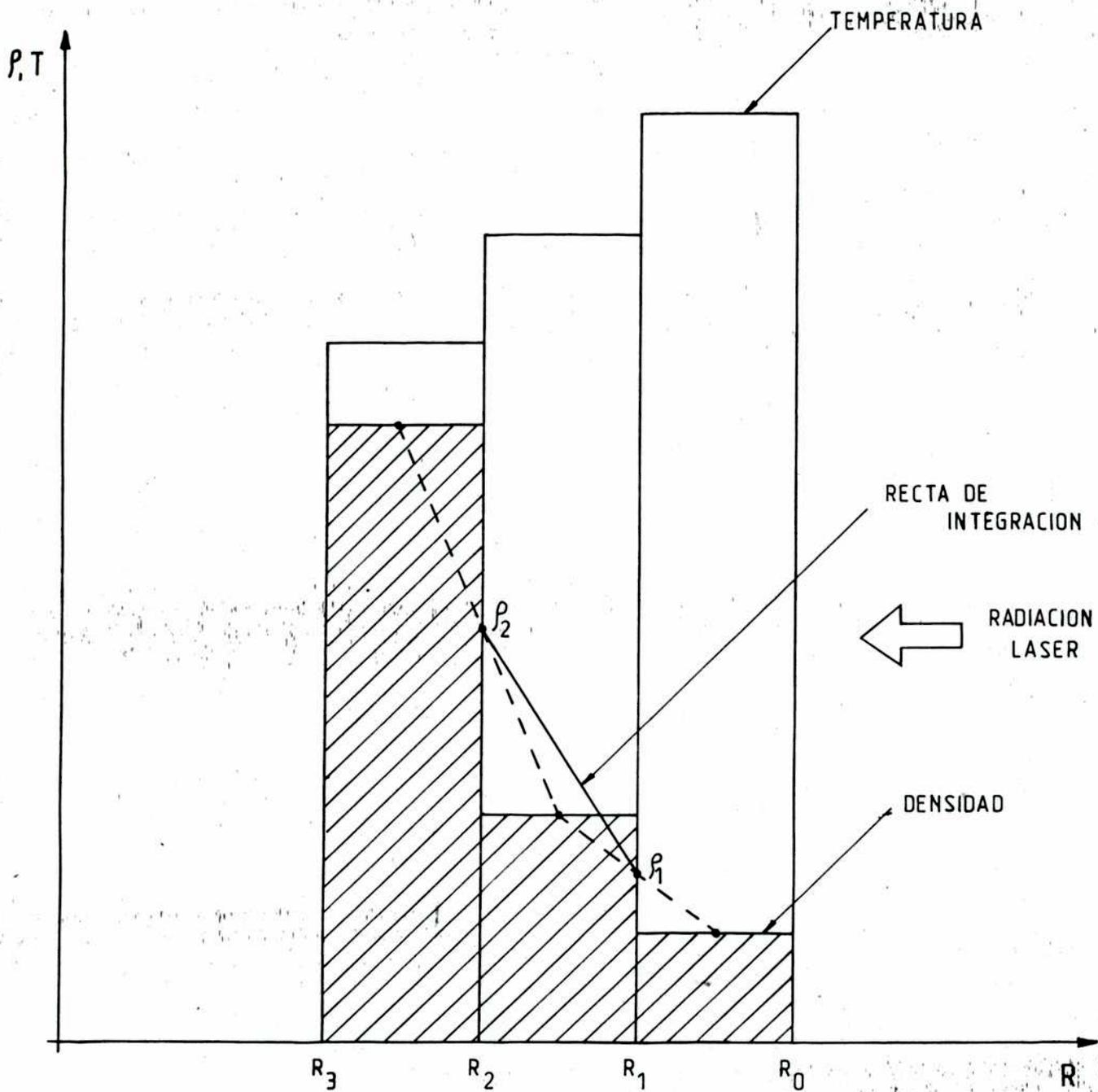


Figura III.3.1

por radiación son nulas. Este límite (T_{op}) está determinado por la condición que la celda se comporte como cuerpo negro^[49]:

$$T_{op} = 10^7 \left(\frac{\bar{Z}^3 \rho^2}{\bar{A}^2} \cdot \Delta l \right)^{2/7} \quad (\text{cgs, } ^\circ\text{K})$$

donde Δl es el espesor característico de la celda considerada.

La variable w_B contempla, entonces, la energía perdida por radiación y está contenida en el término ξL .

III.4 ECUACIONES DE ESTADO

Las ecuaciones presentadas en el parágrafo III.1 no son suficientes para describir el movimiento del fluido. Es necesario agregar las relaciones entre presiones, temperaturas y entropías, electrónicas e iónicas. En otras palabras, resulta imprescindible conocer las ecuaciones de estado de los iones y de los electrones.

III.4.1 Presión y temperatura iónica

Dado que la temperatura límite ($T_{di} = \frac{\hbar^2}{k} \cdot \frac{\rho^{2/3}}{(\bar{A} m_p)^{5/3}} \approx 750 \text{ } ^\circ\text{K}$,

$\rho \approx 1000 \text{ gr/cm}^3$, D T) por debajo de la cual los efectos de degeneración en un gas de iones comienzan a ser importantes, es rápidamente superada por los valores alcanzados durante la evolución de la materia, se ha supuesto que los iones se comportan como un gas maxwelliano perfecto. En consecuencia, para la temperatura y presión iónica se obtienen:

$$T_i = \frac{2}{3} \cdot \frac{\bar{A}_{m_p}}{k} \rho^{2/3} \chi_i$$

$$P_i = \frac{2}{3} \cdot \rho^{5/3} \chi_i$$

donde se ha asumido que el cociente de calores específicos de los iones es el de un gas ideal monoatómico ($\gamma = 5/3$).

III.4.2 Presión electrónica a temperatura cero

A diferencia de los iones, la temperatura límite de un gas de electrones ($T_{de} = \frac{\bar{A}_{m_p}}{m_e} \bar{Z}^{2/3} \cdot T_{di} \approx 3.5 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$) es comparable o superior a la obtenida durante algunas etapas del proceso de implosión. Se ha buscado, entonces, una ecuación de estado que describa adecuadamente su comportamiento.

Para lograr un mejor ajuste con los puntos experimentales publicados [50-53], se han diferenciado dos regiones dentro de las cuales se adoptaron representaciones distintas. En la primera, correspondiente a las presiones más bajas, se utiliza una expresión semiempírica dada por:

$$P_c = A_{es} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^{N+1} - 1 \right] + B_{es} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^N - 1 \right] \quad (\text{III.4.1})$$

donde ρ y ρ_s son las densidades actual y de la fase sólida, respectivamente, de la sustancia considerada mientras que A_{es} , B_{es} y N son tres constantes que se determinan en función de las condiciones en el punto de transición entre las regiones mencionadas y en el punto de presión cero ($\rho = \rho_s$).

La segunda región, en la que no se han publicado experiencias aún,

requiere un tratamiento totalmente teórico. El gas de electrones es representado, ahora, mediante el modelo de Thomas-Fermi-Dirac modificado por Salpeter y Zapolsky^[54], a temperatura cero. La expresión resultante para la presión es:

$$P_c = 9,524 \cdot 10^{13} \bar{Z}^{10/3} \left[\left(\frac{P}{3,886 \bar{A} \bar{Z}} \right)^{1/3} - \phi \right]^5 \text{ (cgs)}$$

donde $\phi (= 0,0721 + 0,0367 \bar{Z}^{-2/3})$ es un parámetro que tiene en cuenta las interacciones de largo alcance entre los electrones.

El punto de empalme entre las regiones fue escogido en:

$$P_{em} = 9,524 \cdot 10^{16} \phi^5 \bar{Z}^{10/3} \text{ (dyn/cm}^2\text{)}$$

$$\rho_{em} = 4,803 \cdot 10^2 \bar{A} \cdot \bar{Z} \phi^3 \text{ (gr/cm}^3\text{)}$$

y se corroboró posteriormente la bondad de esta elección con el ajuste de los puntos experimentales. Planteando las condiciones de continuidad para la presión y la velocidad del sonido en el punto (ρ_{em}, P_{em}) , se obtienen los parámetros de la ecuación (III.4.1) en términos de las características generales del material en estudio, tales como la densidad (ρ_s) y la velocidad del sonido (C_s) del estado sólido a presión y temperatura cero. Mediante una corrección del valor de C_s es posible optimizar el ajuste de los resultados de las experiencias publicadas.

En la Tabla III.4.1 se reúnen los valores de todos los parámetros asociados con las ecuaciones de estado para distintos materiales y la figura III.4.1 muestra el acuerdo existente entre los puntos experimentales y la

(cgs)	HIDROGENO	DEUTERIO	DEUTERIO TRITIO	POLIE-TILENO	CARBONO	DIOXIDO de CARBONO	VIDRIO PYREX	HIERRO	NIQUEL	PLATA	ORO
Z	1	1	1	2,67	6	7,33	10	26	28	47	79
A	1	2	2,5	4,67	12	14,67	20	56	59	108	197
P _{em}	$1,45 \times 10^{12}$	$1,45 \times 10^{12}$	$1,45 \times 10^{12}$	$1,58 \times 10^{13}$	$1,49 \times 10^{14}$	$2,68 \times 10^{14}$	$6,73 \times 10^{14}$	$1,28 \times 10^{16}$	$1,62 \times 10^{16}$	$8,43 \times 10^{16}$	$4,50 \times 10^{17}$
p _{em}	0,619	1,24	1,55	4,53	19,9	28,3	49,2	311,	350,	1026,	3042,
C _{em}	$2,21 \times 10^6$	$1,56 \times 10^6$	$1,40 \times 10^6$	$2,70 \times 10^6$	$3,95 \times 10^6$	$4,44 \times 10^6$	$5,34 \times 10^6$	$9,28 \times 10^6$	$9,83 \times 10^6$	$1,31 \times 10^7$	$1,76 \times 10^7$
p _s	0,0890	0,206	0,265	0,900	2,25	1,54	2,32	7,85	8,92	10,6	19,5
C _s	$1,58 \times 10^5$	$1,25 \times 10^5$	$1,18 \times 10^5$	$1,73 \times 10^5$	$4,54 \times 10^5$	$3,08 \times 10^5$	$3,29 \times 10^5$	$4,55 \times 10^5$	$5,08 \times 10^5$	$3,82 \times 10^5$	$3,44 \times 10^5$
N	4,744	4,972	4,976	5,886	3,623	3,234	3,198	2,883	2,852	2,709	2,703
A _{es}	$-5,62 \times 10^7$	$-9,39 \times 10^7$	$-1,11 \times 10^8$	$-8,78 \times 10^8$	$-9,58 \times 10^9$	$-1,36 \times 10^9$	$-2,02 \times 10^9$	$-6,42 \times 10^9$	$-9,98 \times 10^9$	$-2,30 \times 10^9$	$-2,09 \times 10^9$
B _{es}	$5,38 \times 10^8$	$7,59 \times 10^8$	$8,71 \times 10^8$	$5,58 \times 10^9$	$1,40 \times 10^4$	$4,69 \times 10^{10}$	$8,14 \times 10^{10}$	$5,72 \times 10^{11}$	$8,19 \times 10^{11}$	$5,77 \times 10^{11}$	$8,56 \times 10^{11}$

TABLA III.4.1

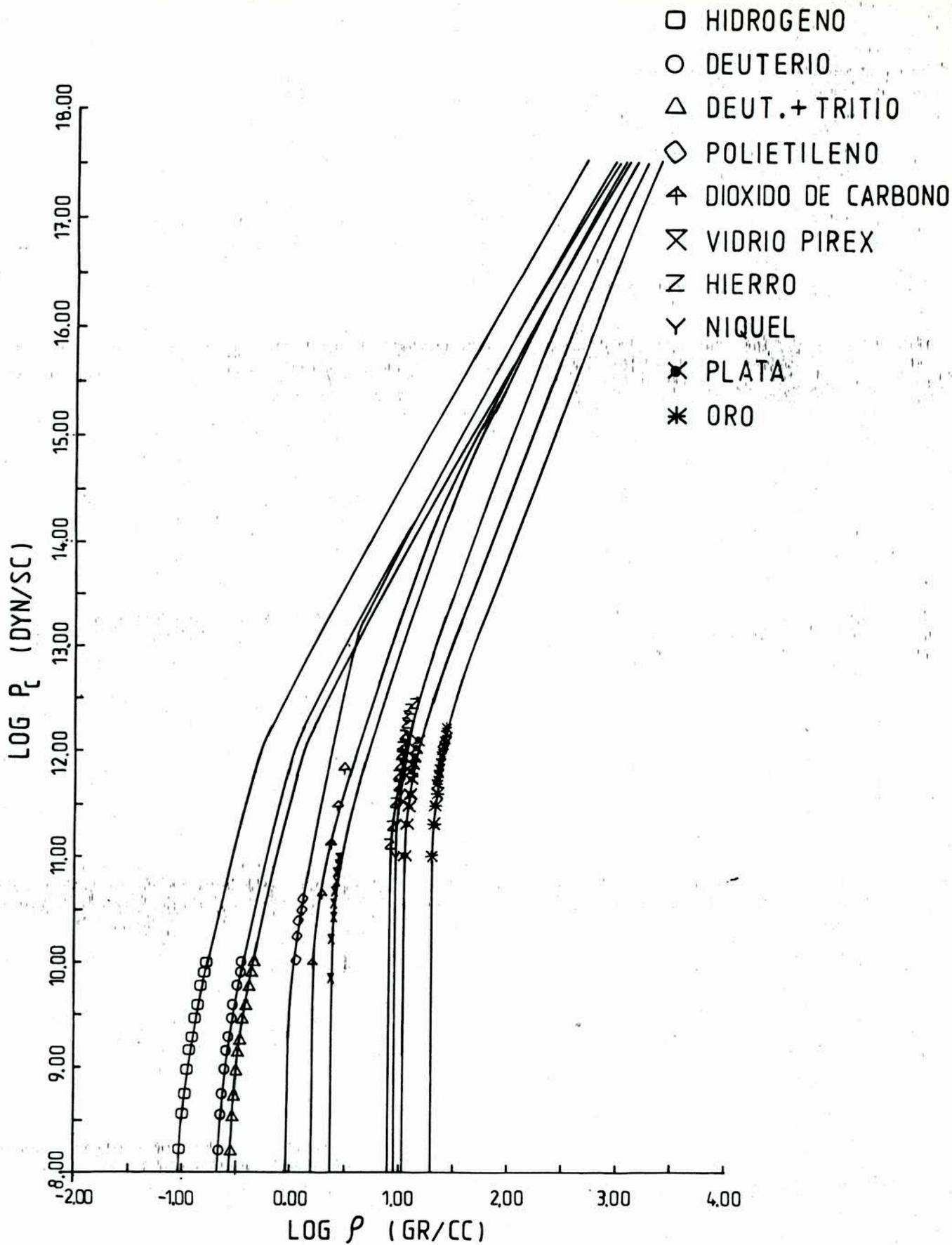


Figura III.4.1

función $P_c(\rho)$ utilizada.

III.4.3 Energía a temperatura cero

Para calcular la energía contenida en la materia, (debido a la degeneración de los electrones) basta recordar que, a temperatura constante, se cumple la relación:

$$d\epsilon_c = -P_c d\xi$$

Integrando esta ecuación se obtiene:

$$\epsilon_c = \frac{A_{es}}{N \rho_s} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^N - 1 \right] + \frac{B_{es}}{(N-1) \rho_s} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^{N-1} - 1 \right] + \frac{A_{es} + B_{es}}{\rho_s} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^{-1} - 1 \right] \quad \rho \leq \rho_{em}$$

$$\epsilon_c = \epsilon_c(\rho_{em}) + [\epsilon_c(\rho) - \epsilon_c(\rho_{es})] \quad \rho > \rho_{em}$$

donde se ha utilizado que:

$$\epsilon_c(\rho) = \epsilon_f(\rho) \cdot \left\{ 1 - 10 \zeta + \frac{20}{3} \ln \rho \cdot \zeta^2 + 20 \cdot \zeta^3 - 5 \zeta^4 + \frac{2}{3} \zeta^5 \right\}$$

con las siguientes definiciones:

$$\epsilon_f(\rho) = 0,3 \left(\frac{h^2}{m_e m_p^{5/3}} \right) \cdot \left(\frac{3}{4\pi g_f} \right)^{2/3} \cdot \left(\frac{\bar{Z} \cdot \rho}{\bar{A}} \right)^{2/3} \cdot \frac{\bar{Z}}{\bar{A}}$$

$$\zeta(\rho) = \left(\frac{3,886 \cdot \bar{A} \cdot \bar{Z}}{\rho} \right)^{1/3} \cdot \phi$$

En estas ecuaciones ϵ_c y ϵ_f representan las energías específicas de la materia a temperatura cero y de Fermi, respectivamente, y g_f es un factor de corrección

que para los electrones vale aproximadamente 2,

III.4.4 Presión y energía térmicas

Si se tienen en cuenta los efectos térmicos, un gas que cumple con la estadística de Fermi satisface la ecuación [55]:

$$\epsilon_e = \epsilon_f \psi(Y) \quad (III.4.3)$$

con

$$\psi = \frac{2}{3} Y \frac{F_{3/2}(Y)}{F_{1/2}(Y)} \quad (III.4.4)$$

e

$$Y = \frac{3}{2} \cdot \frac{\bar{Z}}{\bar{A}_{mp}} \cdot \frac{k T_e}{\epsilon_f}$$

La variable Y representa el cociente entre la energía térmica de un gas ideal y la de Fermi. Por otra parte, las funciones $F_{3/2}$ y $F_{1/2}$ son las integrales de Fermi-Dirac.

Para simplificar el cálculo, la función $\psi(Y)$ y su inversa $Y(\psi)$, han sido aproximadas por las expresiones analíticas:

$$\psi = \frac{1 + a Y^2 + b Y^3 + c Y^4 + d Y^5}{1 + (a - \frac{\pi^2}{15}) Y^2 + b_1 Y^3 + d Y^4} \quad (III.4.5)$$

$$Y = \sqrt{\psi(\psi - 1)} \cdot \frac{\psi^3 + a_2 \psi^2 + b_2 \psi + c_2}{\psi^3 + a_3 \psi^2 + b_3 \psi + c_3} \quad (III.4.6)$$

cuyos coeficientes son determinados de manera de lograr un buen ajuste con (III.4.4).

III.4.5 Correcciones de volumen

Cuando la densidad de la materia se aproxima a la del sólido, el comportamiento del gas se aleja del previsto por la estadística de Fermi. Dicho apartamiento ha sido tenido en cuenta modificando las ecuaciones y llevándolas a las expresiones siguientes:

$$\psi(Y) = \frac{(\epsilon_e - \epsilon_c)}{\epsilon_f} + 1 = \frac{\rho^{2/3} (\chi - \chi_i)}{\epsilon_f} + 1 \quad (III.4.5)$$

$$P_e = P_c(\rho) + \frac{2}{3} \rho (\epsilon_e - \epsilon_c) = P_c(\rho) + \frac{2}{3} \rho^{5/3} (\chi - \chi_i) \quad (III.4.6)$$

Estas ecuaciones sumadas a las (III.4.5) y (III.4.6) permiten calcular la temperatura y la presión electrónicas como función de la energía específica (o de las variables χ y χ_i) y viceversa. Cabe destacar que la ecuación (III.4.6) es una expresión particular de la ecuación de Mie-Gruneisen ^[53].

III.4.6 Cociente de calores específicos

El cociente de calores específicos de la materia es una característica importante en las experiencias de implosión, especialmente porque se encuentra estrechamente vinculado con la compresibilidad. Se ha creído oportuno incluir la expresión de este cociente:

$$\gamma = \frac{5}{3} \frac{1 + \frac{3}{5} Z \frac{d\psi}{dY} \left(1 + \frac{2}{3} \left[\frac{\partial \ln P_e}{\partial \ln \rho} \right]_{T_e} \right)^{-1}}{\left(1 + Z \frac{d\psi}{dY} \right)}$$

Observese que, si bien el gas de electrones y el gas de iones tienen cocientes iguales a 5/3, el γ correspondiente a la materia depende de las condiciones termodinámicas y difiere del valor mencionado. Puede notarse, además, que en los casos extremos, gas totalmente degenerado ($Y = 0$) y gas ideal ($Y = \infty$), se recupera el valor 5/3.

III.5 CODIGO NUMERICO

Las ecuaciones presentadas en la sección III.1, junto con las expresiones para los términos L , Q_{ei} , etc., deben ser integradas numéricamente. Para ello se ha desarrollado un programa de cálculo que utiliza un esquema en diferencias finitas para tratar las ecuaciones.

Las expresiones provistas por el modelo tienen como variables independientes el tiempo (t) y el espacio (S) y la integración debe realizarse sobre ambas. En el caso del espacio se recurre a una discretización del blanco en celdas o estratos definidos por valores enteros de la variable S . Para la evolución temporal, en cambio, se emplea un avance discreto del tiempo, con paso variable. El intervalo a utilizar es computado en cada ciclo como el mínimo entre los diversos tiempos característicos involucrados (por ejemplo, los relacionados con el flujo térmico, la velocidad de las perturbaciones en el medio, la velocidad relativa entre celdas vecinas, la emisión de radiación, etc.) y multiplicado por un factor menor que la unidad para garantizar su

valor relativo. El cálculo de las variables avanzadas en el tiempo utiliza sólo las magnitudes en el instante precedente.

El criterio adoptado para la definición de las variables distingue a estas en dos tipos:

- Variables cinemáticas o asociadas con la superficie, tales como el radio, la velocidad o el flujo térmico.

- Variables termodinámicas o relacionadas con el volumen, como la densidad, la temperatura, etc.

En el primer caso se definen las variables en los extremos de la celda, mientras que en el segundo se lo hace en el centro de la misma, es decir, en un punto caracterizado por un valor semientero de S .

En la figura III.5.1, se ilustra el esquema usado. La letra i indica el paso temporal i -ésimo, de forma que $t_i = \sum_{\ell=0}^i \Delta t_{\ell}$, y la letra j representa los valores enteros de S .

III.6 RESULTADOS

A manera de conclusión y para ilustrar el funcionamiento del código, se presenta uno de los casos más significativos procesados, correspondiente a una de las experiencias proyectadas en el Laboratorio Fusione Laser (CNEN-Frascati, Italia) y que se refiere a un blanco de la clase denominada de cáscara delgada.

