



T1-1993/24

DEPARTAMENTO DE FISICA DE MATERIALES
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

ANALISIS Y DESARROLLO DE METODOLOGIAS PARA LA
OBTENCION DE PROPIEDADES MECANICAS DE
MATERIALES A ALTAS VELOCIDADES DE DEFORMACION
Y A ALTA TEMPERATURA.

POR

JESUS RODRIGUEZ PEREZ

LICENCIADO EN CIENCIAS FISICAS

PRESENTADA EN LA
FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

PARA LA OBTENCION DEL GRADO DE DOCTOR EN CIENCIAS FISICAS

DIRECTORES DE TESIS

VICENTE SANCHEZ GALVEZ

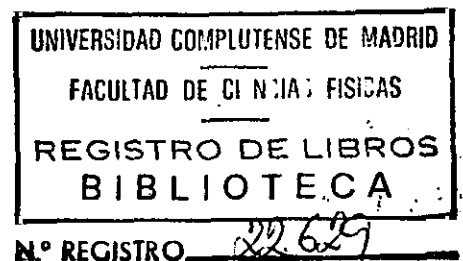
CARLOS NAVARRO UGENA

DOCTOR INGENIERO DE CAMINOS

DOCTOR INGENIERO DE CAMINOS

DEPARTAMENTO DE CIENCIA DE MATERIALES
E.T.S.I. CAMINOS - UNIVERSIDAD POLITECNICA DE MADRID

1993



A MIS PADRES

AGRADECIMIENTOS.

A los profesores Vicente Sánchez Gálvez y Carlos Navarro Ugena, directores de esta tesis, por su constante orientación y estímulo durante las distintas etapas de esta investigación.

A la profesora Nieves de Diego Otero, tutora de este trabajo, por su diligencia e interés en el seguimiento del mismo.

Al profesor Andrés Valiente Cancho, por su apoyo personal en los principios de esta investigación.

A todos los miembros del Departamento de Ciencia de Materiales de la Universidad Politécnica de Madrid que, con su ayuda y amistad, han contribuido a la realización de esta tesis. Especialmente quiero mencionar a D. David Culebras Gómez y a D. José Miguel Martínez Palacio, por su inestimable colaboración en el diseño y optimización de los dispositivos experimentales.

Al Laboratorio Químico Central de Armamento (La Marañosa), por las facilidades experimentales proporcionadas para la realización de esta tesis.

Al Departamento de Física de Materiales de la Universidad Complutense de Madrid, por haber acogido este trabajo.

INDICE.

RESUMEN.

ABSTRACT.

CAPITULO 1: INTRODUCCION.	1
1.1 Contexto científico.	1
1.2 Comportamiento de materiales en condiciones dinámicas	6
1.3 Técnicas experimentales de caracterización dinámica de materiales.	12
1.3.1 Rango de velocidades de deformación bajas.	14
1.3.2 Rango de velocidades de deformación medias.	15
1.3.2.1 Plastómetro.	15
1.3.2.2 Torre de caída de peso.	16
1.3.3 Rango de altas velocidades de deformación.	17
1.3.3.1 Barra Hopkinson.	17
1.3.3.2 Cilindro de Taylor.	35
1.3.4 Rango de muy altas velocidades de deformación.	37
1.3.4.1 Anillo expandible.	37
1.3.4.2 Impacto de placas.	38
1.3.5 Técnicas de fotografía ultrarrápida.	39
1.4 Técnicas de simulación numérica.	44
1.5 Objetivos de la tesis.	48
1.6 Aportaciones originales conseguidas.	50
1.7 Contenido de la tesis y organigrama.	51