El blanco es una esfera de vidrio de $260\mu\text{m}$ de radio con una pared de $2,6\mu\text{m}$ de espesor. El interior contiene Deuterio a una presión de 1 atm. La irradiación se realiza con un láser de neodimio ($\lambda_{\mu} \approx 1,06\mu\text{m}$) cuya potencia varía en el tiempo con una ley que, por simplicidad, se aproximó con una función gaussiana truncada en sus extremos a $0,14$ de su valor de pico. La duración del pulso es de $4,73\text{nseg}$ y la energía total, 250J . Se han usado 30

□ RADIO, VELOCIDAD, FLUJO TERMICO

* DENSIDAD, PRESION, TEMPERATURA, ENERGIA

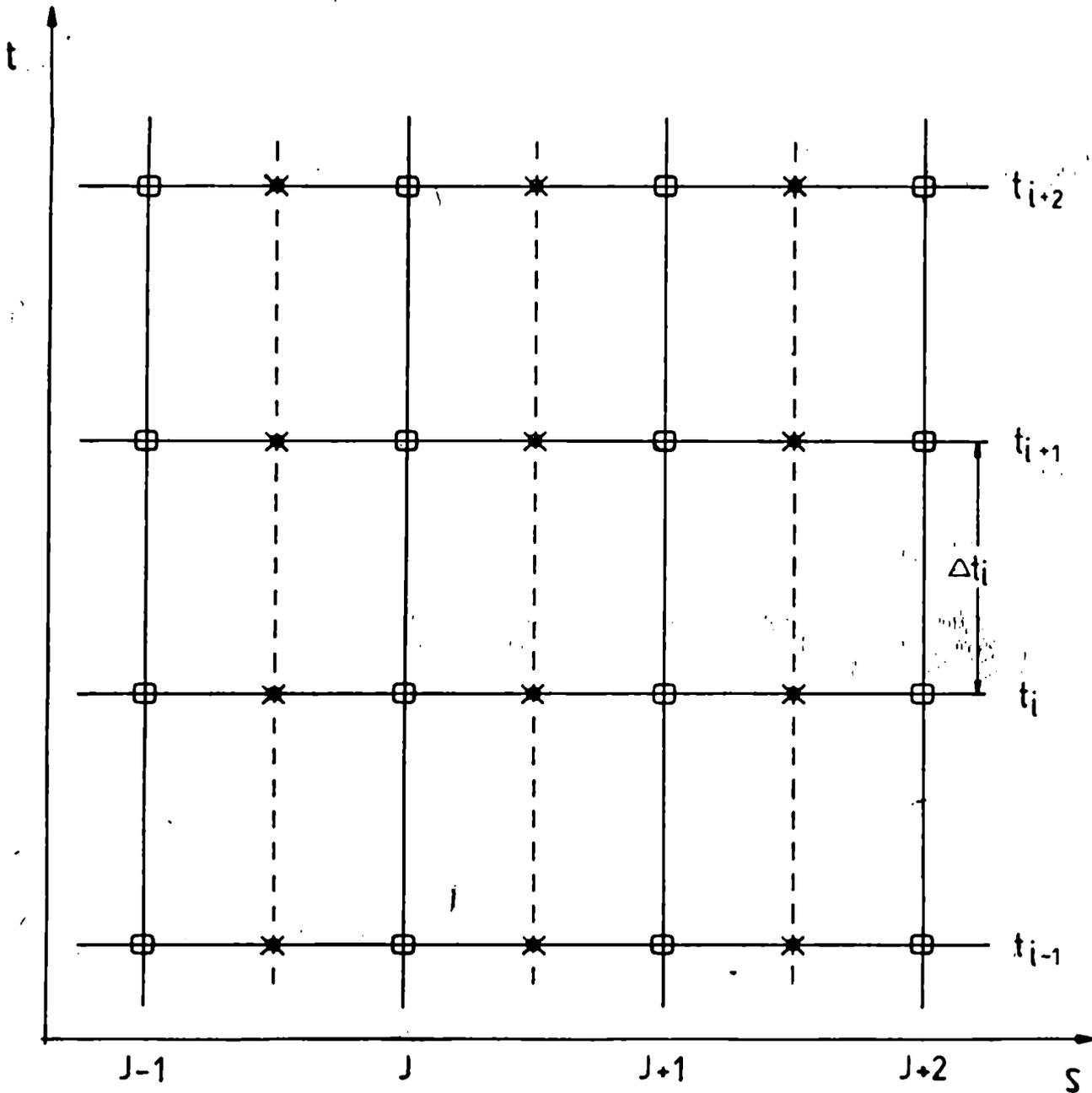


Figura III.5.1

estratos para describir el combustible, 30 para la masa intermedia y un número igual para la masa consumida durante la ablación. Ya que, según especificaciones, los blancos provistos contienen residuos de anhídrido carbónico (0,3 atm), se ha considerado útil procesar un segundo caso con 1,95 atm de deuterio contaminado, que debería producir un número de neutrones similar al caso original.

Los resultados más importantes de ambas simulaciones se resumen en la tabla III.6.1. Puede observarse que la presencia del CO₂ no modifica significativamente el tiempo de implosión, corroborando la hipótesis que el gas contenido en la esfera no ejerce mayor influencia sobre la inercia del blanco. Sin embargo, la temperatura final sufre una fuerte reducción ya que, por una parte, la energía debe distribuirse sobre una masa mayor y, por otra, el dióxido de carbono aporta una cantidad superior de electrones al medio.

Ya que la irradiación se realiza con bajos flujos de potencia ($\phi_{\lambda} \approx 10^{14}$ W/cm²), se puede suponer que la absorción es clásica. Además, el número de eventos de fusión y el valor de la densidad no alcanzan niveles significativos por lo que la deposición de energía por los productos puede despreciarse.

En la figura III.6.1 se muestran los perfiles radiales de la presión, la densidad y las temperaturas, iónica y electrónica, para tres instantes típicos de la evolución del blanco; uno corresponde a las fases iniciales el siguiente al momento en que la masa tiene la máxima energía cinética dirigida hacia el centro y el tercero a la máxima compresión del combustible. Pueden apreciarse en ella, detalles como la formación de la corona, con una mayor temperatura electrónica, la evolución de la onda de choque, que afecta especialmente a los iones, y la zona central de menor densidad y mayor temperatura rodeada por una región más fría y densa, que aparece en el instante de la máxima

	D_2	$D_2 + CO_2$	UNIDADES
TIEMPO DE IMPLOSION (t_i)	5,14	5,31	nseg
ρ_{MAX}	0,69	7,80	gr/cm ³
ρR	4,61	7,95	$\times 10^{-3}$ gr/cm ³
TEMPERATURA IONICA	1,16	0,36	KeV
TEMPERATURA ELECTRONICA	1,15	0,36	KeV
EVENTOS DE FUSION	26,5	1,2	$\times 10^7$
VELOCIDAD DE COMPRESION	8,52	8,36	$\times 10^6$ cm/seg
ρ_{inic}	1,67	8,09	$\times 10^{-4}$ gr/cm ³
ρ_s	0,206	1,746	gr/cm ³

TABLA III.6.1

TIEMPO = 2.36 nseg
ENER = 125 JOULE

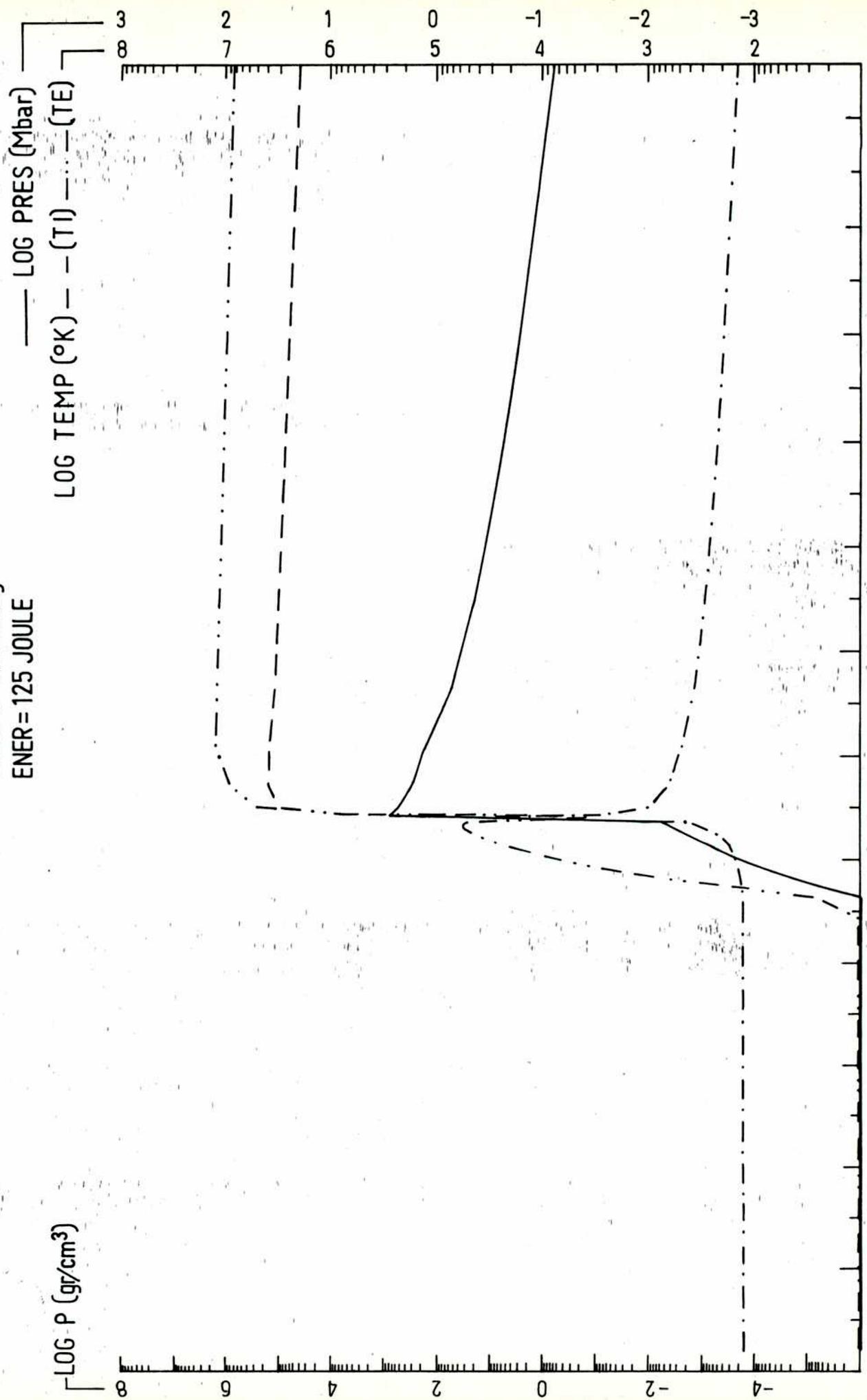


Figure III 6 1

TIEMPO=378 nseg
ENER = 239 JOULE

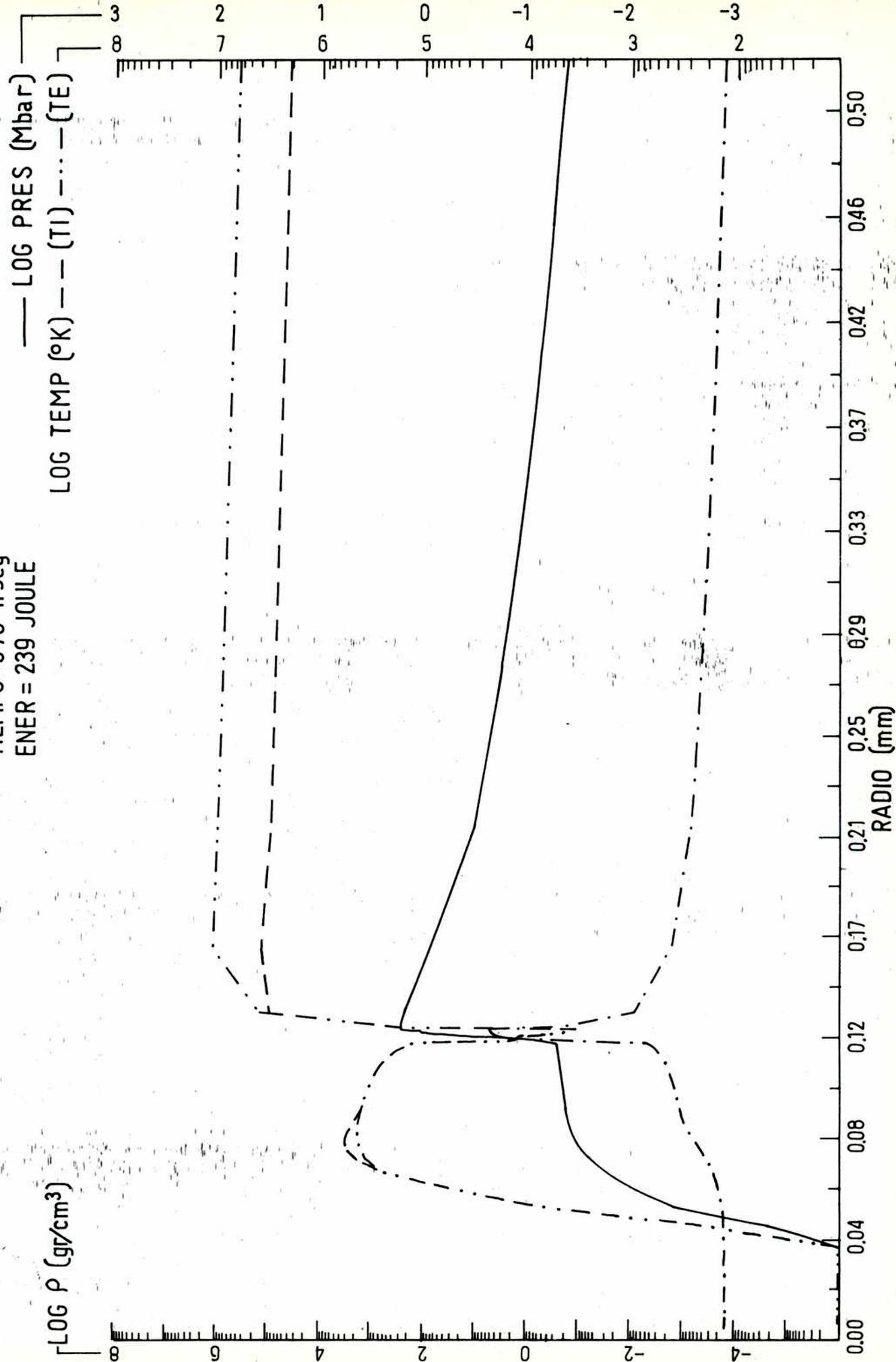


Figura III 6 1b

TIEMPO = 5.14 nseg
ENER = 250 JOULE

LOG P (gr/cm³)

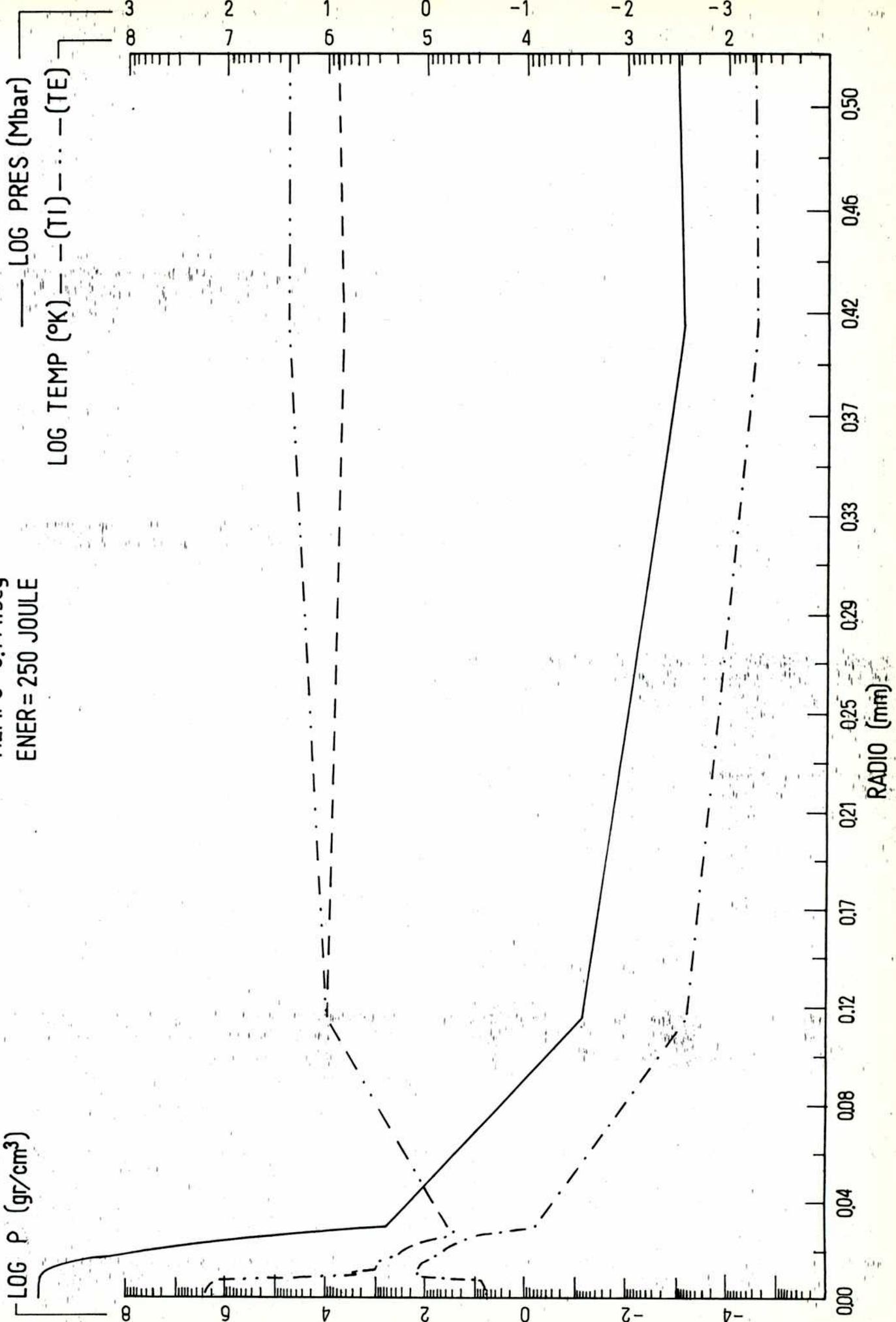


Figura III 6 1c

compresión y es característica de este tipo de blancos. La figura III.6.2 presenta dichos perfiles, en los mismos instantes, pero con una escala radial ampliada 20 veces y centrada en el máximo de la densidad. En ella pueden observarse algunas estructuras en la corteza de vidrio.

La coherencia de estos resultados y la de los numerosos casos procesados [44,45], que por cuestiones de extensión no se presentan, permiten afirmar que el funcionamiento del código es adecuado y que la confiabilidad de los valores obtenidos es razonable.

Por último, puede mencionarse que la simulación del caso utilizado como ejemplo en el capítulo I, arrojó los siguientes resultados:

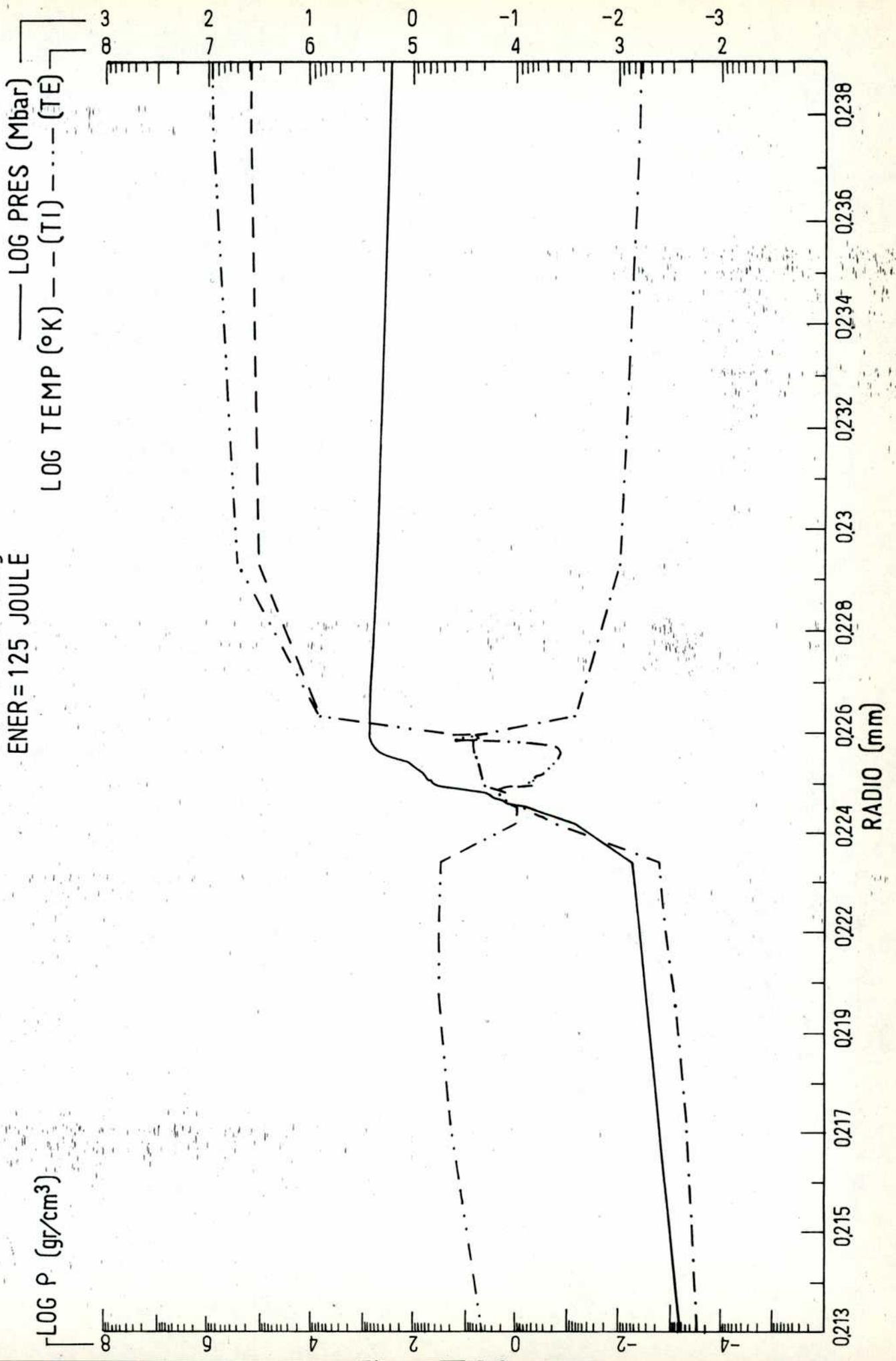
$$\rho^* \approx 445 \text{ gr/cm}^3$$

$$T^* \approx 1,04 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$$

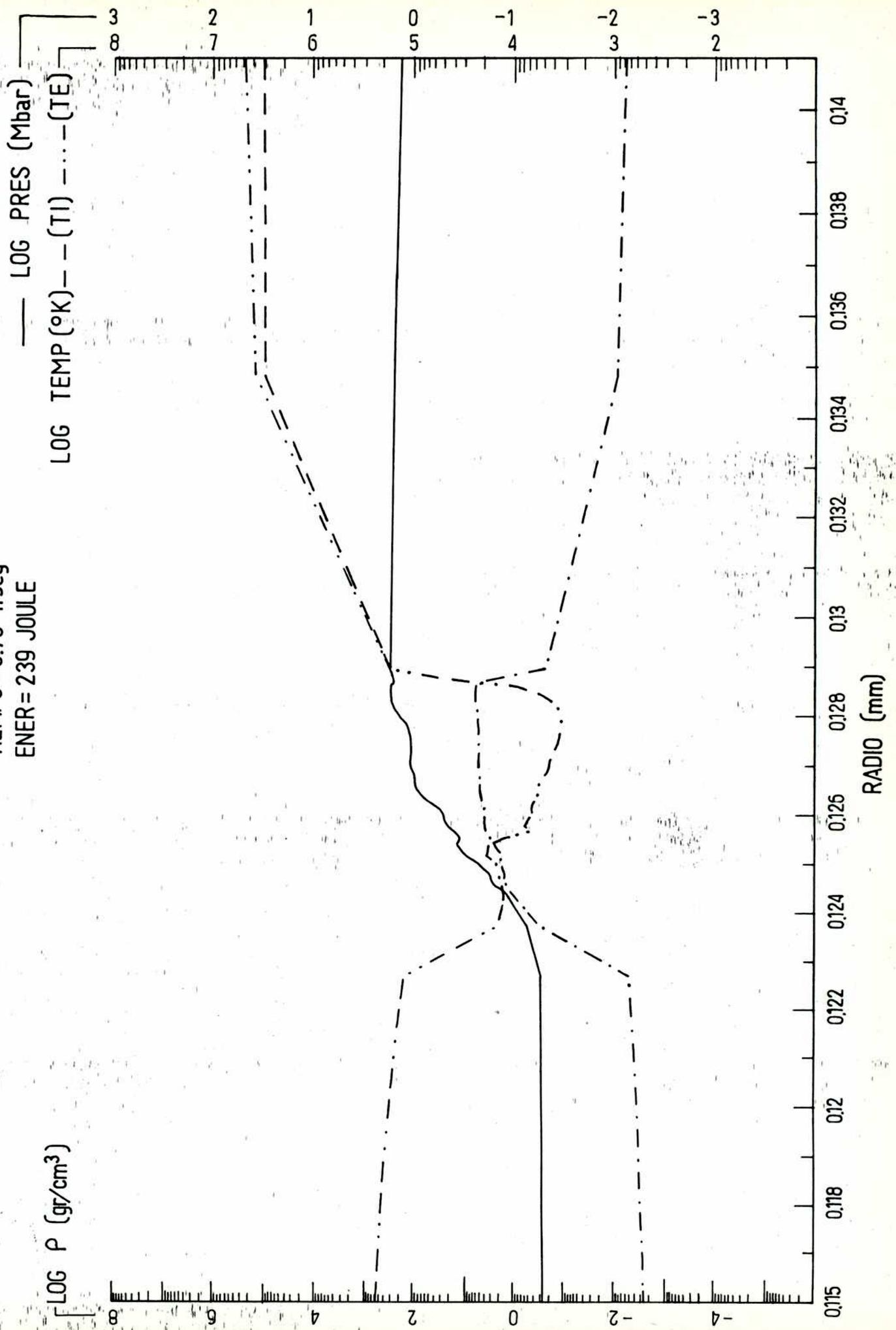
$$\rho R^* \approx 0,51 \text{ gr/cm}^2$$

que difieren en forma poco importante de los valores obtenidos en precedencia (acápite 1.3.4). Un análisis más detallado se expondrá más adelante.