CAPITULO 2: ENSAYOS DINAMICOS DE COMPRESION. 54

2.1 Planteamiento.	54
2.2 Experimentación.	57
2.2.1 Técnica experimental.	57
2.2.2 Análisis de los resultados. Propagación de ondas unidimensionales.	66
2.2.3 Resultados de los ensayos: Al 7017 T73.	71
2.2.4 Resultados de fotografía ultrarrápida.	82
2.3 Análisis y simulación numérica.	86
2.3.1 Simulación numérica de los ensayos de compresión.	86
2.3.2 Validación de la simulación numérica.	88
2.3.3 Resultados de la simulación numérica.	91
2.4 Discusión de resultados.	99

CAPITULO 3: ENSAYOS DINAMICOS DE TRACCION DIRECTA. 102

3.1 Planteamiento.	102
3.2 Experimentación.	104
3.2.1 Técnica experimental.	104
3.2.2 Análisis de los resultados. Método de las características	109
3.2.3 Resultados de los ensayos: Al 7017 T73.	116
3.2.4 Resultados de fotografía ultrarrápida.	128
3.3 Análisis y simulación numérica.	130
3.3.1 Simulación numérica de los ensayos.	130
3.3.2 Validación de la simulación numérica.	132

3.3.3 Resultados de la simulación numérica.	134
3.4 Discusión de resultados.	151

**CAPITULO 4: ENSAYOS DINAMICOS DE TRACCION
INDIRECTA. 153**

4.1 Planteamiento.	153
4.2 Experimentación.	155
4.2.1 Técnica experimental y análisis de los resultados	155
4.2.2 Resultados de los ensayos: Materiales cerámicos.	157
4.2.3 Resultados de fotografía ultrarrápida.	162
4.3 Análisis y simulación numérica.	169
4.3.1 Simulación numérica de los ensayos.	169
4.3.2 Validación de la simulación numérica.	171
4.3.3 Resultados de la simulación numérica.	172
4.4 Discusión de resultados.	175

**CAPITULO 5: ENSAYOS DINAMICOS DE TRACCION
DIRECTA A TEMPERATURAS ELEVADAS. 177**

5.1 Planteamiento.	177
5.2 Experimentación.	178
5.2.1 Técnica experimental.	178
5.2.2 Influencia de la temperatura en los resultados.	180
5.2.3 Resultados de los ensayos.	187
5.3 Discusión de resultados.	196

CAPITULO 6: CONCLUSIONES Y LINEAS DE TRABAJO FUTURO.	198
6.1 Conclusiones.	198
6.2 Líneas de trabajo futuro.	202
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.	203

RESUMEN.

En esta tesis doctoral se establece un método de caracterización de materiales a altas velocidades de deformación ($< 1000 \text{ s}^{-1}$), tanto a temperatura ambiente como a temperaturas elevadas ($< 300 \text{ }^{\circ}\text{C}$).

Se han desarrollado técnicas experimentales propias, basadas en la Barra Hopkinson, que han permitido realizar, en las condiciones citadas, ensayos de compresión y tracción directa a diferentes temperaturas en materiales metálicos y tracción indirecta en materiales cerámicos.

Para esclarecer si los resultados proporcionados por este tipo de ensayos son representativos del comportamiento del material, se ha llevado a cabo una simulación numérica, mediante el método de los elementos finitos (Programas DYNA2D y ABAQUS), de todos los ensayos realizados. Se ha comprobado que en el interior de una probeta en un ensayo dinámico, se alcanza un estado de equilibrio cuasiestático transcurridos algunos microsegundos desde el comienzo de la aplicación de la carga, lo que facilita la interpretación de los resultados, al no ser necesario contabilizar los efectos de la propagación de ondas de tensión.

En los ensayos de compresión se ha estudiado el efecto del tamaño de las probetas en los resultados obtenidos y se ha comprobado que es posible utilizar probetas con diámetros mucho menores que el de las barras de carga. También se ha confirmado la necesidad de lubricar apropiadamente las superficies de contacto, para no sobrevalorar la tensión en la probeta.

El estudio de los ensayos de tracción directa ha permitido comprobar que la distribución de deformaciones en el interior de la probeta no es uniforme, como habitualmente se supone, y se ha establecido una longitud efectiva y un factor de corrección para determinar la deformación del material en función del desplazamiento de los extremos de la probeta. Asimismo, se ha demostrado numéricamente que los valores del límite elástico resultantes de los ensayos coinciden con los reales.

Por otra parte, se ha incorporado un sistema de calentamiento de las probetas para realizar ensayos hasta los 300 °C de temperatura, sin necesidad de introducir ningún tipo de correcciones al método de obtención de resultados, ya que no se producen, en estas condiciones, variaciones importantes de la impedancia mecánica de las barras que componen el sistema.

El análisis de los ensayos de tracción indirecta o brasileños, se ha basado en resultados experimentales de fotografía ultrarrápida y simulación numérica. Se ha demostrado que estos ensayos son una alternativa válida para determinar la resistencia a tracción de materiales frágiles, en los que es muy costoso mecanizar probetas de tracción directa.

Los trabajos realizados en esta tesis doctoral demuestran que, teniendo en cuenta las correcciones propuestas, los ensayos dinámicos basados en la técnica de la Barra Hopkinson constituyen un buen método de caracterización mecánica de materiales a altas velocidades de deformación.

ABSTRACT.

In this Doctoral Thesis a method for the dynamic characterization of materials at high rates of strain ($<1000 \text{ s}^{-1}$) is established for temperatures up to $300 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

Experimental techniques using the Split Hopkinson Bar, are proposed for simple compression and simple tension tests of metallic materials and for indirect tension tests (Brazilian type) of ceramic materials.

Numerical modelling of all tests is carried out with the finite element method (Programs DYNA2D and ABAQUS). In these dynamic tests, a quasi-static equilibrium state is reached within the specimen several microseconds after the application of the load. This simplifies interpretation of the results, since it is not necessary to consider the effects of wave propagation.

In the compression tests, the influence of the specimen size is studied, and it is shown that it is possible to use specimens with diameters much smaller than that of the loading bars. The need of proper lubrication to avoid overestimating the stress in the specimen is also confirmed.

The study of the simple tension test has shown that the strain distribution within the specimen is not uniform, as is usually assumed, and an effective length and a correction factor are proposed to determine the material strain in terms of the displacement of the specimen ends. Numerical modelling shows the validity of the elastic limit data provided by this experimental method.

A heating system incorporated to test materials up to $300 \text{ }^{\circ}\text{C}$ avoids the need of

corrections of results, since there are no important variations of the mechanical impedance of the loading bars in this range of temperatures.

The analysis of the indirect tension or Brazilian tests is based on the experimental results obtained with high speed photography and numerical modelling. It is demonstrated that this type of test is an alternative way to determine the tension strength of brittle materials, where the machining of direct tension specimens is difficult and expensive.

The work shows that, with the proposed corrections, the dynamic tests based on the Hopkinson Bar are a good method of mechanical characterization of materials at high rates of strain.

CAPITULO 1: INTRODUCCION.

1.1 CONTEXTO CIENTIFICO.

La Ciencia de Materiales, gran marco en el que se encuadra la presente tesis doctoral, se ocupa de establecer las relaciones entre la microestructura de los materiales y sus propiedades, tanto físicas como químicas. Estas propiedades son utilizadas, con posterioridad, en el diseño de estructuras, sistemas y componentes.

Las propiedades físicas de los materiales sólidos pueden agruparse en diferentes categorías: mecánicas, térmicas, eléctricas, magnéticas, ópticas...etc, en función del estímulo que provoca la respuesta del material y de los micromecanismos de éste que se ven activados. Entre ellas, las propiedades mecánicas caracterizan la respuesta de un material como consecuencia de la aplicación de sollicitaciones mecánicas externas, y se determinan a través de ensayos de laboratorio en los que se tratan de reproducir las condiciones de funcionamiento y servicio del material en la realidad. Algunos factores, como la naturaleza de la cargas aplicadas, su duración y las condiciones ambientales como la temperatura, humedad, etc, son determinantes en el comportamiento de los materiales. Concretamente, la velocidad con la que una determinada carga se aplica a un sólido tiene una gran influencia en su respuesta mecánica. Propiedades tales como el módulo de elasticidad, el límite elástico, las resistencias a tracción y a compresión o la tenacidad de fractura, dependen de lo rápido que sea el proceso de deformación del sólido. La magnitud que contabiliza la rapidez de cada ensayo es la velocidad de deformación, $\dot{\epsilon}$, que se define como la derivada temporal de