TIEMPO=2.36 n seg
ENER=125 JOULE



TIEMPO = 3.78 nseg
ENER = 239 JOULE

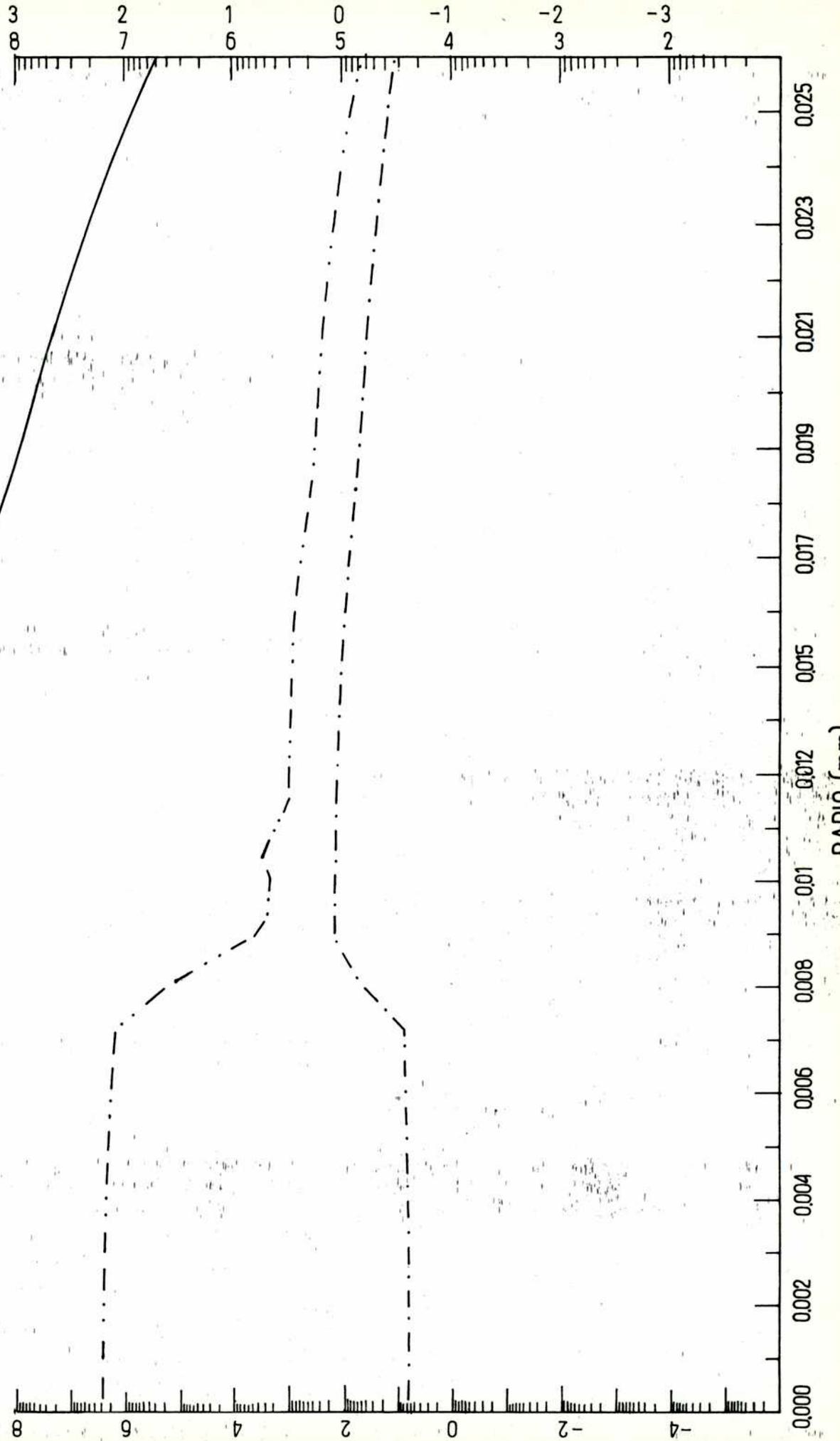


TIEMPO = 5.14 nseg
ENER = 250 JOULE

LOG P (gr/cm³)

LOG PRES (Mbar)

LOG TEMP (°K) -- (TI) - - - (TE)



CAPITULO IV

EL MODELO ANALITICO

CAPITULO IV

EL MODELO ANALITICO

Cabe recalcar, aún a riesgo de resultar reiterativo, la importancia de los modelos analíticos aproximados como herramientas para la comprensión de los procesos físicos bajo estudio. Además, ellos son particularmente útiles en la determinación, rápida y simple, de los rangos de interés para los parámetros de los sistemas "blancos gruesos + irradiación" (BGI). De este modo se delimita la zona de valores donde aplicar modelos y códigos numéricos más complejos y precisos pero, también, más dispendiosos, especialmente en horas de cálculo.

En el capítulo I se describió la fenomenología que presumiblemente se produciría a consecuencia de la irradiación de un blanco grueso y se obtuvieron relaciones semicuantitativas entre las condiciones termodinámicas finales y los parámetros del sistema BGI. Por otra parte, se dejó constancia que las conclusiones son válidas sólo si los materiales pueden ser considerados como gases ideales. En este capítulo se intentará avanzar más en la formulación de un modelo analítico, considerando algunos aspectos del comportamiento real de la materia, mediante una aproximación seminumérica, y utilizando una descripción más precisa del colapso de la burbuja.

Es posible, merced a esta nueva versión del modelo, estimar el número de reacciones de fusión producido. Para ello, empero, es necesario suponer que el autocalentamiento del combustible, originado por la parcial deposición de la energía liberada, es despreciable. Esta hipótesis, si bien afecta la precisión del número obtenido, no disminuye la utilidad de este valor como factor de mérito para la elección de un sistema BGI. A diferencia del

código de simulación, el modelo permite el estudio de la estabilidad de la implosión. Ello ha permitido determinar la máxima amplitud tolerable para las perturbaciones sobre la superficie de la burbuja y las frecuencias espaciales más destructivas para la compresión.

IV.1 OBTENCION DE LAS ECUACIONES

El nuevo modelo puede ser desarrollado en base a la descripción fenomenológica del capítulo I, siguiendo un esquema similar al utilizado previamente. Se han conservado algunas hipótesis de la versión anterior del modelo, tales como las condiciones dejadas por el transitorio en la burbuja o la expresión de la presión externa (P_ℓ) en el régimen de corona transparente, por considerar difícil o innecesario mejorar el tratamiento de ambas.

IV.1.1 La onda de choque

En un intento por representar más fielmente el comportamiento de la materia afectada por la discontinuidad hidrodinámica, sin abandonar el objetivo de obtener un modelo simple, se ha recurrido a un análisis dimensional y a un posterior ajuste numérico.

Es posible, en este contexto, estimar las magnitudes $P_{ch}(R_{ch})$ y $V_{ch}^2(R_{ch})$ (ver ecuaciones (1.3.4) y (1.3.5)) por las relaciones:

$$P_{ch}(R_{ch}) \approx P_\ell \cdot f(\eta) \cdot \left(\frac{R_e}{R_{ch}} \right)^{\alpha_1} \quad (IV.1.1)$$

$$V_{ch}^2(R_{ch}) \approx \frac{P_\ell}{\rho_e} \cdot g(\eta) \cdot \left(\frac{R_e}{R_{ch}} \right)^{\alpha_2} \quad (IV.1.2)$$

donde f y g son funciones adimensionales calculables, en principio, sólo numéricamente mientras que η es la única combinación adimensional no trivial que puede formarse con los parámetros involucrados (P_ℓ , ρ_e , R_e y t_e) y tiene la siguiente expresión:

$$\eta \approx \frac{P_\ell}{\rho_e} \cdot \left(\frac{t_e}{R_e} \right)^2$$

Dentro del espíritu analítico aproximado de este modelo, se ha asumido una forma de potencias para las funciones f y g :

$$f \sim \eta^{\beta_1}$$

$$g \sim \eta^{\beta_2}$$

Reemplazando estas definiciones en las ecuaciones (IV.1.1) y (IV.1.2) y utilizando las expresiones P_ℓ y ϕ_ℓ , resulta:

$$P_{ch}(R_{ch}) \approx C_1 \frac{E_\ell^{7(\beta_2+1)/9} t_\ell^{(11\beta_2-7)/9}}{a^{(\beta_1+1)/9} R_e^{(11\beta_1+5)/3} \rho_e^{\beta_1}} \left(\frac{R_e}{R_{ch}} \right)^{\alpha_1} \quad (IV.1.3)$$

$$V_{ch}^2(R_{ch}) \approx C_2 \frac{E_\ell^{7(\beta_2+1)/9} t_\ell^{(11\beta_2-7)/9}}{a^{(\beta_2+1)/9} R_e^{(11\beta_2+5)/3} \rho_e^{(\beta_2+1)}} \left(\frac{R_e}{R_{ch}} \right)^{\alpha_1} \quad (IV.1.4)$$

Las incógnitas α_1 , α_2 , β_1 , β_2 , C_1 , C_2 dependen esencialmente de las característi-

cas del material y de la geometría. Para resolverlas se ha recurrido al cálculo numérico utilizando como blanco patrón una esfera maciza de carbono de 250 μm de radio. Se ha supuesto que la irradiación es producida con pulsos laser de longitud de onda 1,06 μm , cuya potencia varía según una ley gaussiana en el tiempo y tienen una duración (a mitad de altura) de 1,9670 nseg. Se han realizado diversas simulaciones con pulsos de energías que van desde los 100 a los 1000 J y los valores de P_{ch} y V_{ch}^2 obtenidos han sido graficados en función del radio (ver figuras IV.1.1 y IV.1.2). Se han incluido en estos gráficos, las fectas empleadas para definir f , g , α_1 , α_2 , cuyos valores aparecen en la Tabla IV.1.1 y han sido utilizados para definir C_1 , C_2 , β_1 y β_2 . En las figuras IV.1.1 y IV.1.2 puede observarse claramente el ingreso de la onda de choque en el régimen autosimilar ($R_e/R_{\text{ch}} \approx 2,5$) y su posterior apartamiento debido a la interacción con las primeras estribaciones reflejadas en el centro de simetría (ya que, por cuestiones numéricas, la discontinuidad tiene un espesor finito).

Debe notarse que los resultados obtenidos son válidos mientras se emplee carbono. Si se desea utilizar otro material, bastará realizar pocas y simples simulaciones para reajustar los mencionados valores al nuevo caso.

Por último, es útil destacar que se ha procesado el código numérico con pulsos láser de diversa forma temporal, pero igual energía y duración, observándose una variación poco significativa en los resultados.

IV.1.2 Transitorio y condiciones iniciales para el colapso

De acuerdo con lo mencionado en el acápite 1.3.1, un tratamiento exacto de los fenómenos que siguen al arribo de la discontinuidad sobre la interfase cáscara-combustible, resulta sumamente complejo y, casi con certeza, está fuera del alcance de cualquier modelo analítico. Una descripción

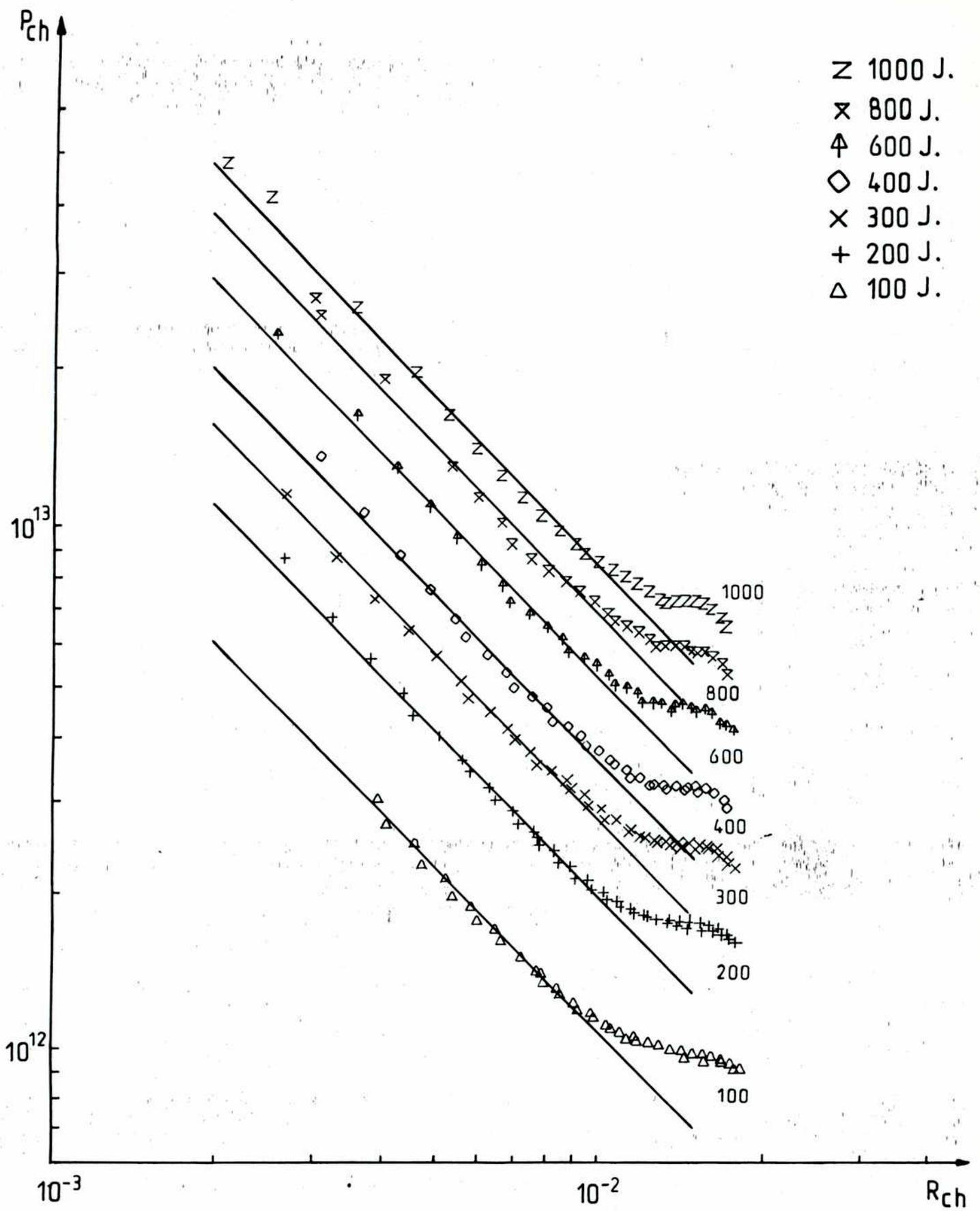


Figura IV.1.1

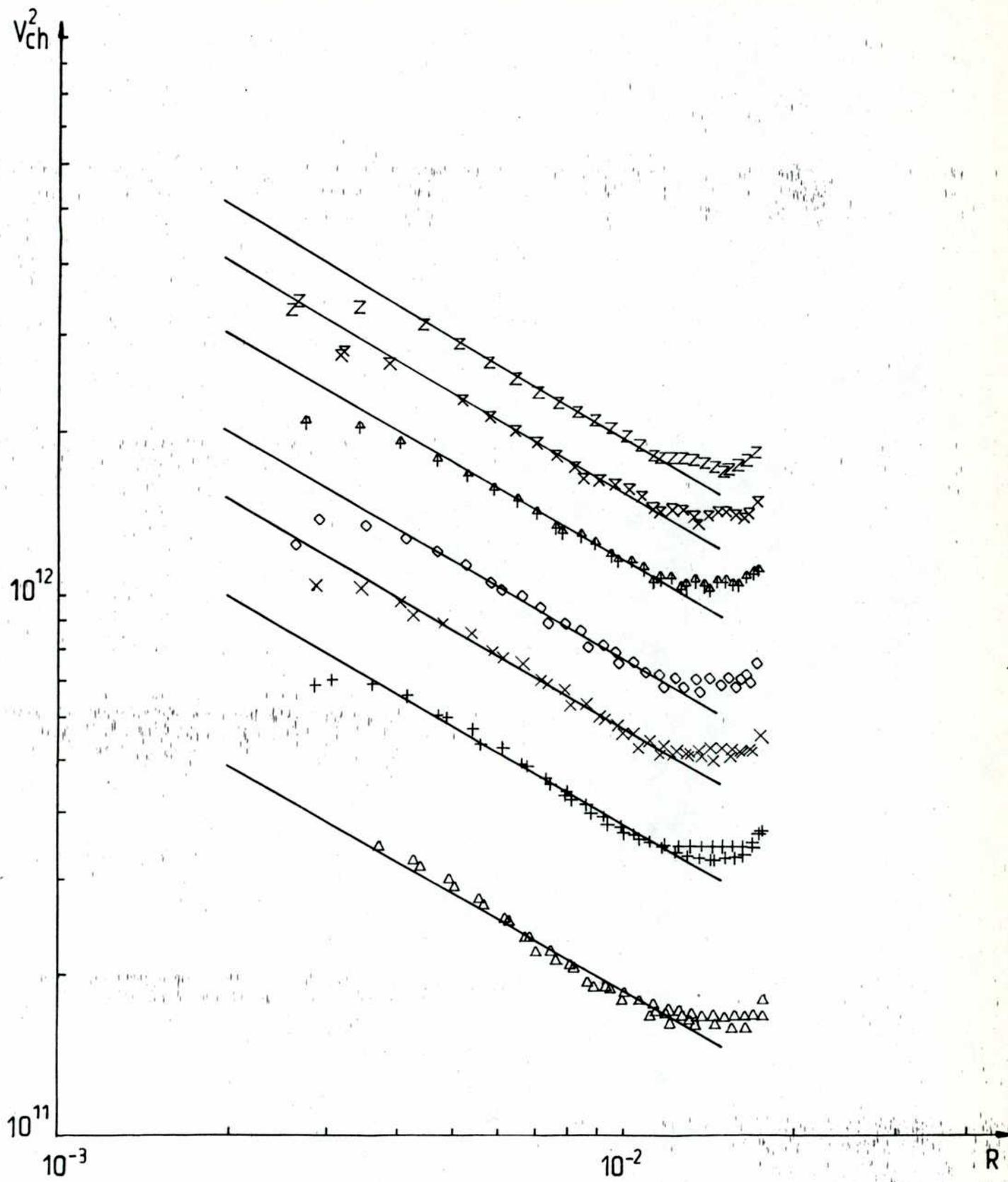


Figura IV.1.2

	$\alpha_1 = 1.0732$	$\alpha_2 = 0.60179$
E_L (erg)	log f	log g
10^9	- 1,1020	- 1,1586
$2 \cdot 10^9$	- 1,0734	- 1,0832
$3 \cdot 10^9$	- 1,0616	- 1,0417
$4 \cdot 10^9$	- 1,0481	- 1,0128
$6 \cdot 10^9$	- 1,0205	- 0,97031
$8 \cdot 10^9$	- 0,99897	- 0,93958
10^{10}	- 0,98244	- 0,91456

$$\beta_1 = 0,15283 \quad \beta_2 = 0,31152$$

$$c_1 = 4,2468 \cdot 10^{-2} \quad c_2 = 4,2784 \cdot 10^{-2}$$

TABLA IV.1.1

somera, sin embargo, permite ilustrar estos fenómenos y justificar las aproximaciones adoptadas.

Cuando la onda de choque alcanza la superficie de separación ($R_{ch} \approx R_i$) no aparecerá ninguna onda reflejada ya que el combustible tiene una densidad inferior a la del material externo y los cocientes de calores específicos, γ_e y γ_i , no difieren significativamente^[39]. Las capas de la cáscara adyacentes a la superficie tienen, ahora, una presión ($P_{ch}(R_i)$) y una velocidad ($V_{ch}(R_i)$), cuyos valores superan en varios órdenes de magnitud los correspondientes al gas. Esta situación no es estacionaria y su evolución natural es la aparición de una onda de rarefacción en el material externo, por la cual la interfase se acelera desde $V_{ch}(R_i)$ hasta $\delta \cdot V_{ch}(R_i)$, y de una onda de choque que interesa al combustible, generada por un pistón representado por la superficie de separación en movimiento. Ya que la masa involucrada en este fenómeno es muy pequeña, durante los instantes iniciales cabe esperar una variación de la velocidad de la interfase prácticamente instantánea, comparada con los tiempos de evolución de la burbuja. Las figuras IV.1.3a y IV.1.3b muestran, esquemáticamente, la situación en torno a la superficie de separación mientras el espesor de la zona perturbada es mucho menor que R_i .

El factor δ puede ser estimado haciendo uso de una aproximación plana y considerando gases ideales a los materiales empleados. Combinando las soluciones para una onda de expansión y para una onda de choque fuerte^[39], se obtiene:

$$\left[\left[\frac{\gamma_i + 1}{\gamma_e + 1} \right] \cdot \frac{\rho_i}{\rho_e} \right]^{\frac{(\gamma_e - 1)}{2\gamma_e}} \cdot \delta \frac{(\gamma_e - 1)}{\gamma_e} + \left[\frac{(\gamma_e - 1)}{2\gamma_e} \right]^{1/2} \cdot \delta - \left[1 + \left(\frac{(\gamma_e - 1)}{2\gamma_e} \right)^{1/2} \right] = 0$$

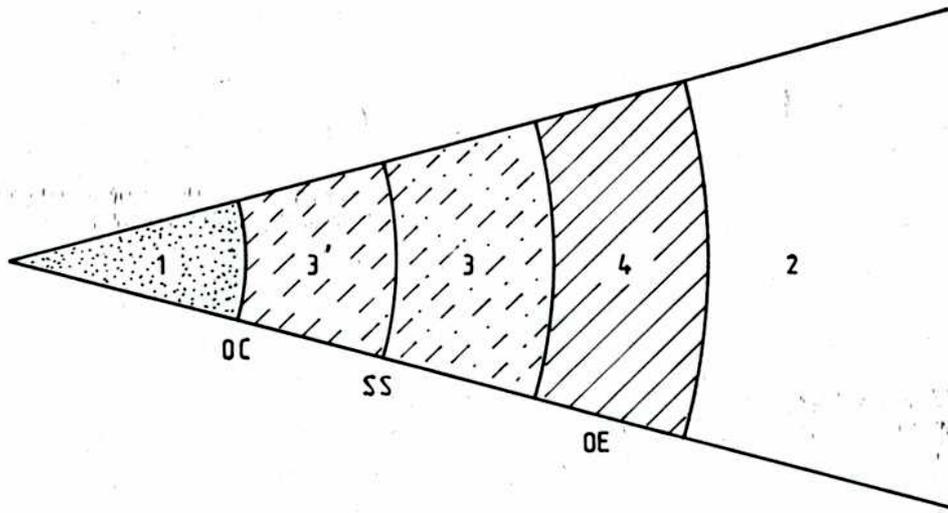


Figura IV.1.3a

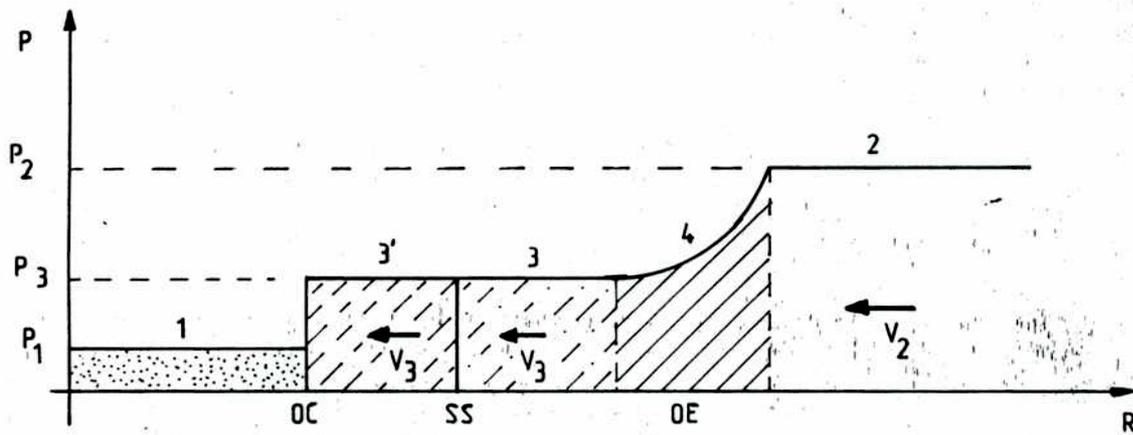


Figura IV.1.3b

Para el rango de densidades a utilizar en los blancos gruesos ($\frac{\rho_i}{\rho_e} \approx 10^{-2}$) y $\gamma_i = \gamma_e = 5/3$, esta ecuación implícita da un valor de δ cercano a 2, que coincide con resultados publicados^[37]. Sin embargo, este valor no puede ser adoptado para el caso en estudio ya que la relación anterior no tiene vigencia si el material externo debe ser tratado como un gas real. Bajo estas circunstancias, δ resulta una función adimensional de las variables características en juego ($P_{ch}(R_i)$, $V_{ch}(R_i)$, ρ_e y ρ_i) que podría aproximarse por:

$$\delta = \left(\frac{\rho_i}{\rho_e} \right)^{u_1} \cdot \left(\frac{\rho_e V_{ch}^2(R_i)}{P_{ch}(R_i)} \right)^{u_2}$$

donde u_1 y u_2 son exponentes que, junto con la constante de proporcionalidad, deben ser ajustados numéricamente. Como esta función no puede ser totalmente conocida con antelación, las dependencias con δ se han dejado indicadas.