la deformación, ϵ , y tiene dimensiones de tiempo⁻¹, esto es:

$$\dot{\epsilon} = \frac{d\epsilon}{dt} \quad (1.1)$$

El interés por el comportamiento mecánico de los materiales a altas velocidades de deformación está aumentando día a día entre físicos e ingenieros, por el número cada vez mayor de ramas de la industria moderna en las que se someten a los materiales a cargas dinámicas (sísmicas o eólicas), explosiones, choques o impactos. El caso más evidente lo constituyen las aplicaciones militares; por ejemplo: el diseño de blindajes ligeros para protección personal frente a amenazas de pequeño calibre. Sin embargo, existen muchas otras aplicaciones [1], ya que, todo objeto susceptible de ser lanzado, puede convertirse en un proyectil en determinadas circunstancias. Entre las más destacadas por su importancia pueden citarse las siguientes:

- La protección de instalaciones nucleares ante posibles accidentes causados por terremotos, tornados, desastres aéreos o sabotajes.
- En la industria aeronáutica y de automoción es necesario conocer la resistencia al impacto de los materiales empleados en la fabricación de componentes que pueden sufrir choques, como los álabes de un motor de aviación, palas de helicóptero, partes de la carrocería de un automóvil, parachoques, ballestas de suspensión...etc, especialmente ahora que se está extendiendo la utilización de nuevos materiales compuestos para la fabricación de estos componentes.
- Dentro del campo de la construcción, los trabajos de demolición controlada y la evaluación de los efectos sísmicos o eólicos sobre estructuras tales como antenas, puentes o edificios esbeltos, necesitan del conocimiento de las propiedades dinámicas de los materiales.

En las aplicaciones anteriores, a diferencia de los procesos de deformación lenta, el tiempo se convierte en una variable crítica: cuando dos cuerpos chocan se generan ondas de compresión en la zona de contacto que se transmiten al resto del sólido con una cierta velocidad. De este modo, durante los instantes inmediatamente posteriores al impacto, algunas zonas del sólido, las más cercanas a la zona de contacto, se estarán deformando, mientras que, otras más alejadas, no estarán sometidas todavía a ningún estado de sollicitación. Estos fenómenos de propagación de ondas están siempre presentes en los problemas dinámicos, y suponen una gran complicación, pues los valores de la tensión o deformación varían de punto a punto y a lo largo del tiempo. Por otra parte, dado que se producen aceleraciones muy fuertes, es necesario considerar los efectos de las fuerzas de inercia. Cuando además, como sucede en la mayoría de las aplicaciones de interés práctico, el impacto se produce a altas velocidades, se generan grandes compresiones en la zona de contacto entre los cuerpos, y cuando estas ondas de compresión alcanzan los contornos libres del sólido se reflejan como ondas de tracción de una magnitud igualmente elevada. Paralelamente, surgen aspectos termodinámicos, pues más de un 90 % de la energía empleada en deformar un material se convierte en calor. A altas velocidades de deformación no hay tiempo para que se produzca un flujo de calor apreciable entre el cuerpo y el exterior, y la temperatura aumenta en la zona afectada. En definitiva, la situación que se produce en un impacto a alta velocidad es, por lo tanto, muy compleja y la respuesta de los cuerpos involucrados depende, tanto de los materiales que los componen como de sus características geométricas.

Esta tesis se centra en el estudio de las propiedades mecánicas de los materiales a altas velocidades de deformación - concretamente hasta unos 1000 s^{-1} -. Estas velocidades de deformación aparecen en la mayoría de las aplicaciones que se han recogido anteriormente, en las que los fenómenos de propagación de ondas, la influencia de la

geometría, propiedades del material, velocidad de deformación, flujo plástico y rotura, se manifiestan en sucesivas etapas del proceso. Quedan excluidos los problemas de impacto a velocidades superiores a 1 km/s, en los que se generan ondas de choque en la zona del sólido afectada por el impacto, que complican extraordinariamente el comportamiento del material.

Existen, fundamentalmente, dos líneas de investigación para el análisis de problemas de impacto: el desarrollo de modelos analíticos en los que las ecuaciones que gobiernan el movimiento y el comportamiento del material son planteadas de una forma simplificada, y la simulación numérica, basada en la discretización del problema completo, con la resolución de todas las ecuaciones que gobiernan el proceso. En cualquier caso, el conocimiento del comportamiento del material es de trascendental importancia en ambos campos de investigación, pues constituye uno de los datos necesarios para resolver el problema. Conocer el material significa, en otras palabras, conocer la relación constitutiva que describe su comportamiento en determinadas condiciones. En general, esta relación será una función de la tensión σ , la deformación ϵ , la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$, la temperatura T y la presión p , y su forma general es del tipo:

$$f(\sigma, \epsilon, \dot{\epsilon}, T, p) = 0 \quad (1.2)$$

Existen dos opciones para determinar la relación constitutiva de un material dado: la aproximación teórica y la experimental.

En la aproximación teórica, partiendo de mecanismos microfísicos a nivel atómico, se deducen expresiones teóricas que explican las propiedades macroscópicas. Como ilustración de esto, consideremos la sensibilidad de las propiedades de un material a la velocidad de

deformación, que es un parámetro clave de unión entre los aspectos microscópicos de la deformación plástica y las propiedades macroscópicas determinadas a través de los ensayos convencionales [2]. Por ejemplo, la velocidad de deformación, $\dot{\epsilon}$ (parámetro macroscópico), está relacionada con la velocidad de las dislocaciones móviles, v (parámetro microscópico), por la ecuación de Orowan [3]:

$$\dot{\epsilon} = \rho b v \quad (1.3)$$

siendo b el vector de Burgers y ρ la densidad de dislocaciones móviles.

Otro ejemplo de lo anterior lo demuestra el hecho de que las propiedades mecánicas de un material sean altamente dependientes de la temperatura. La dependencia del límite elástico con la temperatura, a deformación y velocidad de deformación constantes, puede expresarse por la siguiente relación, [4]:

$$\sigma = C \exp(Q/RT) \quad (1.4)$$

donde C es una constante dependiente del tipo de material, R la constante de los gases, T la temperatura absoluta y Q la energía de activación del flujo plástico, que dependerá de la estructura de dislocaciones presente en el material en el momento de medir el límite elástico.

En el segundo tipo de aproximación - la experimental - se realizan ensayos que proporcionan datos correspondientes a diferentes condiciones de temperatura y velocidad de deformación. Este camino es muy costoso, pues las ecuaciones resultantes serán función de las condiciones particulares empleadas para su deducción.

Aunque la identificación de los micromecanismos es fundamental para comprender los procesos de deformación dinámica, los resultados que una aproximación puramente teórica pueda proporcionar no siempre son realistas, de ahí que, para caracterizar el comportamiento de los materiales frente al impacto, sea imprescindible desarrollar métodos experimentales concretos que proporcionen información de dicho comportamiento, en situaciones que puedan considerarse similares a las que se presentan en las aplicaciones reales. Esto es, métodos que permitan caracterizar los materiales en compresión y tracción a altas velocidades de deformación y a alta temperatura.