La onda de choque generada se propaga en el gas, reflejándose en el centro de simetría e interactuando con la superficie de separación y con la onda de expansión. Este proceso se repite numerosas veces durante la etapa de compresión del combustible y, en geometría plana, puede ser descrito analíticamente recurriendo a pocas aproximaciones. Lamentablemente, los resultados que se obtienen no son indicativos de lo que ocurre en simetría esférica, donde las complicadas ecuaciones que representan el fenómeno no tienen solución analítica conocida. Sin embargo, merced a la fuerte influencia de la geometría del sistema y en pos de un tratamiento simplificado, puede asumirse que el proceso tiene dos fases netamente diferenciadas. En la primera, predominan los efectos disipativos de la discontinuidad y la reducción de volumen del combustible está condicionada por la variación de entropía. La contribución a esta compresión media del incremento adiabático de la densidad producido detrás del frente de onda y originado en la convergencia del movimiento,

aumenta progresivamente hasta prevalecer. A partir de este instante se desarrolla la segunda de las fases mencionadas, que está caracterizada por una evolución cuasi-isoentrópica del gas. Ya que no existe una transición brusca entre ambas etapas del proceso, se ha considerado que una adecuada definición para este límite puede ser "el instante en el cual la compresión media alcanza el valor correspondiente a una onda de choque fuerte ($\frac{p_0}{p_i} = \frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i - 1}$)". En la figura IV.1.4 se presenta la evolución de la temperatura relativa en función de la compresión media, obtenida numéricamente para un caso típico (acápito 1.3.4). Puede apreciarse en ella, que la definición adoptada guarda un razonable acuerdo con los resultados del código de simulación.

Antes de proseguir es útil recordar que, durante la primera fase del proceso en cuestión, el combustible no sufre marcados efectos de degeneración (ver parágrafo 1.5) y que su comportamiento puede aproximarse por el de un gas ideal.

Finalmente, debe tenerse presente que la convergencia del movimiento acelera la interfase. Su velocidad en el instante de la transición ($\frac{p_0}{p_i} = \frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i - 1}$) puede acotarse considerando que el material externo es prácticamente incompresible respecto del combustible. De este modo se obtiene un valor en torno a 2,5 veces la velocidad inicial. Sin embargo, la compresibilidad de la cáscara, que es función de las condiciones termodinámicas imperantes, puede causar una importante reducción de ese factor. Se ha optado, en consecuencia, por fijar dicho valor en el doble de la velocidad inicial ($V_0 = 2 \cdot \delta \cdot V_{ch}(R_i)$), incluyendo en δ las posibles dependencias con las variables características involucradas y las correcciones al factor. Por otra parte, ya que la onda de choque varía su intensidad y la masa afectada por unidad de tiempo disminuye debido al efecto geométrico, la temperatura media del combustible

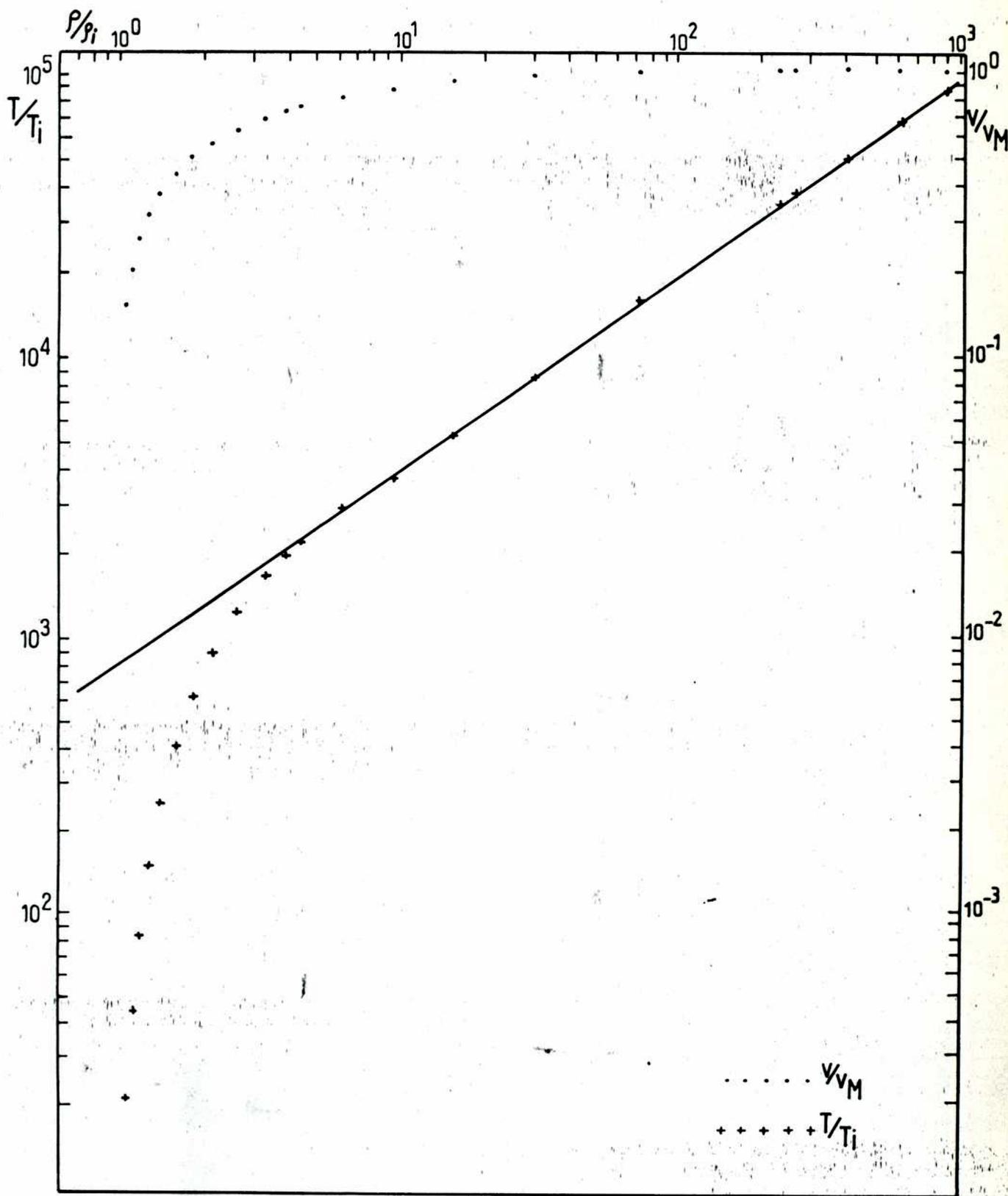


Figura IV.1.4

debe calcularse como un promedio pesado, efectuado sobre toda la masa del gas. Nuevamente se plantea el caso de un cómputo que, en forma exacta, es sumamente difícil de realizar. En pos de los objetivos analíticos y a fin de tener en cuenta al menos groseramente tal promedio, se ha optado por aproximar la temperatura media por el valor correspondiente a una onda de choque fuerte originada en un pistón que se mueve con una velocidad intermedia ($\bar{V} \sim 3/2 \delta V_{ch}(R_i)$).

En resumen, las condiciones termodinámicas alcanzadas al finalizar la primera etapa pueden estimarse en:

$$R_o \approx \left(\frac{\gamma_i - 1}{\gamma_i + 1} \right)^{1/3} R_i$$

$$\rho_o \approx \left(\frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i - 1} \right) \rho_i$$

$$V_o \approx 2 \cdot \delta \cdot V_{ch}(R_i)$$

$$T_o \approx \frac{9}{4} \delta^2 \left(\frac{\gamma_i - 1}{2} \right) \left(\frac{\bar{A}_i m_p}{(\bar{Z}_{ii} + 1) k} \right) \cdot V_{ch}^2(R_i)$$

$$P_o \approx \frac{9}{4} \delta^2 \left(\frac{\gamma_i + 1}{2} \right) \cdot \rho_i \cdot V_{ch}^2(R_i)$$

para lo cual se ha despreciado la energía de ionización de los materiales.

Restan considerar las alteraciones producidas en los perfiles de velocidad y presión una vez cumplida la etapa mencionada. Para ello, puede notarse que la onda de expansión avanza hacia radios crecientes y, en con-

secuencia, tiende a disminuir su velocidad de propagación debido al incremento de la masa afectada por unidad de tiempo. Por otra parte, tal como se discutiera previamente, la discontinuidad se acelera en su viaje hacia el centro de simetría. Estos argumentos, sumados a la diferencia en la velocidad de propagación que existe originalmente entre ambas ondas, hacen presumir que sólo una reducida zona de material externo, adyacente a la superficie de separación, resulta afectada durante esta primera etapa. La energía contenida en dicha zona es, entonces, la responsable de producir la onda de choque y modificar las condiciones termodinámicas del combustible. Por otro lado, si bien los comportamientos genéricos de la velocidad y la presión (en una discontinuidad autosimilar) guardan una estrecha relación, debe señalarse que sus perfiles radiales presentan diferencias apreciables [37]. Así, mientras la velocidad cae rápidamente hacia radios crecientes, la presión conserva valores comparables con su máximo en una región relativamente extensa de la cáscara, por detrás de la posición de la onda de choque. En conclusión, al finalizar la etapa en cuestión, la situación puede describirse como sigue: la interfase ubicada en un radio R_0 , se mueve con una velocidad V_0 y existe equilibrio de presiones a través de ella; para radios significativamente mayores que R_0 , donde la velocidad es prácticamente nula, la presión mantiene un valor cercano a $P_{ch}(R_i)$ (ver figura IV.1.5a y IV.1.5b).

IV.1.3 Colapso de la burbuja

La segunda de las etapas del proceso corresponde, según se ha dicho, a una evolución cuasiadiabática del gas. La marcada diferencia de compresibilidad entre la cáscara y el combustible y las condiciones expuestas en el acápite precedente, sugieren la posibilidad de emplear el modelo de Rayleigh so-

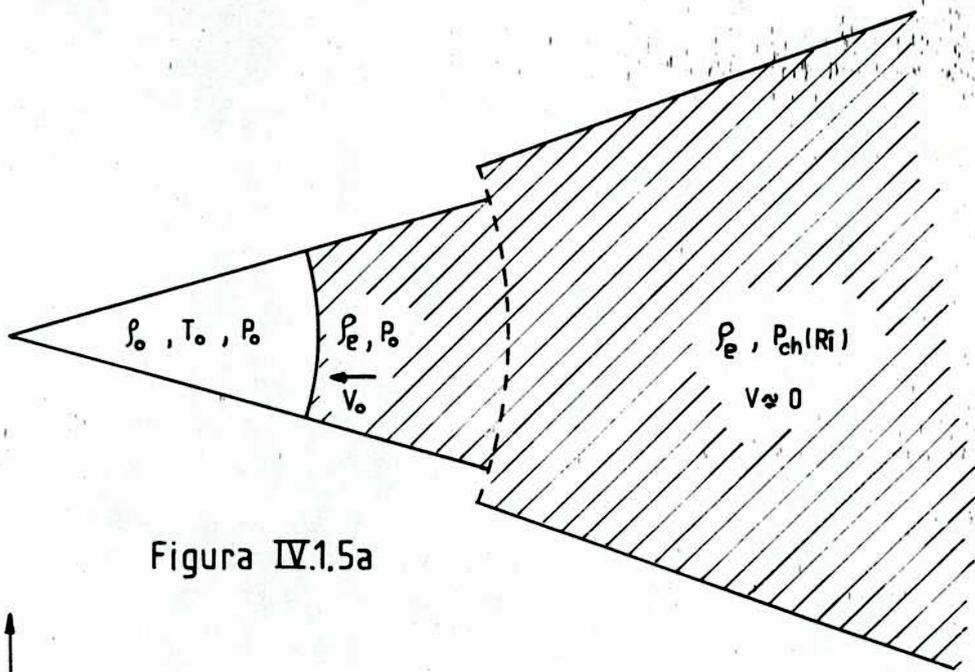


Figura IV.1.5a

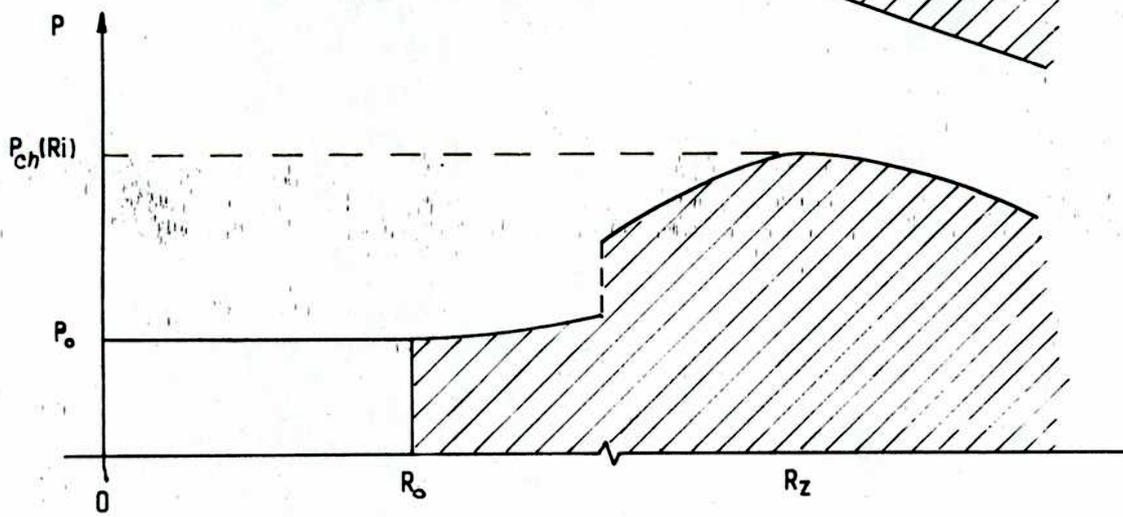


Figura IV.1.5b

bre el colapso de una burbuja [39]. Este modelo supone la incompresibilidad del material de la corteza; esta hipótesis no se cumple rigurosamente en el sistema real y ello es causa de algunas diferencias entre los resultados del modelo analítico y los del código de simulación, que serán discutidos en el capítulo V. Se puede adelantar que las mayores discrepancias consisten en que el modelo analítico sobrevalúa considerablemente la aceleración de la interfase en el entorno del instante de máxima compresión. La ecuación que describe el movimiento se expresa como:

$$\frac{1}{2} R \frac{dV^2}{dR} + \frac{3}{2} V^2 = - \frac{1}{\rho_e} [P_{ch}(R_i) - P_o \cdot (R_o/R)^5]$$

donde R y V representan el radio y la velocidad de la interfase, respectivamente. Además, en su obtención se ha asumido que ρ_e es constante y que γ_i corresponde al de un gas monoatómico ideal ($\gamma_i \approx 5/3$). La solución de esta ecuación es:

$$V^2 = \frac{1}{\rho_e} \left\{ - \frac{2}{3} P_{ch}(R_i) + [\rho_e V_o^2 + P_o + \frac{2}{3} P_{ch}(R_i)] - \left(\frac{R_o}{R} \right)^3 P_o \cdot \left(\frac{R_o}{R} \right)^5 \right\}$$

(IV.1.5)

El instante de la máxima compresión se obtiene cuando $V^2 \approx 0$. Esto corresponde, si P_o es mucho menor que $P_{ch}(R_i)$, a:

$$R^* \approx \left[\frac{P_o}{(\rho_e V_o^2 + P_o + \frac{2}{3} P_{ch}(R_i))} \right]^{1/2} \cdot R_o \quad (IV.1.6)$$

Haciendo uso de la ley de las adiabáticas y de la definición de las condiciones iniciales para el colapso, resulta:

$$\rho^* \approx 4 \left[1 + \frac{4}{3} \frac{\rho_e}{\rho_i} + \frac{2}{9 \delta^2} \cdot \frac{P_{ch}(R_i)}{\rho_i V_{ch}^2(R_i)} \right]^{3/2} \cdot \rho_i \quad (IV.1.7)$$

$$P^* \approx 3 \delta^2 \left[1 + \frac{4}{3} \frac{\rho_e}{\rho_i} + \frac{2}{9 \delta^2} \cdot \frac{P_{ch}(R_i)}{\rho_i V_{ch}^2(R_i)} \right]^{5/2} \cdot \rho_i \cdot V_{ch}^2(R_i) \quad (IV.1.8)$$

$$T^* \approx \frac{3}{4} \delta^2 \left[1 + \frac{4}{3} \frac{\rho_e}{\rho_i} + \frac{2}{9 \delta^2} \cdot \frac{P_{ch}(R_i)}{\rho_i V_{ch}^2(R_i)} \right] \cdot \left(\frac{\bar{A}_i \cdot m_p}{(\bar{Z}_{ii} + 1) k} \right) \cdot V_{ch}^2(R_i) \quad (IV.1.9)$$

$$\rho R^* \approx 4^{2/3} \left[1 + \frac{4}{3} \frac{\rho_e}{\rho_i} + \frac{2}{9 \delta^2} \cdot \frac{P_{ch}(R_i)}{\rho_i V_{ch}^2(R_i)} \right] \cdot \rho_i R_i \quad (IV.1.10)$$

Estas ecuaciones relacionan las condiciones termodinámicas finales del combustible con los parámetros del sistema BGI. Ellas difieren parcialmente de las obtenidas en el parágrafo 1.3 y es presumible que representen la evolución de la materia con mejor aproximación. Merece destacarse que, en este caso, las ecuaciones sugieren una situación más favorable para el empleo de blancos con valores grandes de β , ya que con ellos se obtendrían compresiones mayores que las previstas por el modelo anterior (capítulo I), merced a la dependencia del cociente $\frac{P_{ch}(R_i)}{V_{ch}^2(R_i)}$ con el citado parámetro.

Es importante remarcar que este modelo no contempla el efecto de la

deposición de la energía liberada por las reacciones de fusión, sobre la evolución del blanco. Esto causa que los resultados obtenidos mediante las ecuaciones presentadas, se aparten de los valores correctos a medida que se aproximan al régimen de interés termonuclear. Sin embargo, el modelo no pierde validez como herramienta para la optimización de los parámetros ya que las reacciones se producirán, en su mayor parte, al finalizar la compresión del combustible, cuando las condiciones termodinámicas previstas han sido prácticamente alcanzadas.

- Las figuras IV.1.6 y IV.1.7 ilustran los comportamientos de R/R_0 y de V/V_0 , respectivamente, en función del tiempo adimensionalizado

$$\tau = \left(\frac{t}{R_0 \sqrt{\rho_e / P_{ch}(R_i)}} \right)$$

para distintos valores de $P_0/P_{ch}(R_i)$ obtenidos integrando numéricamente la ecuación (IV.1.5).

IV.1.4 Ejemplo

Aplicando las ecuaciones (IV.1.7,8,9 y 10) al caso descrito en el acápite 1.3.4, para δ aproximadamente 1, se obtienen las siguientes condiciones finales:

$$\rho^* = 380 \text{ gr/cm}^3$$

$$T^* = 1,6 \cdot 10^7 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$\rho R^* = 0,55 \text{ gr/cm}^2$$

Estos valores superan ligeramente a los obtenidos precedentemente. Una comparación más detallada entre ambos modelos y con el código numérico se realizará en el capítulo siguiente.