1.2 COMPORTAMIENTO DE MATERIALES EN CONDICIONES DINAMICAS.

El estudio del comportamiento mecánico de materiales a altas velocidades de deformación reviste una gran complejidad, pues en estas condiciones, se encuentran acoplados fenómenos de propagación de ondas con efectos inerciales y aspectos termodinámicos.

En el momento actual, estos procesos no pueden ser explicados globalmente por una única teoría, por lo que, se suele hacer una división entre régimen elástico, plástico e hidrodinámico [5].

Cuando la magnitud de la tensión aplicada al material es inferior a su límite elástico, se habla de régimen elástico y el proceso de deformación no produce alteraciones irreversibles en el material, que obedece en todo momento la ley de Hooke. Este es el caso del impacto de dos bolas de billar o de un neumático rodando sobre el pavimento. A medida

que la magnitud de la tensión aplicada aumenta, superando el límite elástico del material, se entra en el régimen plástico. Empiezan a producirse deformaciones permanentes, calentamiento del material e incluso puede alcanzarse la rotura. El impacto de un pájaro contra la estructura de un avión en vuelo puede situarse dentro de este régimen. Si la fuerza externa supera en varios órdenes de magnitud la resistencia del material, se habla de régimen hidrodinámico. El material se comporta como un fluido, es decir, no posee resistencia al corte. La geometría del sólido carece, prácticamente, de importancia frente a otras propiedades básicas del material como es su densidad. Un ejemplo de estas situaciones se encuentra en el impacto de proyectiles a muy alta velocidad ($> 1 \text{ km/s}$). (Más ejemplos de estos procesos pueden encontrarse en la referencia [6]).

El análisis de los fenómenos encuadrados en cada uno de los regímenes anteriores, se realiza con base en las teorías de propagación de ondas elásticas, plásticas y de choque, respectivamente. A continuación se resumen algunos aspectos de estos tres tipos de análisis.

- Ondas elásticas.

La Teoría de la Elasticidad para sólidos isótropos muestra que existen dos tipos básicos de ondas elásticas: longitudinales (la dirección del movimiento de las partículas es paralela a la de propagación de la onda) y transversales (la dirección del movimiento de las partículas es perpendicular a la de propagación de la onda). Además de estos dos tipos fundamentales, en las proximidades de la superficie del sólido se producen ondas superficiales, como las ondas Rayleigh, cuya amplitud decrece exponencialmente con la distancia a la superficie, y las ondas de Love que aparecen cuando el sólido no es homogéneo.

A pesar de que cada tipo de onda elástica tiene sus propias peculiaridades, el sistema de ecuaciones que gobierna el movimiento de las partículas de un sólido en régimen elástico está formado, en todos los casos, por la ecuación del movimiento, las relaciones constitutivas y las de compatibilidad. Para un sólido homogéneo de densidad ρ , isótropo y con un comportamiento elástico-lineal con constantes de Lamé λ y μ , estas ecuaciones pueden ponerse, para pequeñas deformaciones, como:

$$\sigma_{ij,j} + \rho f_i = \rho \ddot{u}_i \quad (1.5)$$

$$\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2 \mu \varepsilon_{ij} \quad (1.6)$$

$$\varepsilon_{ij} = 1/2 (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (1.7)$$

donde σ_{ij} y ε_{ij} representan las componentes del tensor de tensiones y deformaciones respectivamente, u_i el vector de desplazamientos y f_i el vector de fuerzas másicas. En las anteriores expresiones los índices repetidos indican suma; una coma, derivación parcial respecto de las coordenadas; y el punto sobre una letra, derivación temporal. Combinando las expresiones anteriores puede obtenerse, para el caso de un sólido unidimensional, la clásica ecuación de ondas:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (1.8)$$

donde c es una constante física que representa la velocidad de propagación de las ondas elásticas. Para el caso de una onda elástica longitudinal

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (1.9)$$

siendo E, el módulo de elasticidad del material. Cualquier otra magnitud que mida una perturbación que se propaga en el material, dentro del régimen elástico - ondas de corte, de torsión, etc - está regida también por la ecuación (1.8), aunque, en cada caso, la velocidad de propagación tomará otro valor. Por tanto, con la ecuación de ondas y las correspondientes condiciones de contorno, queda definido cualquier problema elastodinámico.

Existen algunas soluciones analíticas de la ecuación (1.8) para casos de sólidos semi-infinitos, que pueden consultarse en algunos textos que tratan en detalle la propagación de ondas elásticas [7-10]. En realidad, la única diferencia entre la propagación de ondas de tensión en medios finitos e infinitos es geométrica, por lo que, el método para obtener la solución es similar en ambos casos. En la práctica, sin embargo, la introducción de fronteras en el material genera tales complicaciones matemáticas que solamente es viable resolver analíticamente casos muy particulares.

- Ondas plásticas.

Cuando la intensidad de la carga dinámica es tal que en algunos puntos del material se supera el límite elástico, se propagan dos ondas en el sólido: una primera elástica (precursor elástico), seguida de otra plástica de mayor amplitud.

En la mayoría del trabajo experimental realizado sobre la propagación de ondas plásticas, se han utilizado probetas cilíndricas alargadas del material ensayado, con la intención de que el estado tensional en la probeta fuera unidimensional. Aunque existe una deformación lateral asociada a la longitudinal (efecto Poisson), los análisis en este tipo de

geometrías suponen que, solamente la componente longitudinal de la tensión es distinta de cero, despreciándose los efectos de inercia lateral.

Durante la Segunda Guerra Mundial, Karman [11], Taylor [12] y Rakhmanulin [13] desarrollaron una teoría de propagación de ondas plásticas independiente de la velocidad de deformación, basada en los siguientes postulados:

- Existe una relación biunívoca entre tensión y deformación, obtenida mediante un ensayo de tracción simple. Se supone, por tanto, que las propiedades del material son independientes de la velocidad de deformación.
- La curva tensión-deformación es cóncava hacia el eje de las deformaciones, es decir, la pendiente disminuye al aumentar la tensión.
- El estado tensional en la probeta es totalmente unidimensional, no considerándose ningún efecto tridimensional como aquéllos debidos a la inercia lateral del material.

Esta teoría predice que, los desplazamientos producidos por una perturbación, verifican la ecuación de ondas (1.8), donde la velocidad de propagación, c , es ahora:

$$c^2(\epsilon) = \frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\epsilon} \quad (1.10)$$

A la vista de la ecuación (1.10), cada nivel de tensión se propaga con una velocidad diferente, y debido a la concavidad de la curva, a mayor tensión, menor velocidad de propagación. Esto hace que pulsos tensionales, inicialmente muy abruptos, se dispersen al propagarse por la probeta. Es posible generalizar la teoría independiente de la velocidad de deformación, sustituyendo la relación tensión-deformación estática por otra obtenida en condiciones dinámicas.

Algunas lagunas de las teorías de Karman Taylor y Rakhmatulin obligaron a desarrollar una teoría dependiente de la velocidad de deformación. Malvern [14], propuso la siguiente relación tensión-deformación:

$$\sigma = f(\epsilon) + \ln(1 + b\dot{\epsilon}_p) \quad (1.11)$$

donde, $\sigma = f(\epsilon)$, es la relación tensión-deformación estática, $\dot{\epsilon}_p$, la velocidad de deformación plástica y b una constante que depende del material que se considere. La formulación de Malvern, descompone la velocidad de deformación en una parte elástica, y otra plástica. En su forma más general, la ecuación constitutiva puede establecerse como:

$$E \dot{\epsilon} = \dot{\sigma} + g(\sigma, \epsilon) \quad (1.12)$$

donde g es una función a determinar para cada material.