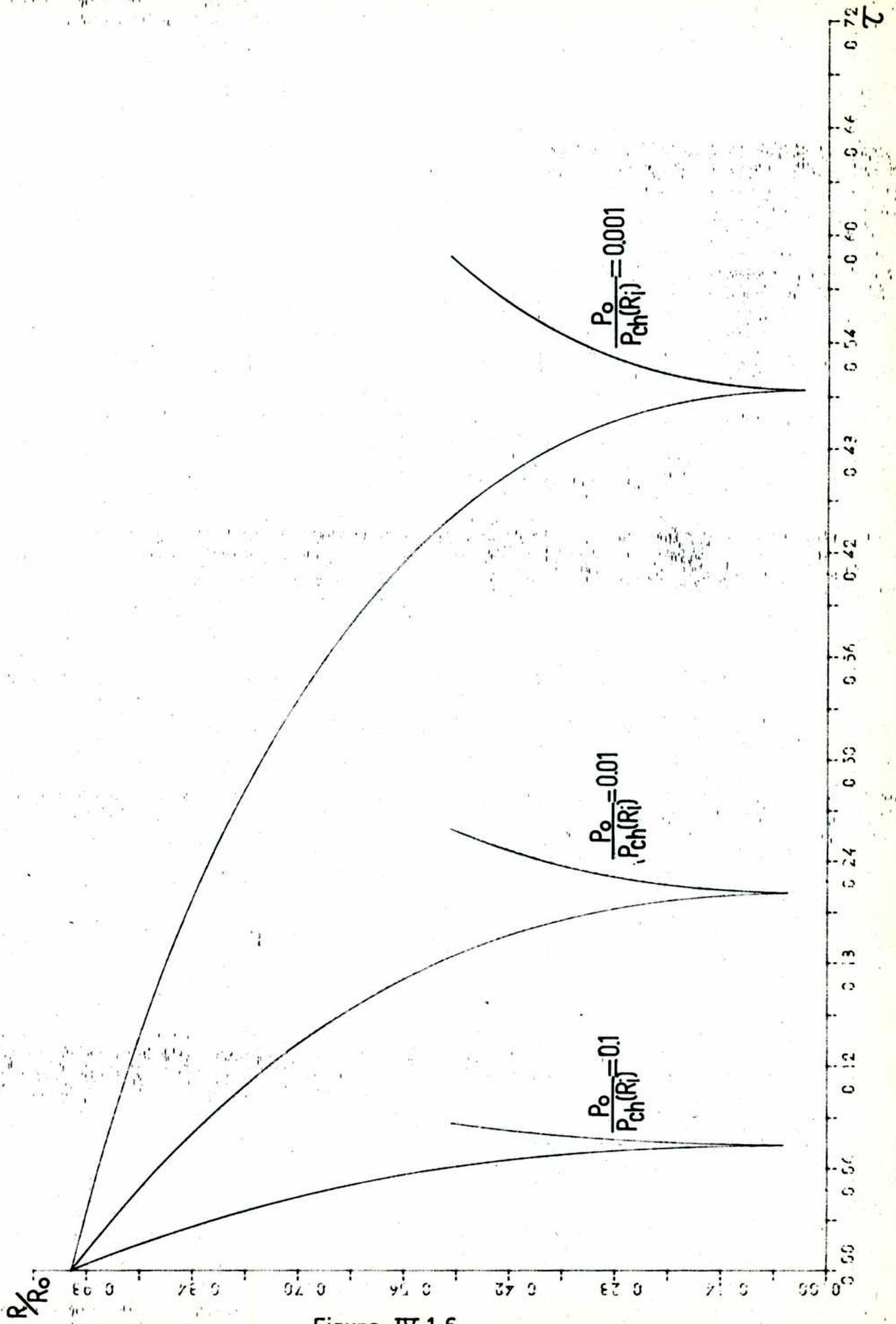


Figura IV.1.6

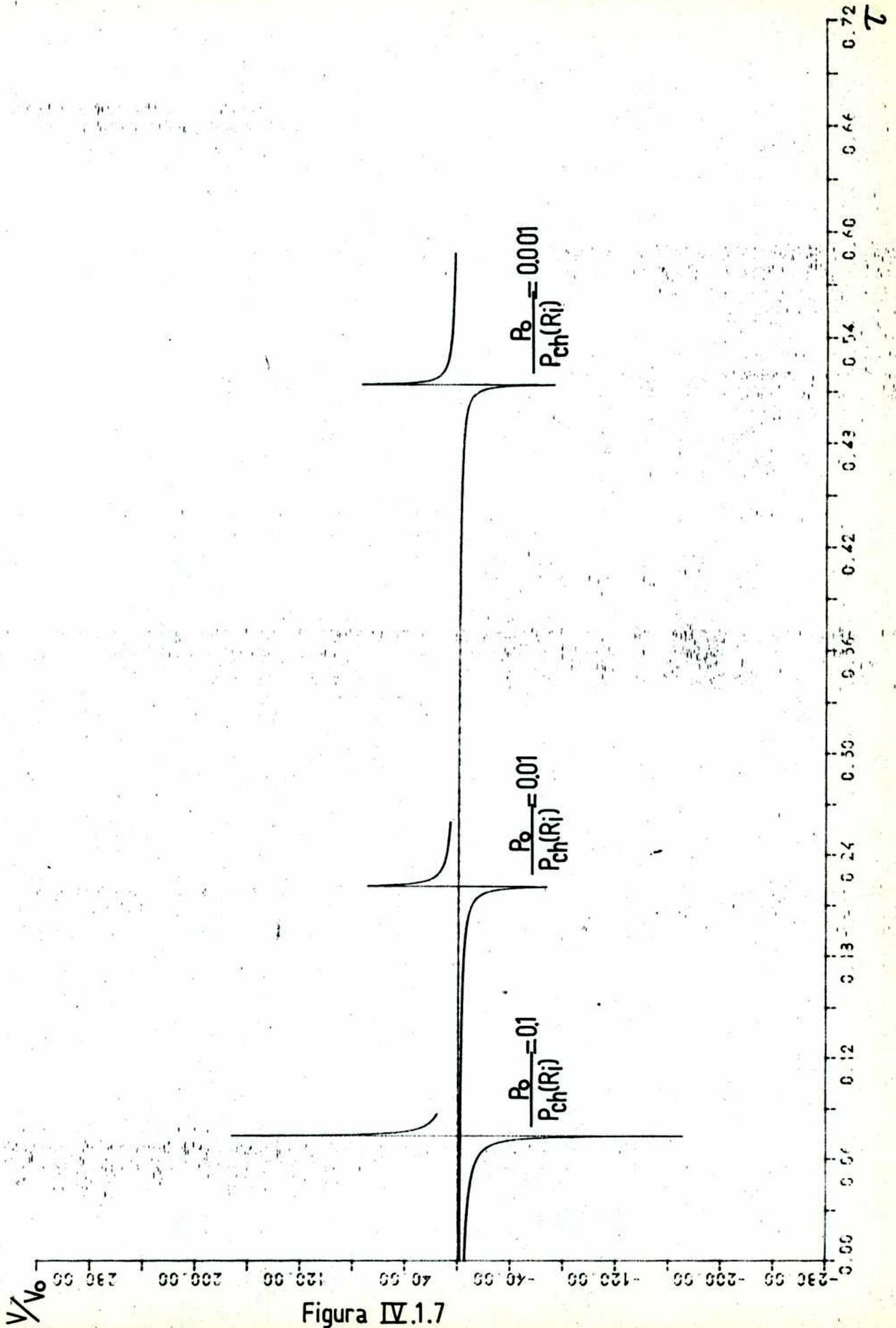


Figura IV.1.7

IV.2 REACCIONES DE FUSION

Contar con un modelo que describe la evolución de la burbuja facilita, ahora, la estimación de las reacciones de fusión producidas. Despreciando el autocalentamiento provocado por la deposición, parcial o total, de la energía liberada por fusión y adoptando como combustible deuterio-tritio equimolar, dicha estimación puede ser hecha a través de la Integral:

$$N \approx \int_0^{\infty} n_{DT} dt$$

donde n_{DT} , el número de reacciones por unidad de tiempo, puede ser aproximado por la expresión semiempírica siguiente:^[33]

$$n_{DT} \approx 2,29 \cdot 10^{39} M_i \cdot \rho \cdot T^{-2/3} \cdot e^{-\frac{4520}{T^{1/3}}} \quad (1/\text{seg}) \quad (\text{IV.2.1})$$

Con M_i , ρ y T se representan la masa total, la densidad media y la temperatura media, respectivamente, del combustible. Nótese que n_{DT} depende fuertemente de la temperatura, por lo cual es válido afirmar que la mayor parte de las reacciones de fusión se producirán en torno al máximo de la compresión. En consecuencia, como dt puede reemplazarse por dR/V y suponiendo que todas las magnitudes termodinámicas tienen un comportamiento simétrico alrededor del instante del colapso, la integral puede aproximarse por:

$$N \approx 2 \int_{R^*}^{\infty} \frac{n_{DT}}{|V|} \cdot dR$$

Por otra parte, el módulo de la velocidad puede desarrollarse a primer orden en torno al máximo:

$$|V| \approx \sqrt{6} \cdot \delta \cdot \frac{\rho_i}{\rho_e} \cdot V_{ch}(R_i) \cdot \left[1 + \frac{4}{3} \frac{\rho_e}{\rho_i} + \frac{2}{9\delta^2} \frac{P_{ch}(R_i)}{\rho_i V_{ch}^2(R_i)} \right]^{5/4} \left(\frac{R}{R^*} - 1 \right)^{1/2}$$

Finalmente, si se utiliza esta expresión para la velocidad y la ley de las adiabáticas para la temperatura y la densidad medias, se obtiene:

$$N \approx \frac{3,91 \cdot 10^{45}}{\delta^{7/3}} \cdot \frac{\rho_i^{3/2} \rho_e^{1/2} R_i^4}{\left[1 + \frac{4}{3} \frac{\rho_e}{\rho_i} + \frac{2}{9\delta^2} \frac{P_{ch}(R_i)}{\rho_i V_{ch}^2(R_i)} \right]^{11/12}} \cdot \frac{1}{V_{ch}^{7/3}(R_i)} \cdot \int_1^{\infty} \frac{e^{-\frac{4520}{T^{*1/3}} (R/R^*)^{2/3}}}{\left(\frac{R}{R^*} - 1 \right)^{1/2} \left(\frac{R}{R^*} \right)^{5/3}} d(R/R^*)$$

La mayoría de los sistemas BGI considerados hasta el momento, presentan un cociente $(4520 T^{*1/3})$ apreciablemente mayor que la unidad (típicamente, $\geq 9,7$).

En estas condiciones, el integrando está dominado por el término exponencial y el rango donde su contribución es importante corresponde a valores R/R^* muy próximos a 1. En consecuencia, la integral puede ser aproximada, tomando

$$\frac{R}{R^*} \approx (1 + \tau^2)^{3/2} \text{ con } \tau^2 \ll 1, \text{ por:}$$

$$\int_1^{\infty} \frac{e^{-\frac{4520}{T^{*1/3}} (R/R^*)^{2/3}}}{\left(\frac{R}{R^*} - 1 \right)^{1/2} \left(\frac{R}{R^*} \right)^{5/3}} d(R/R^*) \approx \sqrt{\frac{3\pi}{2} \cdot \frac{T^{*1/3}}{4520}} \cdot e^{-\frac{4520}{T^{*1/3}}}$$

Reemplazando esta expresión en la ecuación anterior, resulta:

$$N = \frac{5,98 \cdot 10^{42}}{\delta^2} \cdot \frac{\rho_i^{3/2} \rho_e^{1/2} R_i^4}{\left[1 + \frac{4}{3} \frac{\rho_e}{\rho_i} + \frac{2}{9\delta^2} \frac{P_{ch}(R_i)}{\rho_i V_{ch}(R_i)} \right]^{3/4}} \cdot e^{-\frac{4520}{T^{*1/3}}} \quad (IV.2.1)$$

Nuevamente es oportuno reiterar que la deposición de la energía no ha sido tomada en cuenta para la obtención de la ecuación (IV.2.1) y que la compresibilidad de la corteza (ignorada en este modelo) puede afectar seriamente la precisión del resultado, en particular a través de la determinación del tiempo de confinamiento del núcleo. Sin embargo, ello no es óbice para su utilización como referencia para el ajuste de los parámetros del sistema BGI, ya que el número de reacciones obtenido de este modo representa, en cualquier caso, una cota mínima.

IV.3 ESTABILIDAD DEL COLAPSO

La implosión de microesferas mediante la ablación de las capas superficiales suele verse afectada por el desarrollo de inestabilidades que destruyen la simetría y, por ende, disminuyen el factor de compresión alcanzable. Entre ellos se cuentan las del tipo Rayleigh-Taylor que aparecen con frecuencia durante la evolución de los blancos, especialmente, sobre la superficie de ablación. Este caso ha sido tratado por numerosos autores [24, 25, 56-60] y algunos resultados publicados han permitido afirmar, en el capítulo II, que los blancos gruesos son poco sensibles a este proceso. Sin embargo, este tipo de inestabilidad puede presentarse también en la interfase cáscara-combustible,

durante el período de frenado. Existen algunos trabajos al respecto [25], pero en general, no corresponden al régimen de los sistemas BGI. Por esta razón y merced al modelo que describe al colapso de la burbuja, se ha creído oportuno llevar a cabo un estudio acerca de la influencia que la mencionada inestabilidad, al afectar la interfase, puede tener sobre la evolución del combustible en los blancos de paredes gruesas. Debe notarse que la sobrestimación de la aceleración cerca del máximo de la compresión, debida a la hipótesis de incompresibilidad de la corteza, conduce a condiciones que seguramente, no son menos severas que las reales.

De acuerdo con las hipótesis asumidas precedentemente, el fluido externo es incompresible y el movimiento, irrotacional. Para la cáscara es posible plantear, entonces, la ecuación de Laplace:

$$\nabla^2 \phi = 0$$

donde ϕ es el potencial de velocidades. La parte angular de la solución puede desarrollarse, considerando el sistema de coordenadas adoptado (r, θ, ϕ) , en los armónicos esféricos $Y_{\ell m}(\theta, \phi)$ (ℓ y m son dos enteros cuyo rango de variación es $0 \leq \ell \leq \infty$ y $-\ell \leq m \leq \ell$, respectivamente).

Por otra parte, si la superficie de la burbuja de combustible difiere ligeramente de la forma esférica, es posible expresar su radio como:

$$R_s(\theta, \phi) \approx R + \Delta R(\theta, \phi)$$

Con R_s y R se representan la distancia desde la superficie real y desde la esfera original, respectivamente, al centro de simetría. El apartamiento entre estas superficies, ΔR , puede considerarse como una perturbación de la

superficie original que, a su vez, genera modificaciones sobre el potencial ($\phi_S = \phi + \phi'$), la componente radial de la velocidad ($V_S = V + V'$) y la presión ($P_S = P + P'$). En las nuevas variables perturbadas, las ecuaciones que describen el movimiento se expresan:

$$\left. - \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_S - \left. \frac{\partial \phi'}{\partial t} \right|_R + \left. \frac{1}{2} V^2 \right|_S + \left. V \cdot V' \right|_R + \left. \frac{P}{\rho} \right|_S + \left. \frac{P'}{\rho} \right|_R = F(t) \quad (\text{IV.3.1})$$

$$\left. V_S = \frac{dR}{dt} \right|_S + \left. \frac{d \Delta R}{dt} \right|_R \quad (\text{IV.3.2})$$

donde los términos subindicados con R ó S son evaluados sobre la esfera o sobre la superficie corregida, respectivamente.

La perturbación $\Delta R(\theta, \phi)$ puede ser desarrollada en los armónicos esféricos y, como las ecuaciones son lineales, cada modo puede tratarse independientemente. En consecuencia, si se utiliza la expresión de un modo genérico, para ΔR , resulta

$$\Delta R(\theta, \phi, t) = \Delta R_0^{\ell, m} \cdot \eta(t) \cdot Y_{\ell, m}(\theta, \phi) \quad (\text{IV.3.3})$$

donde $\Delta R_0^{\ell, m}$ representa la amplitud inicial de la perturbación, para el modo (ℓ, m) y η es el factor de amplificación. Combinando las ecuaciones (IV.3.1), (IV.3.2) y (IV.3.3) con las del modelo de Rayleigh, se obtiene una ecuación diferencial que describe la evolución del factor de amplificación en el tiempo:

$$\frac{d^2 \eta}{dt^2} + \left[3 \frac{V}{R} \right] \frac{d\eta}{dt} - \left[(\ell - 1) \cdot \frac{1}{R} \frac{dV}{dt} \right] \eta = 0 \quad (\text{IV.3.4})$$

que adquiere una expresión más significativa si se adopta una variable definida como:

$$\zeta = \eta \left(\frac{R}{R_0} \right)^{3/2} \quad (\text{IV.3.5})$$

Dicha expresión resulta:

$$\frac{d^2 \zeta}{dt^2} + \frac{1}{2} \frac{P_{ch}(R_i)}{\rho_e R_0^2} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-7} G \zeta = 0 \quad (\text{IV.3.6})$$

con

$$G = \left(\frac{R}{R_0} \right)^5 + 2\ell \left[\frac{9\delta^2}{2} \frac{\rho_i V_{ch}^2(R_i)}{P_{ch}(R_i)} \left(1 + \frac{4}{3} \frac{\rho_e}{\rho_i} \right) + 1 \right] \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 - 3\delta^2 (5\ell + 1) \frac{\rho_i V_{ch}^2(R_i)}{P_{ch}(R_i)} \quad (\text{IV.3.7})$$

Es posible, ahora, merced a las ecuaciones obtenidas, analizar la estabilidad de la implosión. En primer lugar, puede notarse que el índice m no interviene en la determinación de la evolución del factor de amplificación, si bien queda vinculado al índice ℓ a través de la relación $|m| \leq \ell$. En segundo, debe mencionarse que los modos con $\ell = 1$, que transforman la esfera en

un elipsoide, no son amplificadas a menos de que la perturbación cuente con una velocidad de crecimiento inicial mayor que cero ($\left. \frac{d\eta}{dt} \right|_{t=0} > 0$). Esto se debe a que para $\ell = 1$ el término lineal desaparece de la ecuación (IV.3.4).

Los modos restantes pueden ser analizados mediante la ecuación (IV.3.6). Ella indica que ζ puede crecer exponencialmente si $G < 0$, lo cual tiene lugar cuando:

$$R < R_G = \frac{(5\ell + 1)}{3\ell} R^*$$

Para todos los posibles valores de ℓ , R_G/R^* está acotado entre $\sqrt{5/3}$ y $\sqrt{2}$. La conclusión inmediata es que la inestabilidad aparecerá cuando ya se han alcanzado niveles importantes de compresión. Por otra parte, la expresión de la derivada de G en R_G :

$$\left. \frac{dG}{dR} \right|_{R=R_G} = 3 \delta^2 \frac{1}{R_0} \cdot \frac{\rho_i V_{ch}^2(R_i)}{P_{ch}(R_i)} \cdot 12 \ell (\ell + 1) \left[1 + \frac{4}{3} \frac{\rho_e}{\rho_i} + \frac{2}{9 \delta^2} \cdot \frac{P_{ch}(R_i)}{\rho_i V_{ch}^2(R_i)} \right]$$

prueba que los modos de más rápido crecimiento son los de mayor ℓ . Sin embargo, esto no implica que ellos sean los más destructivos, ya que cuanto más velozmente crecen tanto más pronto alcanzan un régimen no-lineal, no contemplado por este modelo, donde su desarrollo se amortigua^[24]. Además, las perturbaciones de mayor ℓ se tornan inestables más cerca del máximo de la compresión ($R = R^*$), por lo cual es previsible que su influencia sobre ella sea menor.

Por último, es necesario destacar que el razonamiento precedente fue hecho sobre la variable ζ cuando, en realidad, es más significativo estudiar

la evolución de $\frac{\Delta R_0^{\ell, m} \cdot \eta}{R}$. Ello se debe a que, aunque el factor de amplificación se mantuviese igual a la unidad durante prácticamente toda la evolución, la simetría podría deteriorarse por el aumento relativo de la perturbación respecto del radio. Este hecho impone una cota máxima para $\Delta R_0^{\ell, m}$ que puede ser estimada exigiendo que la amplitud relativa de la perturbación sea pequeña aún en proximidad al colapso, es decir:

$$\Delta R_0^{\ell, m} \leq 0,1 R_G \quad (IV.3.8)$$

En las figuras (IV.3.1) y (IV.3.2) se presentan los gráficos de η y $\frac{\eta \cdot R_0}{R}$, respectivamente, con el tiempo adimensional τ como variable independiente y con $P_0/P_{ch}(R_i)$ y ℓ como parámetros. Para la obtención de los valores necesarios se ha recurrido a la resolución numérica de la ecuación (IV.3.4). En estas curvas puede observarse que $\eta \cdot R_0/R$ supera el valor 10 sólo muy cerca de la máxima compresión, lo cual permite afirmar que, si:

$$\Delta R_0^{\ell, m} \leq 10^{-2} R_0$$

entonces, la condición (IV.3.8) será satisfecha.

De la discusión precedente es posible concluir que los blancos gruesos presentan escasos problemas de estabilidad durante la compresión del combustible, a condición de que sean elaborados con precisión superior al 1%; una cota alcanzable mediante la tecnología actual. Esta nueva característica de los blancos gruesos hace más atractivo aún su empleo en experiencias de fusión por confinamiento inercial.

$$\frac{P_o}{P_{ch}(R_i)} = 0.1$$

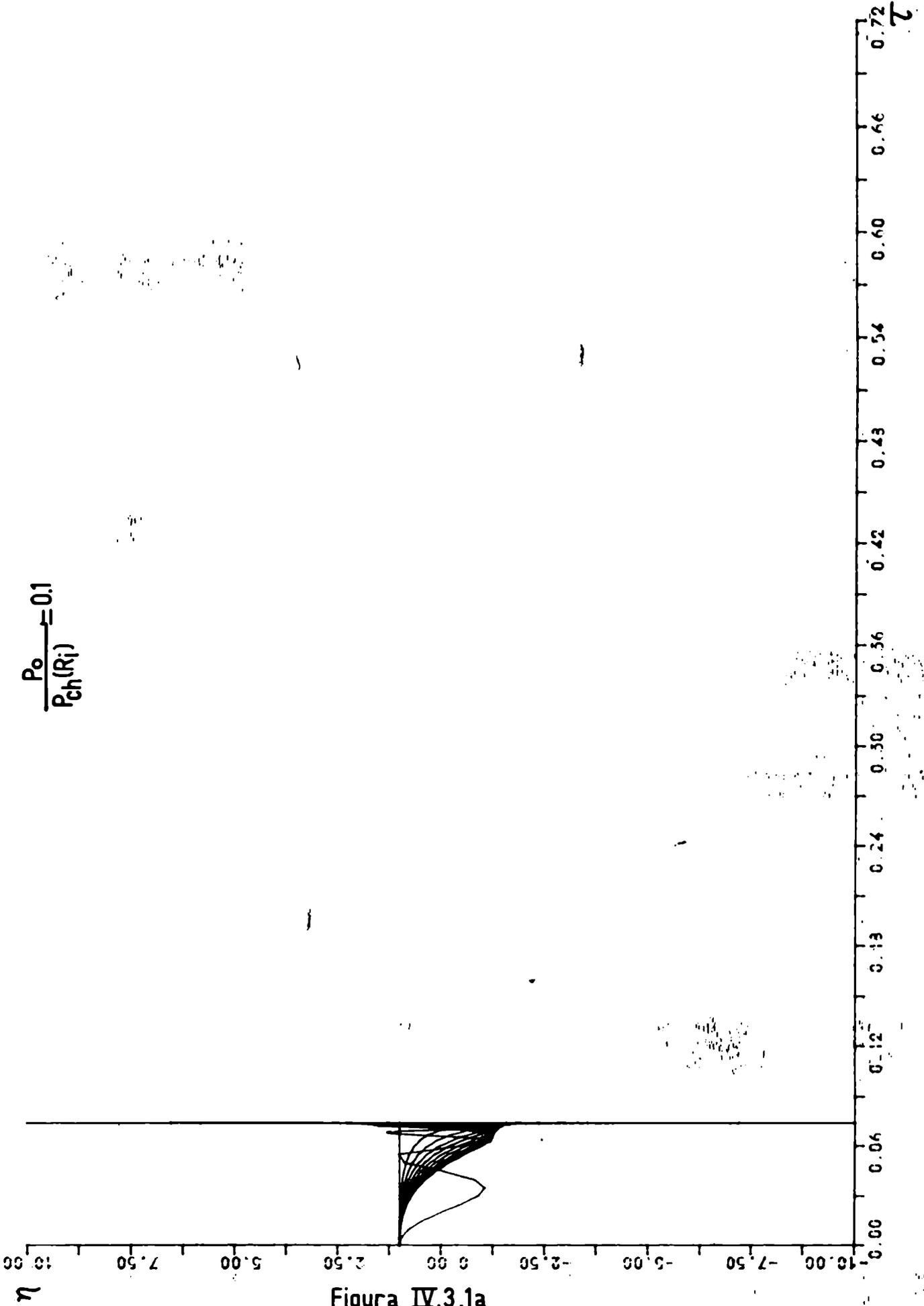


Figura IV.3.1a

$$\frac{P_o}{P_{ch}(R_i)} = 0.01$$

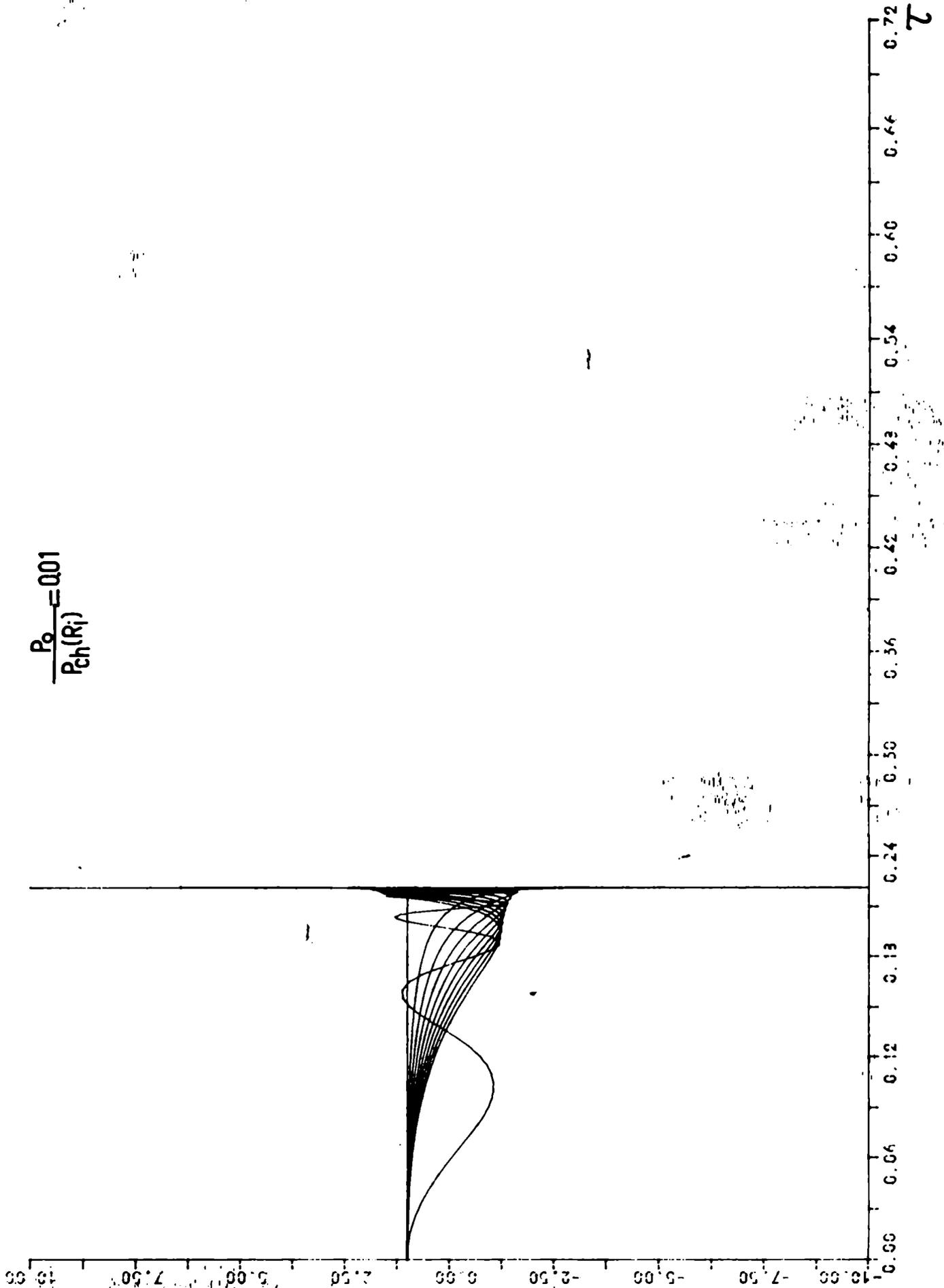


Figura IV.3.1b

$$\frac{P_0}{P_{ch}(R_i)} = 0.001$$

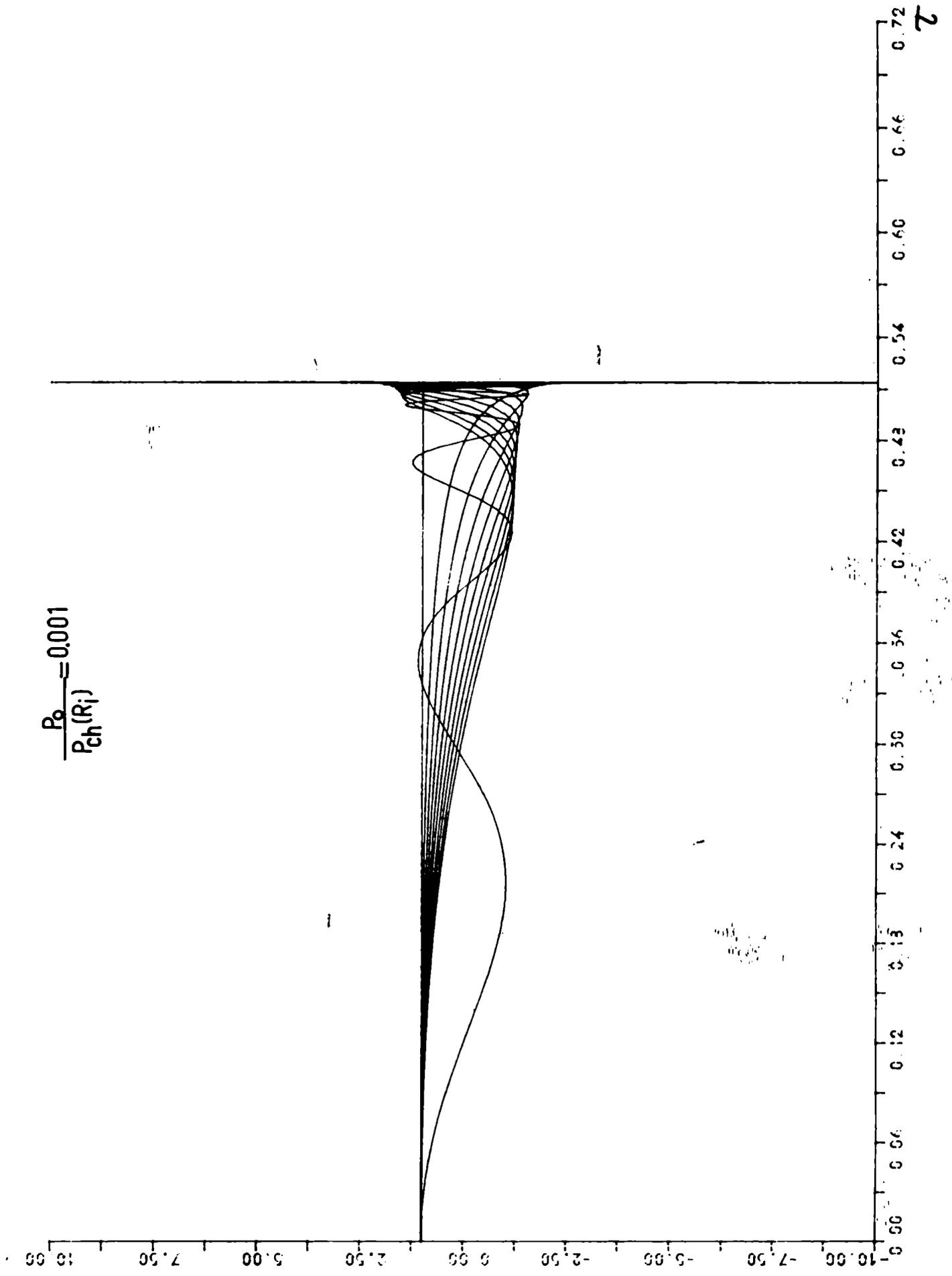


Figura IV.3.1c

η

τ

$$\frac{P_o}{P_{ch}(R_i)} = 0.1$$

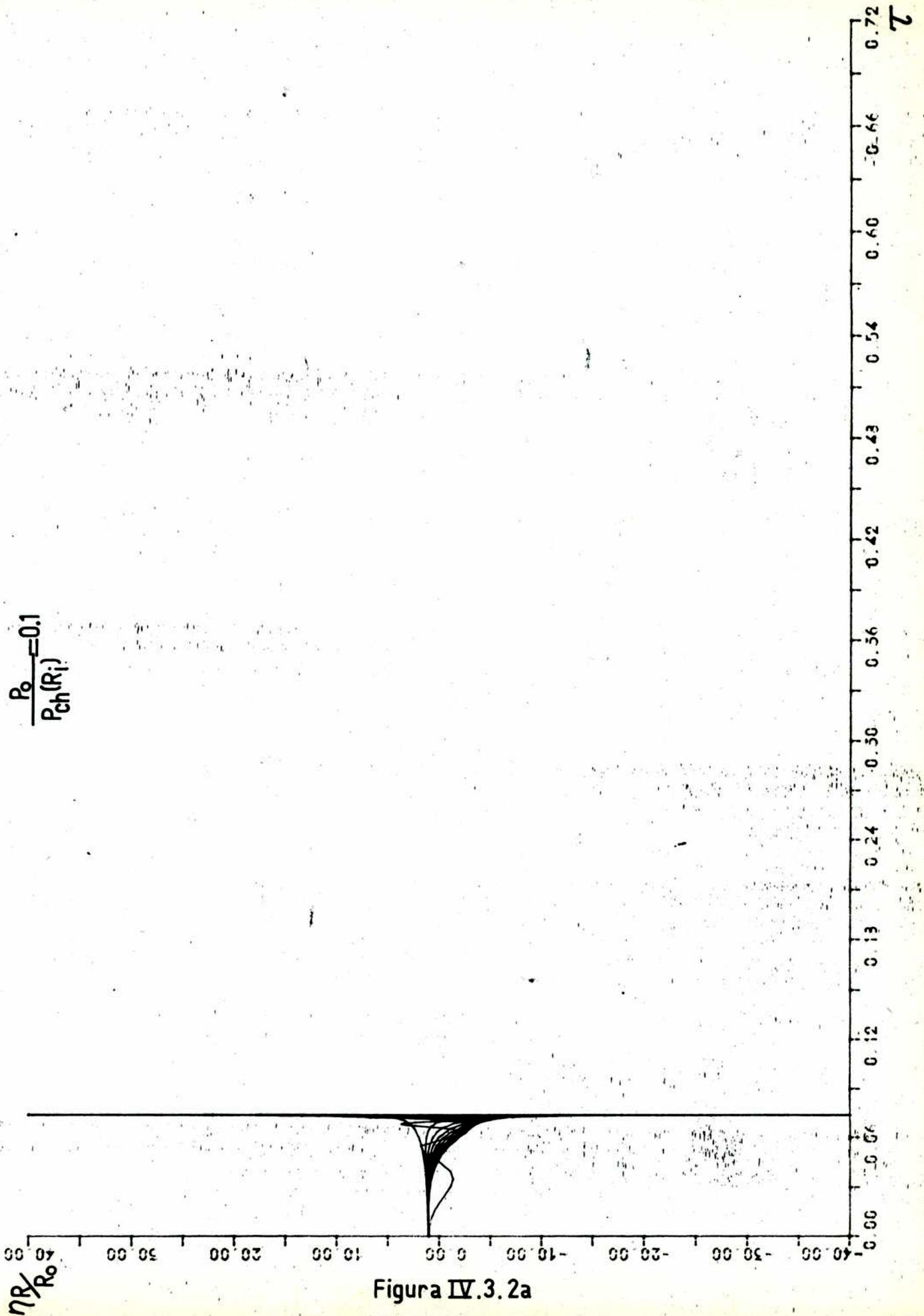


Figura IV.3.2a

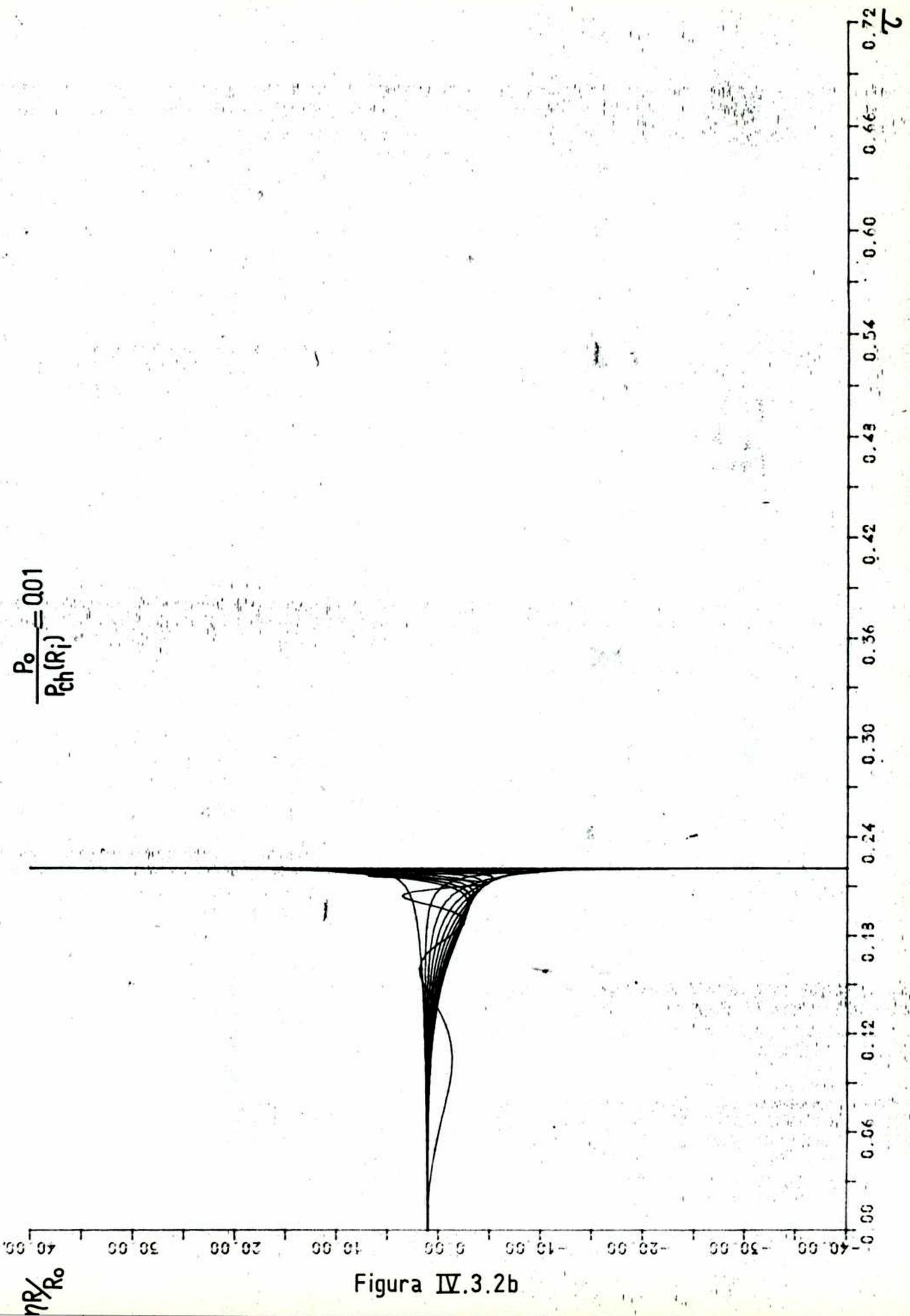


Figura IV.3.2b

$$\frac{P_o}{P_{ch}(R_i)} = 0.001$$

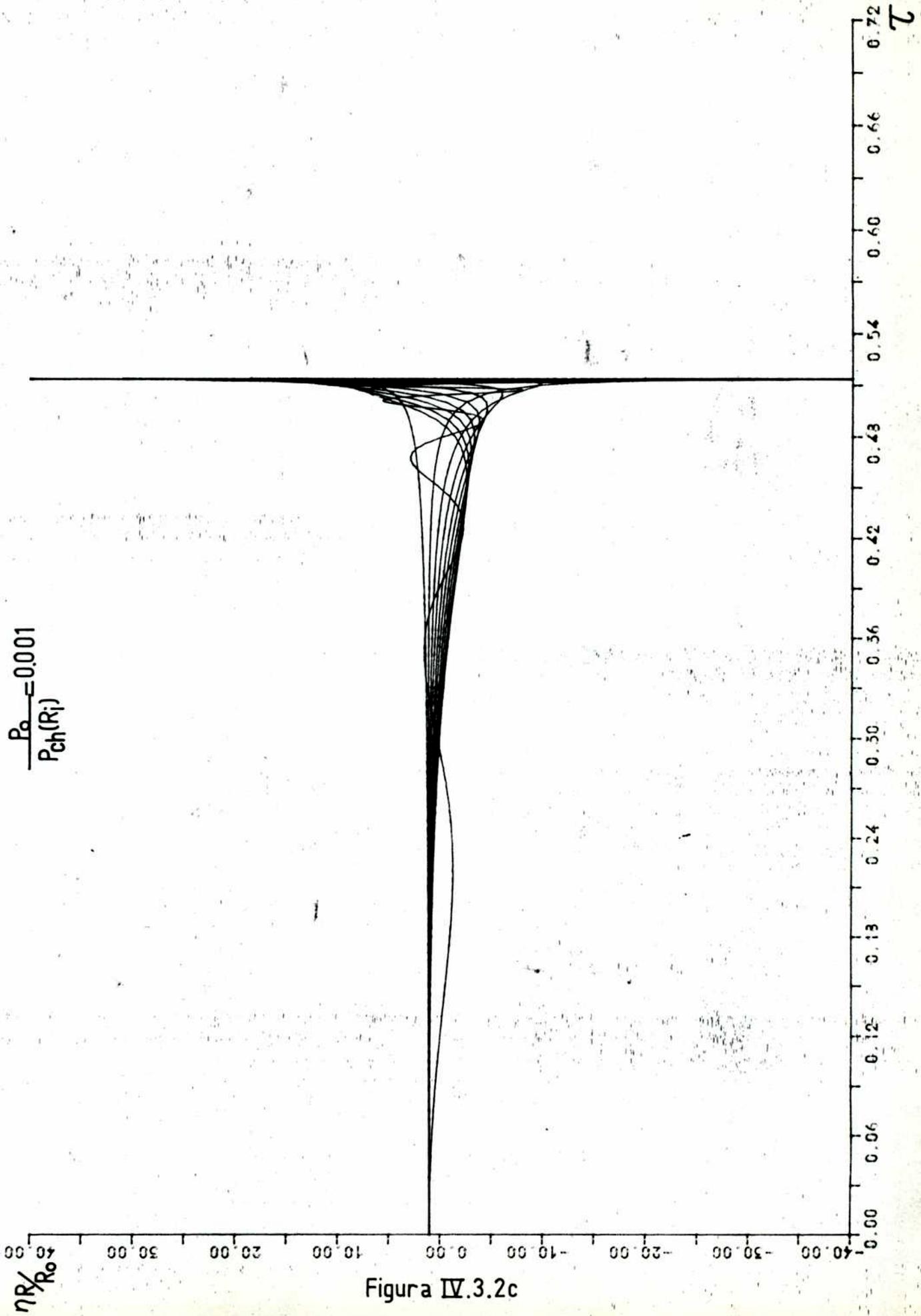


Figura IV.3.2c

IV.4 COMENTARIOS

Cabe destacar que tanto las ecuaciones de las condiciones termodinámicas del colapso como la estimación de los eventos de fusión producidos y el estudio de estabilidad, conservan su validez independientemente del mecanismo que se utilice para generar la presión externa y transferir la energía, teniendo como únicos requisitos que esta energía no difunda hacia el interior del blanco y que la presión ejercida supere una cota mínima ($P_{\ell} \geq 10^{12}$ dyn/cm²).

CAPITULO V

RESULTADOS Y CONCLUSIONES

2000
1999

CAPITULO V

RESULTADOS Y CONCLUSIONES

La propuesta de los blancos gruesos como una valiosa opción para la fusión en confinamiento inercial, no sería completa sin la aplicación de los modelos desarrollados a algunos casos de interés. Mediante la utilización de modelos de complejidad creciente se ponen de relieve los procesos físicos que predominan durante la evolución de estos blancos, mientras que el análisis y la confrontación de los resultados obtenidos permiten alcanzar un conocimiento más firme acerca de la dinámica de los blancos gruesos. Cabe destacar, sin embargo, que el estudio de los sistemas BGI presentado dista mucho de ser exhaustivo y que se requerirán aún numerosas investigaciones teóricas y experimentales para determinar fehacientemente los aspectos positivos y negativos de estos blancos.

En consecuencia, en este capítulo se presentan algunos ejemplos que pueden ilustrar la validez de los modelos y el tipo de resultado que cabe esperar durante el empleo de los blancos gruesos.

V.1 EJEMPLO DE REFERENCIA

El caso expuesto en el acápite 1.3.4 sirve como punto de partida para el análisis de los resultados. Conviene recordar que este ejemplo consiste en una cáscara de carbono ($\rho_e \approx 2,25 \text{ gr/cm}^3$) de 0,24 cm de radio externo y 0,048 cm de radio interno ($\beta = 5$), llena con deuterio-tritio equimolar a 100 atm de presión ($\rho_f \approx 0,0102 \text{ gr/cm}^3$). Sobre el blanco se deposita 1 MJ de energía en 10 nseg mediante un láser de neodimio ($\lambda_\mu \approx 1,06 \mu\text{m}$).

La aplicación del código numérico a este caso ha sido llevada a cabo discretizando con 30 estratos el combustible, con un número igual la capa externa que es evaporada durante la ablación y con otro tanto la masa restante de la cáscara, donde tiene lugar la evolución de la onda de choque. Esta simulación ha requerido 600 minutos de Unidad Central Procesadora (CPU) en la computadora IBM 370/3032 propiedad de la Armada Argentina. La relevancia del tiempo de cálculo invertido requiere una aclaración particular. En primer lugar, los fenómenos que contempla el código numérico son de gran complejidad, de modo que es previsible un importante insumo de CPU en la resolución de las ecuaciones. Por otra parte, cuando se alcanzan densidades muy superiores a la del sólido ($\rho^* \geq 1000\rho_s$), el esquema de convergencia del código impone un paso temporal de integración sumamente pequeño a fin de tener en cuenta el proceso de relajamiento electrón-ión, incrementando, en consecuencia, el requerimiento de tiempo de cálculo.

Entre los resultados obtenidos con el código numérico merece destacarse la corroboración de que la interacción láser-blanco tiene lugar en el régimen de corona transparente. Al respecto, ha podido observarse que el flujo térmico es importante sólo en una región sumamente restringida, despreciable en comparación con las dimensiones involucradas, en torno al frente de ablación.

La Tabla V.1.1 resume los resultados obtenidos con los distintos modelos, presentados en orden de complejidad creciente. En primer lugar, puede notarse el excelente acuerdo que existe entre los resultados, teniendo en cuenta el espíritu cualitativo de los modelos más simples. Ello indica que los procesos físicos más importantes que afectan la evolución de los blancos gruesos han sido considerados. En particular, puede mencionarse que el mayor apartamiento observado en el número de neutrones tiene su origen en la subestima-

	MODELO A	MODELO B	MODELO C
ρ^* (gr/cm ³)	320	383	445
ρR^* (gr/cm ²)	0,49	0,55	0,514
T^* (°K)	$1,5 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^7$	$1,04 \cdot 10^7$
P^* (dyn/cm ²)	$3,17 \cdot 10^{17}$	$3,93 \cdot 10^{17}$	$3,06 \cdot 10^{17}$
EVENTOS DE FUSION	--	$2,38 \cdot 10^{12}$	$5,02 \cdot 10^{13}$

TABLA V.1.1

Modelo A : Modelo analítico simple

Modelo B : Modelo analítico elaborado

Modelo C : Código numérico

ción, por parte del modelo B, del tiempo que el sistema se mantiene cerca de la máxima compresión, a la cual se hizo referencia en el capítulo IV. Este inconveniente no afecta en forma importante el valor de las magnitudes termodinámicas ya que ellas resultan determinadas, fundamentalmente, a partir de leyes de conservación y de la adiabaticidad del sistema. La diferencia entre las expresiones semiempíricas de n_{DT}^* utilizadas en el código (III.2.2) y en el modelo analítico (IV.2.1) contribuye también a dicho apartamiento.

V.2 CASOS ESCALADOS

En el capítulo I se presentaron algunas leyes de escala que permiten dimensionar una experiencia cuyos aspectos fluidodinámicos sean similares a otra. En particular, se obtuvo un caso escalado del sistema BGI que se adoptó como referencia (acápito anterior), modificando los parámetros:

$$E_g = 200 \text{ J}$$

$$t_g = 2,13 \text{ nseg}$$

$$R_i = 0,0047 \text{ cm}$$

$$R_e = 0,0235 \text{ cm}$$

mientras que los restantes permanecen invariados (ρ_i , ρ_e , λ_μ , etc.). Los factores de escala entre ambos casos resultan, entonces, 4,7 para los tiempos, 10,2 para las distancias, 5000 para las energías y 1 para las densidades. En esta experiencia se obtendrían, según las leyes mencionadas, una densidad comparable y una dinámica equivalente a las del ejemplo de referencia. Esto se pone de manifiesto en la figura V.2.1, que presenta las evoluciones de la onda de choque (máximo de la presión detrás del frente) y de la superficie de separación entre el combustible y la cáscara, para ambas experiencias, obtenidas mediante sendas simulaciones con el código numérico. De esta figura

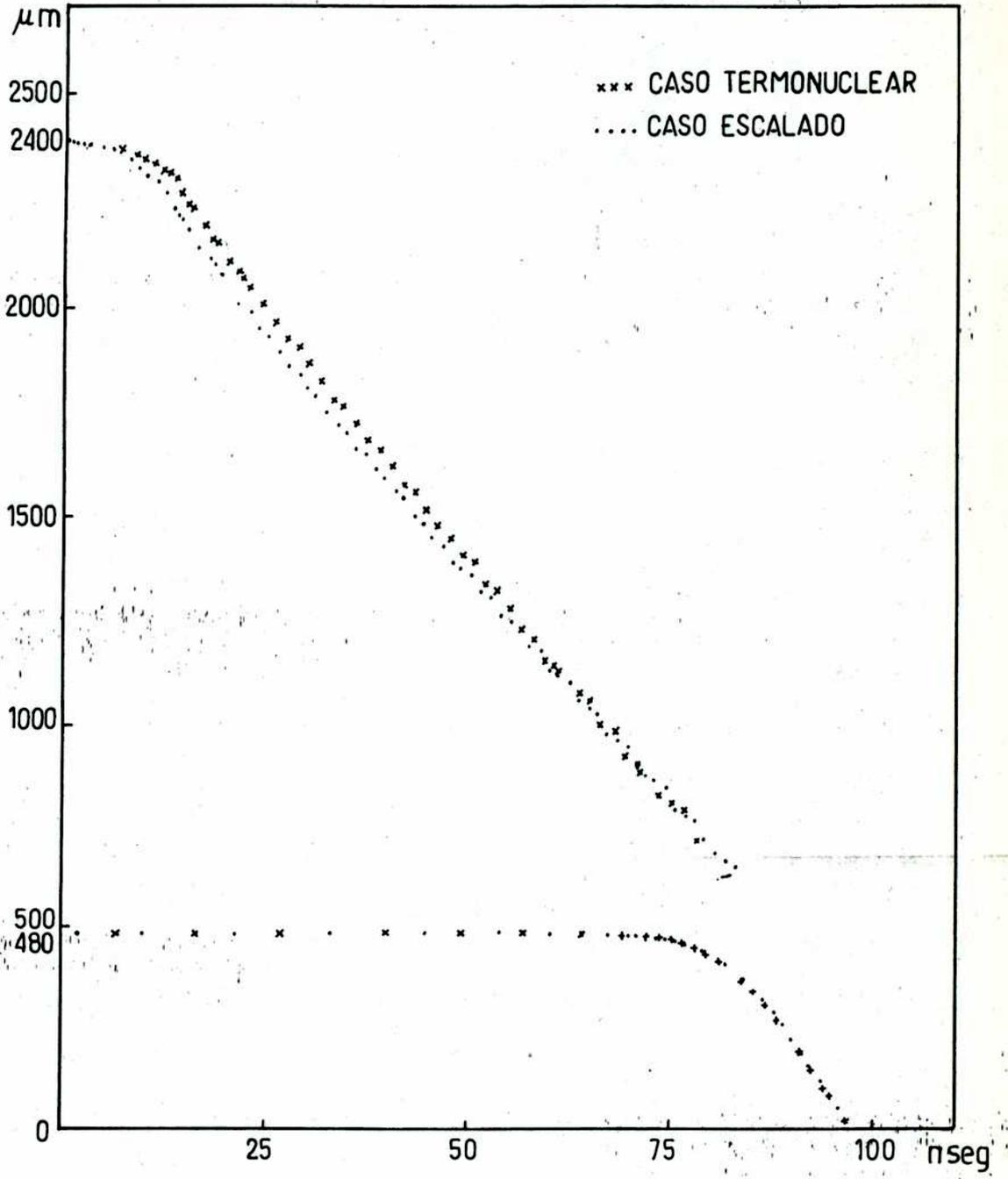


Figura V.2.1

puede concluirse que el comportamiento de la burbuja coincide dentro de los límites apreciables, mientras que la propagación de la onda de choque presente un acuerdo más que razonable. Debe destacarse que el factor utilizado para escalar el tiempo en la figura V.2.1 (5,6), difiere ligeramente del previsto por las leyes citadas (4,7). El origen de esta diferencia puede encontrarse, casi seguramente, en el comportamiento no-ideal del material externo y en la consiguiente dependencia de su compresibilidad con la presión. Los resultados de las simulaciones numéricas expuestos en la Tabla V.2.1, corroboran la hipótesis anterior pues ponen en evidencia que los mayores apartamientos entre los factores de escala analíticos y numéricos, se producen durante la propagación de la discontinuidad a través de la cáscara. Por otra parte, puede afirmarse que las diferencias observadas en las otras magnitudes (densidad, temperatura, etc.), tienen la misma génesis.

Los resultados de la simulación numérica de la experiencia escalada han sido empleados, además, para ilustrar la dinámica de los blancos gruesos. Utilizando aquellos, se han graficado, con el radio como abscisa, la presión, la densidad y las temperaturas, iónica y electrónica, para seis instantes diferentes (ver figura V.2.2); el primero corresponde a las fases iniciales de la ablación; el siguiente, al máximo de energía cinética (dirigida hacia el centro); el tercero, a la onda de choque propagándose en la cáscara; el que sigue, al instante en que la discontinuidad afecta la interfase; el quinto a la onda de choque moviéndose en el interior de la burbuja y el último, al instante de máxima compresión del combustible. Son numerosos los detalles que pueden destacarse en estos gráficos. Algunos de ellos son la formación de la corona, con sus dos temperaturas bien diferenciadas, su enfriamiento y su rarefacción una vez finalizado el pulso láser, la evolución de la discontinuidad y el complejo transitorio de aceleración de la interfase. Con particu-

		EXPERIENCIA TERMONUCLEAR	EXPERIENCIA ESCALADA	FACTOR NUMERICO	FACTOR ANALITICO
PARAMETROS INICIALES	Energía Láser (J)	10 ⁶	200	5000	5000
	Duración láser (nseg)	10	2,13	4,69	4,70
	Radio Interno (μm)	480	47	10,21	10,20
	Radio Externo (μm)	2400	235	10,21	10,20
	Densidad Int. (gr/cm ³)	1,02 10 ⁻²	1,02 10 ⁻²	1,00	1,00
	Densidad Ext. (gr/cm ³)	2,25	2,25	1,00	1,00
MAXIMO ENERGIA CINETICA	Tiempo (nseg)	18,3	3,91	4,68	4,70
	Energía Cinética (J)	4470	0,848	5270	5000
ONDA DE CHOQUE A 0,75 RADIO EXT.	Tiempo (nseg)	27,63	5,36	5,15	4,70
	Max. Energía Específ. (J/gr)	1,21 10 ⁵	2,57 10 ⁴	4,71	4,70
ONDA DE CHOQUE S/LA INTERFASE	Tiempo (nseg)	72,07	12,77	5,64	4,70
	Radio Interfase (μm)	477,9	46,79	10,21	10,20
MAXIMA COMPRESION DEL COMBUSTIBLE	Tiempo (nseg)	97,1	17,1	5,68	4,70
	Radio Interfase (μm)	13,65	1,63	8,37	10,21
	Densidad (gr/cm ³)	445	245	1,82	1,00
	Producto ρR (gr/cm ²)	0,514	0,0296	17,36	10,20
	Temperatura (°K)	1,04 10 ⁷	2,81 10 ⁶	3,70	4,70

TABLA V.2.1

TIEMPO = 3.32 nseg
ENER = 160.6 JOULE

— LOG PRES (Mbar)
LOG TEMP (°K) — (TI) — (TE)

LOG P (gr/cm³)

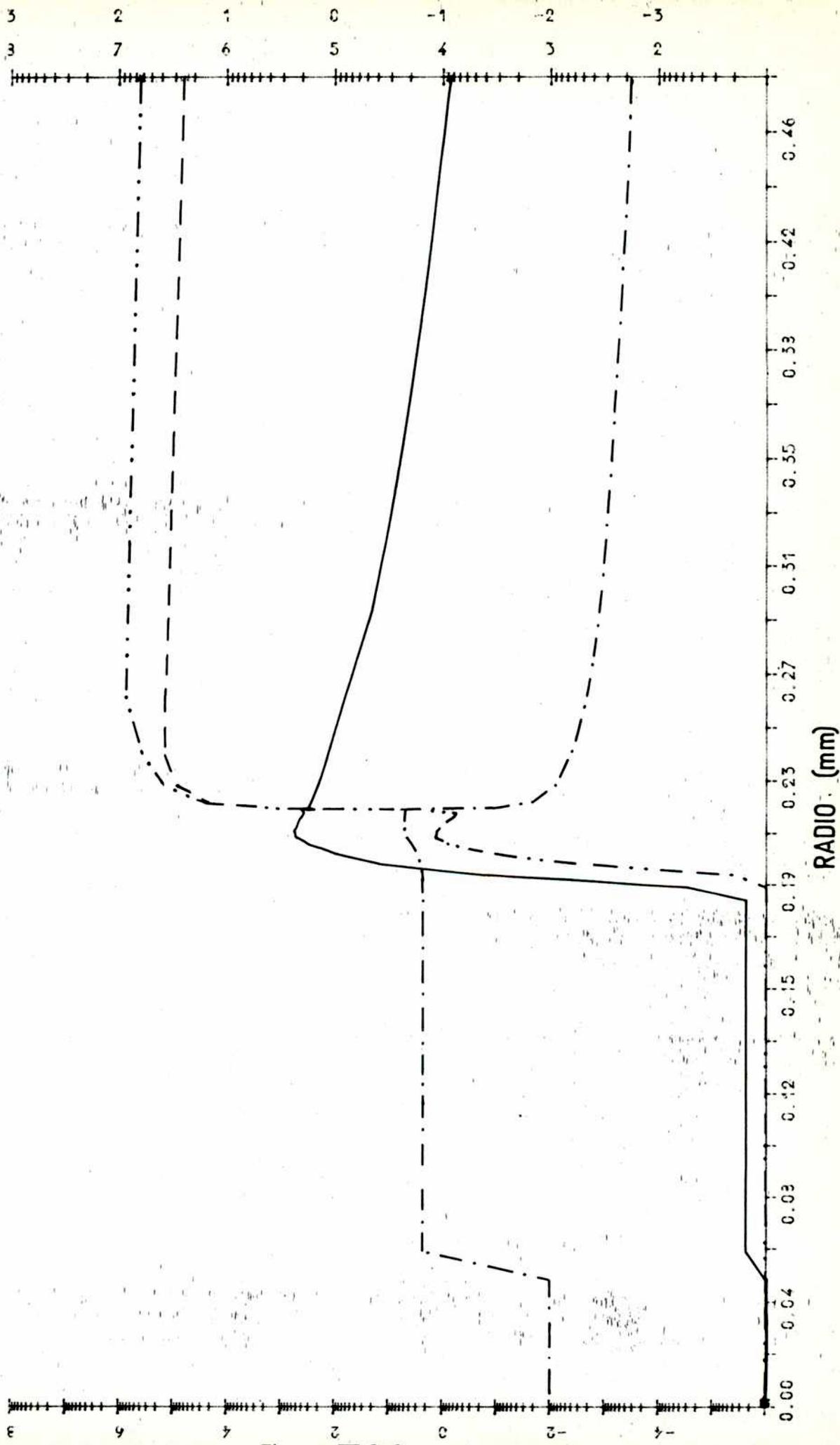
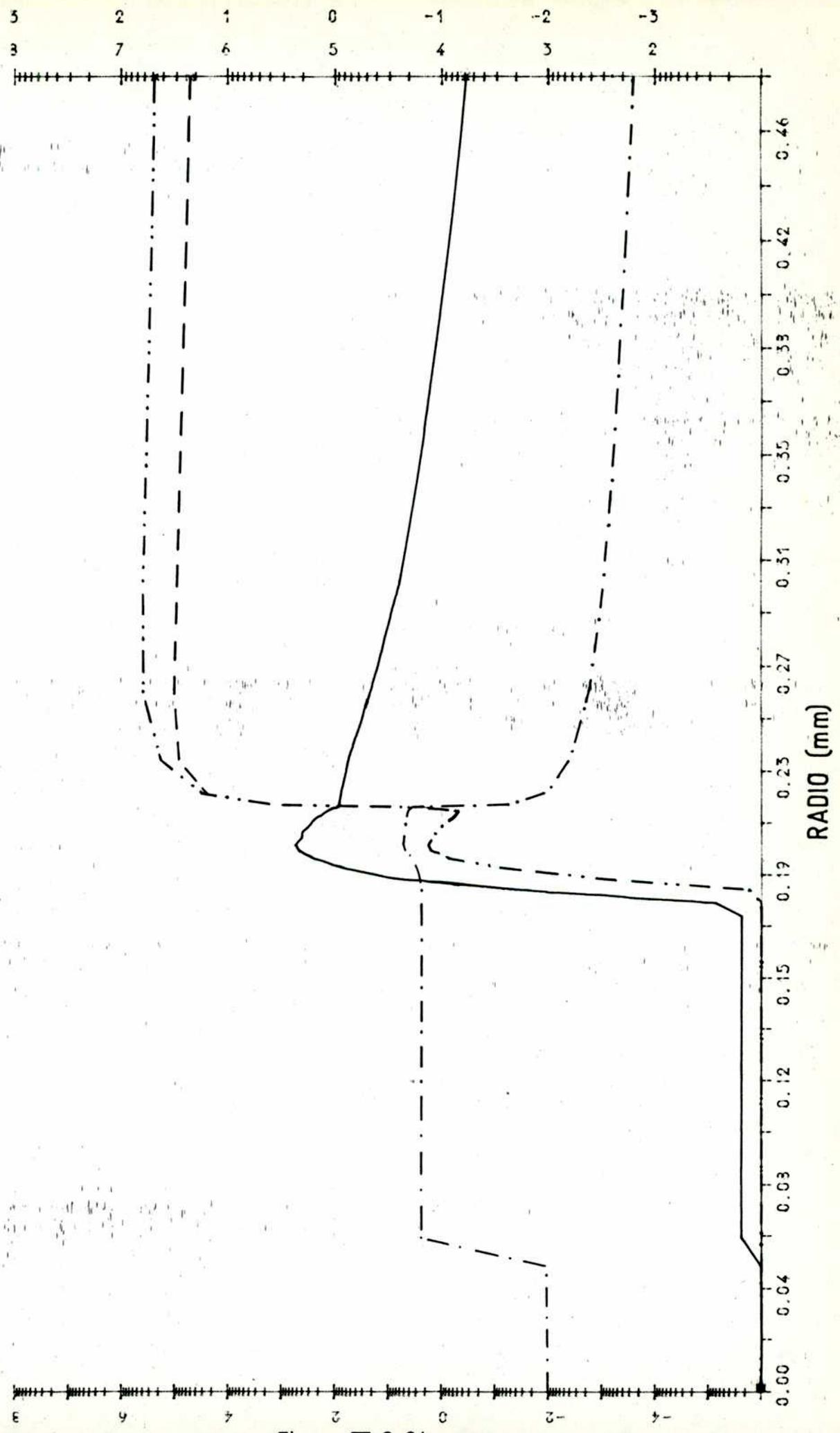


Figura V 2 2a

TIEMPO = 3.91 nseg
ENER = 1.872×10^{-7} JOULE

— LOG PRES (Mbar)
LOG TEMP (°K) - - (TI) - · - · (TE)

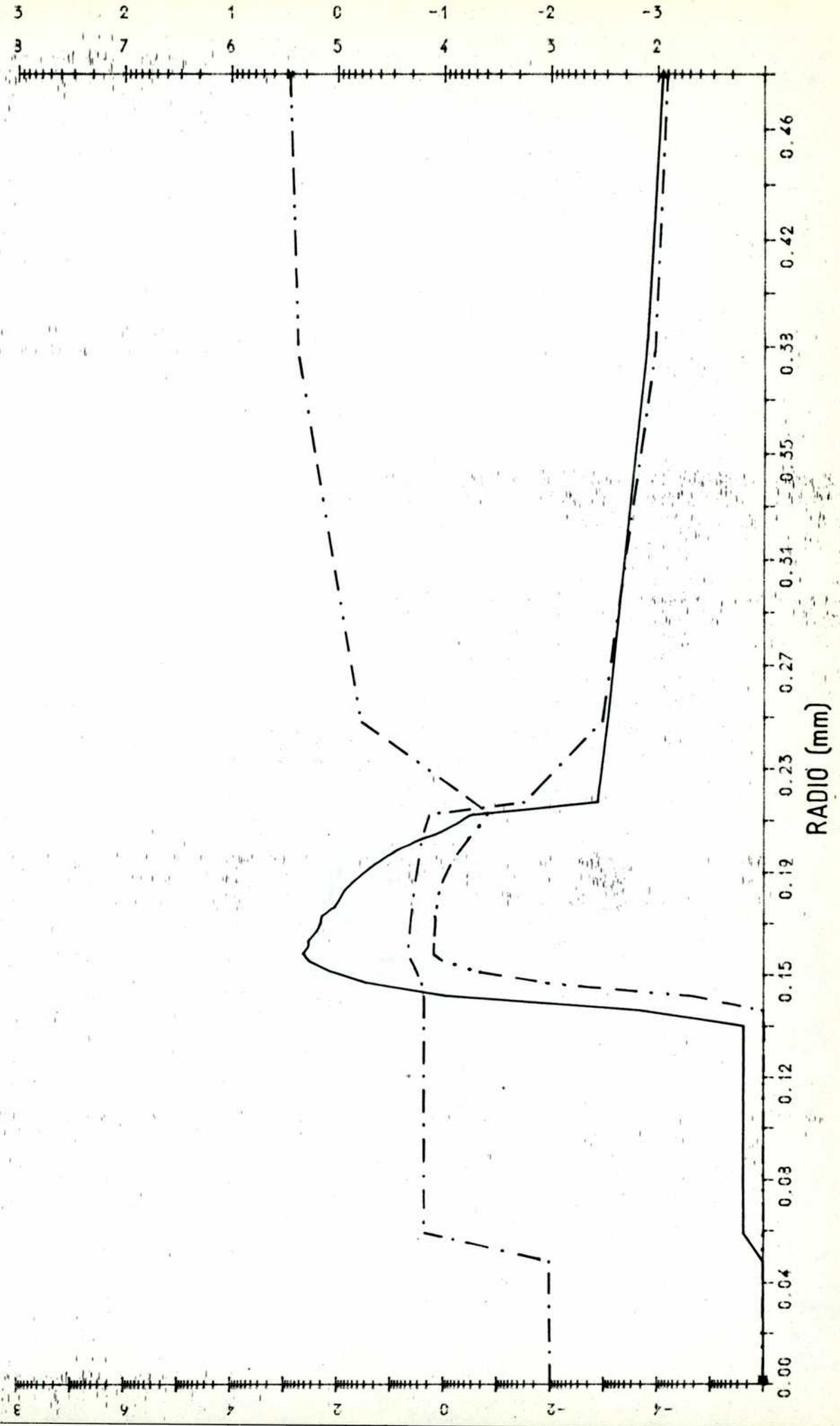
LOG P (gr/cm³)



TIEMPO = 6.89 nseg
ENER = 200 JOULE

LOG P (gr/cm³)

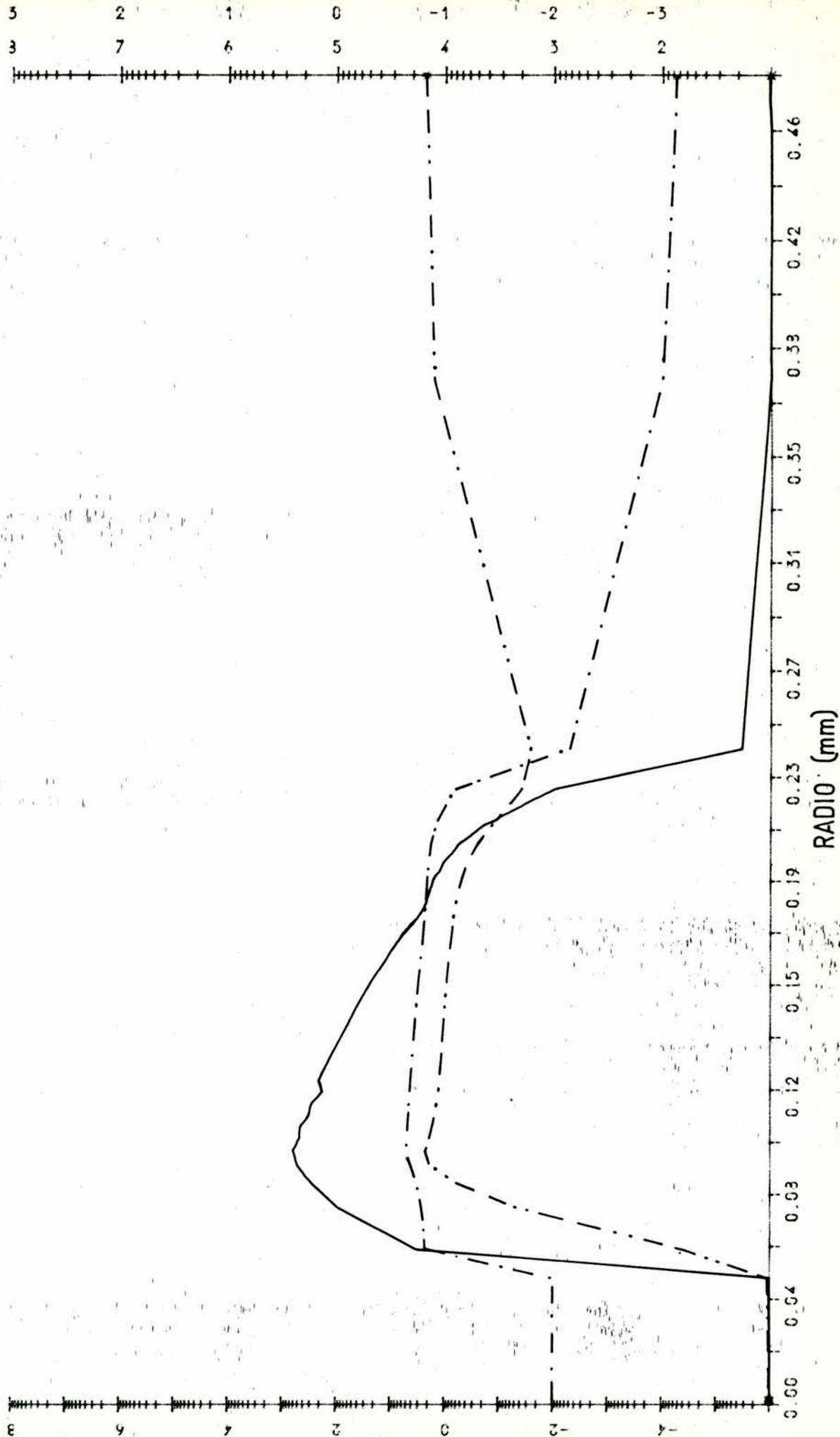
LOG PRES (Mbar)
LOG TEMP (°K) --- (TI) - - - - (TE)



TIEMPO = 12.25 nseg
ENER = 200 JOULE

LOG PRES (Mbar)
LOG TEMP (°K) -- (TI) - - - - (TE)

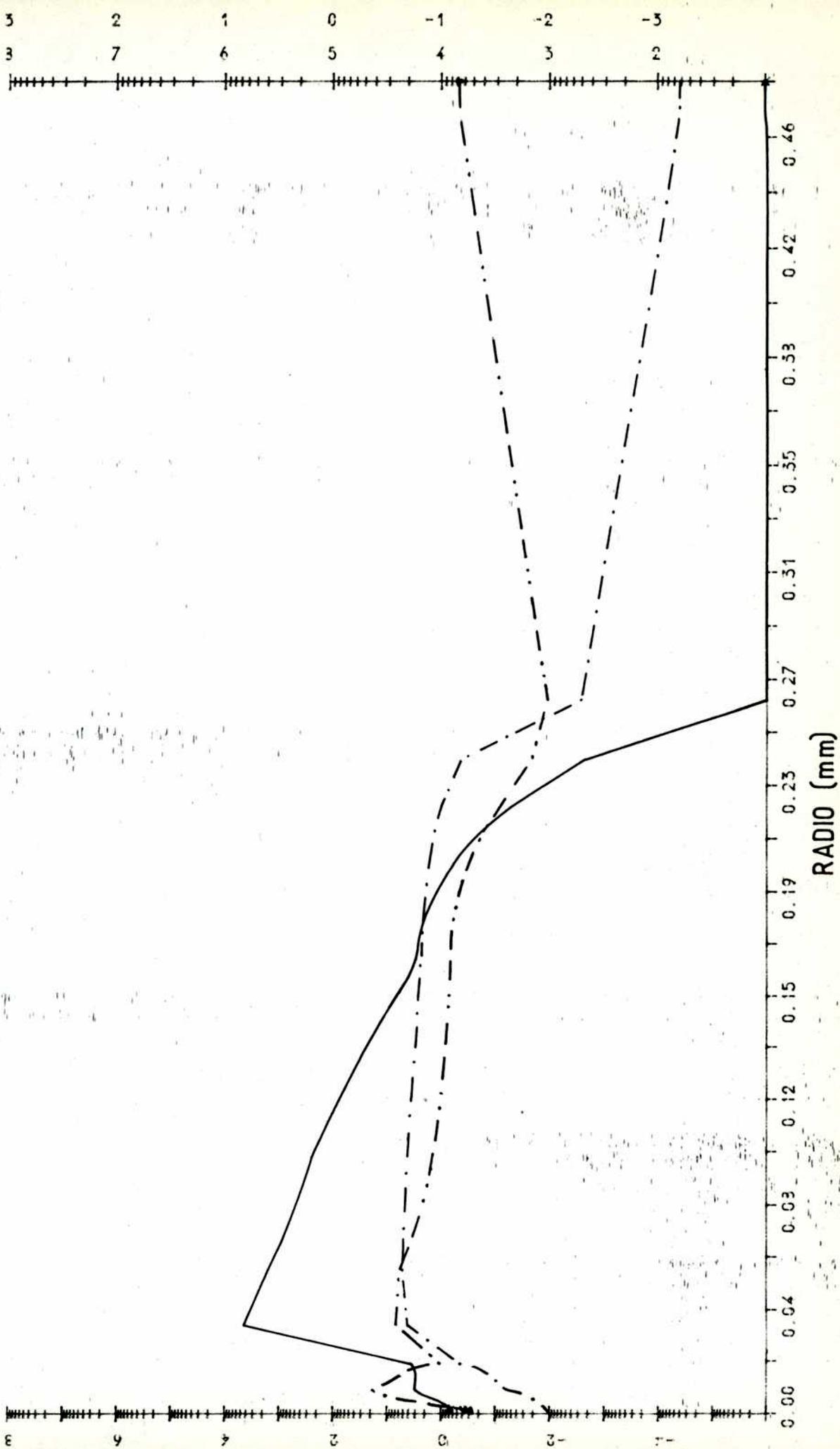
LOG P (gr/cm³)



TIEMPO = 16.1 nseg
ENER = 2.00×10^{-7} JOULE

LOG PRES (Mbar) —
LOG TEMP (°K) - - (TI) - · - · - (TE)

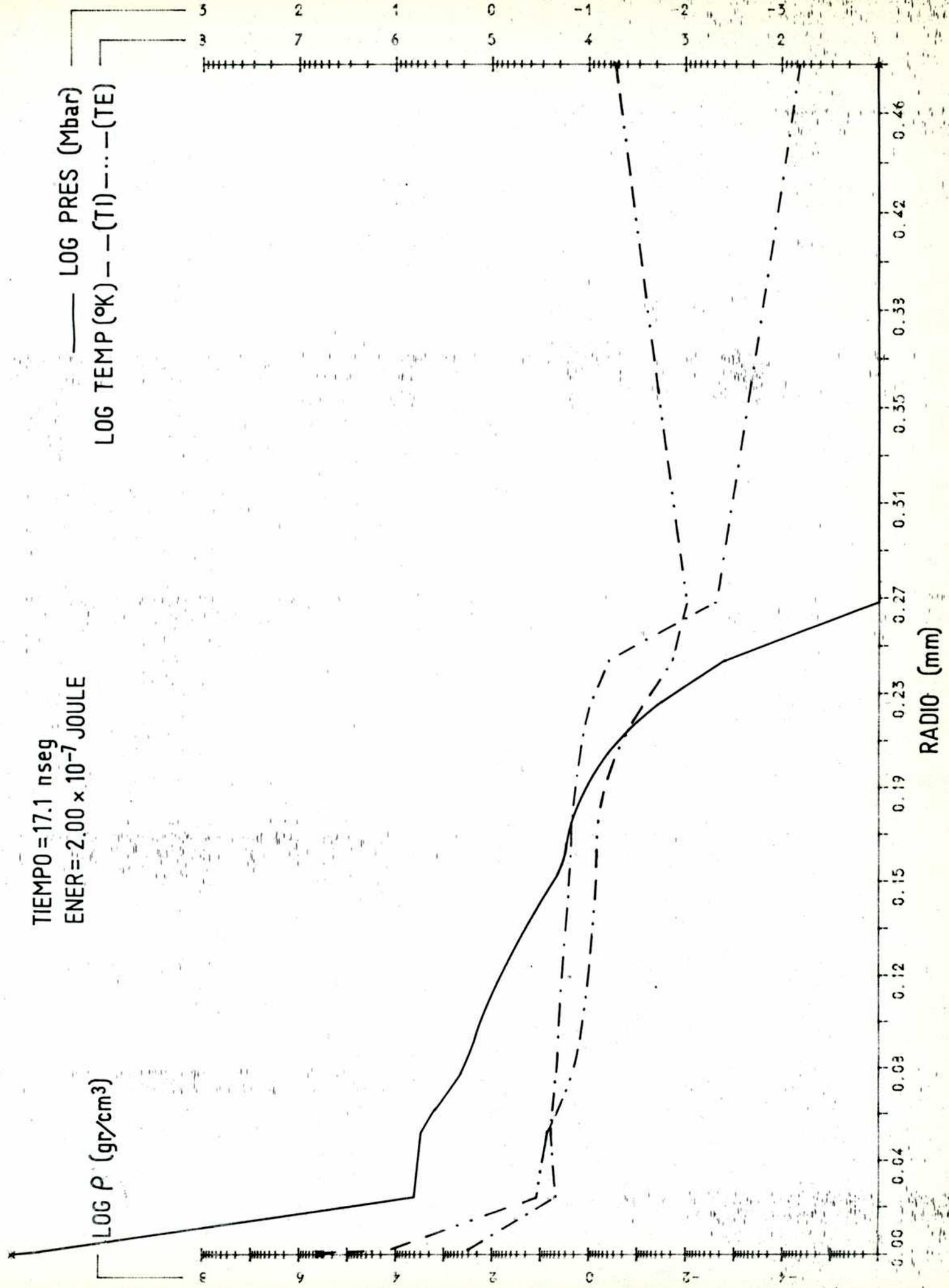
LOG P (gr/cm³)



TIEMPO = 17.1 nseg
ENER = 2.00 x 10⁻⁷ JOULE

LOG ρ (gr/cm³)

LOG PRES (Mbar)
LOG TEMP (°K) -- (TI) --- (TE)



lar énfasis debe mencionarse la notable diferencia con el caso de los blancos delgados (ver figuras III.6.1 y III.6.2), en lo que respecta a los perfiles de las magnitudes termodinámicas del combustible en el instante de la máxima compresión. Estas magnitudes tienden a mostrar máximos pronunciados en el origen y la región central menos densa prácticamente ha desaparecido.

V.3 VARIACION CON β

La característica fundamental de los blancos gruesos consiste en un cociente entre los radios externo e interno ($\beta = R_e/R_i$) apreciablemente mayor que la unidad. Considerando esta circunstancia, se ha creído oportuno investigar la influencia de este parámetro sobre las condiciones termodinámicas del combustible comprimido. Para ello, se han procesado diversos casos generados a partir del ejemplo del acápite V.1, sobre el cual se ha modificado sólo el valor de β . Los resultados obtenidos de este modo se resumen en la Tabla V.3.1, donde se presentan las magnitudes termodinámicas finales del combustible en función de β . Se han incluido, además, los valores que proveen los modelos analíticos a fin de simplificar su posterior comparación. Los cuatro casos estudiados cubren el rango de β comprendido entre 3 y 6, dentro del cual se prevé obtener las situaciones de mayor interés. Para valores de β inferiores, el concepto de los blancos gruesos pierde vigencia, mientras que más allá de dicho rango la transferencia de energía al combustible cae significativamente.

Del análisis de los resultados resalta, en primer lugar, las elevadas densidades obtenidas en todos los casos ($\rho^* \geq 300 \rho_s$). Este hecho plantea una nueva perspectiva para los blancos gruesos presentándolos como un método eficiente para estudiar el comportamiento de la materia altamente comprimida. Respecto al peso del parámetro β sobre las condiciones finales del colapso, merece destacarse la fuerte dependencia manifestada por la densidad, aparen-

β	DENSIDAD (gr/cm ³)			PRODUCTO ρR (gr/cm ²)			TEMPERATURA (10 ⁷ °K)			PRESION (10 ¹⁷ dyn/cm ²)			EVENTOS DE FUSION (x10 ¹²)		
	MODELO A	MODELO B	MODELO C	MODELO A	MODELO B	MODELO C	MODELO A	MODELO B	MODELO C	MODELO A	MODELO B	MODELO C	MODELO A	MODELO B	MODELO C
3	318	343	66,8	0,809	0,850	0,234	0,900	1,07	0,501	1,89	2,42	0,221	---	2,23	0,153
4	318	365	215	0,607	0,665	0,366	1,17	1,33	0,809	2,45	3,20	1,15	---	2,37	14,7
5	318	383	445	0,485	0,549	0,514	1,43	1,57	1,04	3,00	3,97	3,06	---	2,38	50,2
6	318	401	770	0,404	0,472	0,593	1,68	1,80	1,18	3,53	4,79	6,00	---	2,25	82,7

TABLA V.3.1

Modelo A : Modelo analítico simple
 Modelo B : Modelo analítico elaborado
 Modelo C : Código numérico

temente relacionada con el cociente de masas (M_e/M_f), y la escasa variación de la temperatura, vinculada esencialmente a la energía entregada. Por último, puede observarse que el número de eventos de fusión, estimado sin considerar la previsible deposición de energía por los productos de las reacciones, aumenta con β . Este aumento, empero, se hace progresivamente menor debido a la disminución de la masa de combustible y es razonable suponer, entonces, que se alcanzará un máximo en el número de reacciones producidas. De lo expuesto se concluye inmediatamente que, considerando la liberación de energía, existe un valor de β óptimo, el cual puede ser significativamente mayor que el mínimo compatible con el concepto de los blancos gruesos.

V.4 COMPARACION ENTRE MODELOS

Tal como se mencionara, la tabla V.3.1. contiene los valores de cada magnitud, obtenidos mediante el empleo de los diferentes modelos. La comparación entre estos resultados aporta nuevos elementos de juicio para el estudio de los blancos gruesos.

En primer lugar, puede notarse que el modelo analítico más simple (modelo A), desarrollado en el capítulo I, predice una independencia entre la densidad final y β . Desde este punto de vista, ya que el producto ρR^* disminuye cuando β aumenta, parecería más adecuado adoptar el mínimo valor de este parámetro que permita la aplicación del concepto propuesto en el presente trabajo. Esta conclusión se contrapone con los resultados del modelo analítico más elaborado (modelo B) que muestra una densidad creciente con β . Teniendo presente las diferencias existentes entre ambos modelos, puede establecerse que el comportamiento no-ideal del material externo, aún considerado en forma parcial, tiene un marcado efecto sobre la energía que puede transfe-

rirse al combustible. Este postulado se ve fortalecido merced a los resultados obtenidos con el código numérico (modelo C), que utiliza ecuaciones de estado más precisas para los materiales involucrados, en los cuales puede observarse que la densidad manifiesta una fuerte dependencia con β , suficiente como para revertir el comportamiento del producto ρR^* con el parámetro en cuestión. En consecuencia, si se pretende obtener elevadas compresiones, es conveniente utilizar valores de β altos, a diferencia de lo previsto por el modelo A.

Desde el punto de vista termonuclear, el problema es diferente. De acuerdo con los criterios de ignición desarrollados en el capítulo I, deben considerarse ahora los valores de la temperatura (T^*) y del producto densidad por radio (ρR^*) obtenidos, en función del parámetro β . En la tabla V.3.1 puede notarse que, mientras todos los modelos predicen el aumento de la temperatura con dicho parámetro, el producto ρR^* invierte su comportamiento en los resultados del código numérico debido, según se mencionara, a una descripción más elaborada de los materiales constitutivos. Más allá de estas diferencias, todos los modelos permiten inducir la existencia de un valor óptimo de β ya que el aumento de la temperatura puede compensar la disminución de ρR^* . Merced a la estimación del número de reacciones de fusión producidas, factible con el modelo B, es posible obtener un valor cercano a 5 para este óptimo ($\beta_{op} \approx 5$). El código numérico indica, empero, que este valor es más elevado ($\beta_{op} > 6$).

La confrontación de los resultados muestra, además, valores de temperatura sistemáticamente más bajos en el caso del modelo C. Estas diferencias pueden ser atribuidas, nuevamente, a la consideración más precisa de la dependencia de la compresibilidad del material externo con las condiciones termodinámicas imperantes y a la influencia de ella sobre el transitorio durante

el cual se acelera la superficie de la burbuja.

Por último merece destacarse el razonable acuerdo cualitativo entre los modelos B y C. La comparación de las figuras IV.1.6 y V.2.1 ratifica el acuerdo en lo que respecta a la evolución de la interfase cáscara-burbuja. La ligera discordancia observada está originada, muy probablemente, en la compresibilidad del material externo. Pese a esto, puede afirmarse que las últimas etapas de compresión del combustible son razonablemente descriptas por el modelo de Rayleigh para el colapso de una burbuja.

V.5 CONCLUSIONES

Los resultados obtenidos constituyen una muy fuerte indicación de que el concepto de los blancos gruesos merece ser considerado como una opción válida para la obtención de situaciones de interés termonuclear. Esta propuesta, alternativa con respecto al difundido concepto de los blancos delgados, tiene en común con éste una relativa independencia de los resultados con la conformación temporal del pulso de potencia. Sin embargo, la nueva idea presentada manifiesta aspectos significativamente favorables ya que, al costo de una transferencia de energía al combustible menos eficiente (por otra parte compensada, al menos parcialmente, por la menor severidad de las condiciones de ignición), la implosión prácticamente carece de problemas de estabilidad; problemas aún no resueltos totalmente en los blancos delgados.

El empleo de blancos de paredes gruesas se revela, además, como un método idóneo para la obtención de elevadas compresiones, de utilidad, por lo tanto, para estudios sobre la materia sometida a muy altas presiones.

Otra faceta que merece destacarse es el elevado tiempo de confinamiento que se logra gracias a la inercia de la gruesa pared externa. Esto causa

un relajamiento en las condiciones termodinámicas requeridas para la ignición ya que, al ser el tiempo de vida del sistema más prolongado, la deposición de energía por parte de los productos de las reacciones puede aumentar marcadamente la temperatura del combustible y generar una mayor producción de eventos de fusión. En consecuencia, la obtención de situaciones de interés termonuclear es más factible en los blancos gruesos.

Finalmente, si bien el concepto de los blancos de paredes gruesas propuesto parece contar con numerosas características ventajosas; no puede afirmarse que constituya la solución para la fusión nuclear controlada. Muchas investigaciones teóricas y experimentales deberán llevarse a cabo antes de determinar la bondad de este tipo de blancos. En este sentido, el presente trabajo debe ser entendido como un primer estudio sistemático y comparativo de los blancos gruesos. Los resultados, aunque no definitivos, muestran sin lugar a dudas que este concepto es de sumo interés.

Roberto G. G. G.
Roberto G. G. G.

Vicente Ángel Torres

BIBLIOGRAFIA

- [1] J. Nuckolls et al., Nature, 239, 139 (1972)
- [2] J. Nuckolls, "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" (H.Schwarz y H.Nora; Eds.), 3B, Plenum, New York, 449 (1974).
- [3] A. Caruso; Plasma Physics, 16, 683 (1974).
- [4] H. Hora, et al., Proc. 7th Int. Conf., Innsbruck, 1978.
- [5] R.E. Kidder, Nuclear Fusion, 14, 53 (1974).
- [6] C. Ferro Fontán, J.Gratton y R. Gratton, Physics Letters, 55A, 35 (1975).
- [7] R.E. Kidder, Nuclear Fusion, 14, 797 (1974).
- [8] F. Winterberg, Physical Review, 174, 212 (1968).
- [9] M.J. Clauser, Physical Review Letter, 35, 848 (1975).
- [10] F. Winterberg, Laser Focus, 12, 8 (1976).
- [11] R. Gratton, H.Kelly y V.Pais, Plasma Physics, 20 263 (1978).
- [12] J.M.Kindel y E.L.Lindman, Nuclear Fusion, 19, 597 (1979).
- [13] M.A. Sweeney y M.M. Widner, Nuclear Fusion, 18, 429 (1978).
- [14] F.C. Young et al., Applied Physics Letters, 30, 45 (1977).
- [15] B.H. Ripin et al., Physical Review Letters, 39, 611 (1977).
- [16] D.W. Phillion et al., Physical Review Letters, 39, 1529 (1977).
- [17] B.H. Ripin et al., Applied Physics Letters, 34, 809 (1979).
- [18] C.M. Armstrong et al., Journal of Applied Physics, 50, 5233 (1979).
- [19] K.A. Brueckner et al., Nuclear Fusion, 19, 1431 (1979).
- [20] H. Nishimura et al., Plasma Physics, 21, 69 (1980).
- [21] J. Agostinelli et al., Applied Optics, 18, 2500 (1979).
- [22] R.J. Mason, Nuclear Fusion, 15, 1031 (1975).

- [23] S.I. Anisimov, et al., JETP Letters, 22, 161 (1975).
- [24] J. Nuckolls et al., Proc. 5th Int.Conf. Tokyo, 1974.
- [25] G.S. Fraley et al., Proc. 5th Int.Conf. Tokyo, 1974.
- [26] K. Lee et al., Nuclear Fusion, 19, 1447 (1979).
- [27] R.E. Kidder, Nuclear Fusion, 16, 3 (1976).
- [28] D.E.T.F. Ashby, Nuclear Fusion, 16, 231 (1976).
- [29] Yu. V. Afanas'ev et al., JETP Letters, 21, 68 (1975).
- [30] R.B. Perkins, Proc. 7th Int.Conf. Innsbruck, 1978.
- [31] J.L. Emmett, Proc. 9th Europ.Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford, 1979.
- [32] E.N. Avrorin, JETP Letters, 32, 437 (1980).
- [33] L.A. Artsimovich, "Controlled Thermonuclear Reactions", Oliver and Boyd Ltd. (1964).
- [34] D.L. Book, NRL Plasma Formulary, Naval Research Laboratory, Memorandum Report N° 3332.
- [35] L. Spitzer, "Physics of fully ionized gases", 2nd ed., Wiley & Sons (1974).
- [36] R.C. Kirkpatrick, Nuclear Fusion, 21, 1457 (1981).
- [37] Yu. B. Zel'dovick, Yu. P. Raizer, "Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena", II.Vol. Academic Press, New York (1966).
- [38] J.P. Soman, "Physics of High Energy Density", 48th Course, Int. School of Physics "Enrico Fermi", Academic Press (1971).
- [39] L. Landau and E.Lifchitz, "Fluids Mechanics", Pergamon Press (1959).
- [40] A. Caruso et al., Physics Letters, 35A, 279 (1971).
- [41] A. Caruso y R. Gratton, Plasma Physics, 10, 867 (1968).
- [42] A. Caruso, "Model experiments for laser-driven hydrodynamics", Nota interna 77.23/p, Assoc. EURATOM-CNEN sulla Fusione, Frascati, Italia (1977).

- [43] K.A. Brueckner and S.Jorna, *Review of Modern Physics*, 46, 325 (1974).
- [44] V.A. Pais, "Modelo que describe la evolución de un sistema irradiado con un haz láser", Nota interna Laboratorio de Física del Plasma, T-i: 17/78.
- [45] S. Atzeni, A.Caruso, P. Giupponi, V. Pais, "A 1-dimensional numerical code for laser-driven implosion and ignition", Nota Interna 80.17, Assoc., EURATOM-CNEN sulla Fusione, Frascati, Italia (1980).
- [46] R.V. Richtmeyer and K.W. Morton, "Difference methods for initial-value problems", 2nd ed. Interscience Publishers (1967).
- [47] D.V. Sivukhin, "Reviews of Plasma Physics", IV Vol. Consultant Bureau, New York (1966).
- [48] B. Brunelli, *Nuovo Cimento*, 55B, 2, 264 (1980).
- [49] J.M. Dawson, "Advances in Plasma Physics", I Vol., J.Wiley & Sons (1968).
- [50] J.W. Stewart, *Physics Review*, 97, 578 (1955).
- [50'] J.W. Stewart y C.A. Swenson, *Physics Review*, 94, 1069 (1967).
- [51] "American Institute of Physics Handbook", 2nd. ed., Mc Graw - Hill Book Company (1963).
- [52] R.G. Mc Queen y S.P. Marsh, *Journal of Applied Physics*, 31, 1253 (1960).
- [53] V.N. Zubarev y G.S. Telegin, *Soviet Physics Doklady*, 7, 34 (1962).
- [54] E.E. Salpeter y H.S. Zepolsky, *Physics Review*, 158, 876 (1967).
- [55] D.D. Clayton, "Principles of Stellar evolution and nucleosynthesis", Mc Graw - Hill Book Company (1968).
- [56] D.B. Henderson et al., *Physical Review Letters*, 33, 205 (1974).
- [57] K.A.Brueckner et al., *The Physics of Fluids*, 17, 1554 (1974).
- [58] S.E. Bodner, *Physical Review Letter*, 33, 761 (1974).

[59] J.D. Lindl y W.C. Mead, Physical Review Letters, 34, 1273 (1975).

[60] P.P. Volosevich et al., JETP Letters, 24, 252 (1976).

Agradecimientos

Deseo expresar mi agradecimiento :

Al Dr. Roberto Gratton, como Director de Tesis y Consejero de Estudios, pues a través de su sincera amistad y su paciente guía, me brindó, incansablemente, todo el apoyo necesario para mi formación humana y científica.

Al Director Consultor, Dr. Angelo Caruso, a cuyo lado di los primeros pasos en las investigaciones que se materializarían, finalmente, en mi plan de tesis. Sus enseñanzas y consejos abrieron nuevos horizontes en mi desarrollo personal y profesional.

Al Dr. Constantino Ferro Fontán, supervisor de mi tesis de licenciatura, en quien encontré un amigo y un consejero que, invariablemente a lo largo de mi carrera, contribuyó en forma sistemática y desinteresada a la evolución de mi carrera de doctorado.

Al Dr. Julio Gratton, sin cuya dedicada intervención el desarrollo de mi carrera se hubiese visto seriamente perjudicado, y en particular, mi estadía en Laboratorio Fusione Laser (CNEN, Frascati, Italia) no hubiera sido posible.

Al Señor Jefe del Servicio Naval de Investigación y Desarrollo, Capitán de Navío Don Fortunato Parera Izaguirre, quien apoyó el desarrollo de este trabajo permitiendo el uso de la computadora IBM 370/3032, propiedad de la Armada Argentina.

Al Señor Jefe del Servicio de Estadísticas y Computación de Datos de la Armada y por su intermedio a su personal, a cuyo cargo se encuentra la administración de la mencionada computadora. En especial, al Señor Capitán

de Fragata, Don Luis J.D'Ambrosio, al Señor Ingeniero Julio Kun, al Señor Ignacio Rivero y al Señor Ernesto Torres por la invaluable colaboración prestada en el allanamiento de los obstáculos que se presentaron.

A los integrantes del Laboratorio de Física del Plasma (FCEN, UBA) que me brindaron su apoyo y me demostraron un constante interés.

A los integrantes del Laboratorio Fusione Laser (CNEN, Frascati, Italia) de quienes obtuve fructíferas sugerencias y al personal del centro de cómputos del mismo organismo, quienes me manifestaron siempre su mejor disposición.