La discusión sobre la validez de ambas teorías se remonta a varias décadas atrás [15,16]. La tendencia actual es favorable a la teoría dependiente de la velocidad de deformación aunque, debido a los diferentes métodos utilizados y al amplio abanico de materiales estudiados, establecer conclusiones generales resulta muy difícil.

- *Ondas de choque.*

Cuando la intensidad de la carga aplicada es muy elevada, se propagan en el material ondas de presión a la velocidad c_B , con $c_B^2 = K/\rho$, donde K es el módulo de compresibilidad del material [17]. Para el trabajo experimental con ondas de choque se han utilizado siempre geometrías planas, es decir, geometrías en las que el contacto se produce

entre dos superficies planas. En esta situación se genera un estado de deformación unidimensional en los materiales, aunque el estado tensional resultante es tridimensional. La razón para el cambio desde geometrías cilíndricas a planas, hay que buscarla en la necesidad de alcanzar mayores tensiones y más altas velocidades de deformación, manteniendo la sencillez del caso unidimensional.

1.3 TECNICAS EXPERIMENTALES DE CARACTERIZACION DINAMICA DE MATERIALES.

Actualmente, existen dispositivos comerciales para la realización de ensayos estáticos, muchos de los cuales están normalizados. Desgraciadamente, esta situación no se extiende al caso de las propiedades dinámicas, donde los efectos de las fuerzas de inercia y de la propagación de ondas se encargan de complicar el estado tensional. En la tabla 1.1 se indican algunos aspectos característicos presentes en los ensayos mecánicos para un amplio rango de velocidades de deformación.

En la mayoría de los ensayos dinámicos aparecen ondas plásticas propagándose en el material. Una interpretación correcta del ensayo exige analizar este fenómeno ondulatorio, para lo que se necesita conocer previamente la relación constitutiva del material, que es precisamente el objetivo perseguido al realizar los ensayos. No existe, por tanto, un método directo y es, entonces, imprescindible utilizar un procedimiento iterativo que consiste en suponer una relación constitutiva, desarrollar un experimento y hacer una serie de predicciones analíticas, usando la teoría general de ondas y la relación constitutiva supuesta. Si estas predicciones no concuerdan con las observaciones experimentales, debe revisarse la relación constitutiva utilizada. Como se ve es un procedimiento de ensayo y error, por lo que

es importante comenzar el proceso con una relación constitutiva apoyada en bases físicas.

TIEMPO (S)	$10^6 - 10^2$	$10^2 - 10^0$	$10^0 - 10^{-2}$	$10^{-4} - 10^{-6}$	$10^{-6} - 10^{-8}$
VELOCIDAD DE DEFORMACION (S^{-1})	$10^{-8} - 10^{-4}$	$10^{-4} - 10^{-2}$	$10^{-2} - 10^2$	$10^2 - 10^4$	$10^4 - 10^6$
TIPO DE ENSAYO	FLUENCIA LENTA	CUASIESTATICO	RANGO INTERMEDIO	IMPACTO DE BARRAS	IMPACTO DE PLACAS
METODO USUAL DE CARGA	CARGA CONSTANTE.	HIDRAULICA MAQUINA DE HUSILLOS	NEUMATICA MECANICA	IMPACTO MECANICO	EXPLOSIVOS GAS LIGERO

PUEDEN IGNORARSE LAS FUERZAS DE INERCIA	SON IMPORTANTES LAS FUERZAS DE INERCIA
ISOTERMOS	ADIABATICOS
TENSION UNIAxIAL	DEFORMACION UNIAxIAL

Tabla 1.1 Aspectos dinámicos de los ensayos mecánicos.

Una alternativa al método anterior consiste en diseñar los ensayos dinámicos de forma que no sea necesario tener en cuenta los fenómenos de propagación de ondas, porque las probetas se encuentren en situaciones similares a los casos de deformación cuasiestática.

Desafortunadamente, pequeñas variaciones en la velocidad de ejecución de los ensayos, conllevan cambios importantes en la tecnología de los equipos necesarios para llevarlos a cabo, no existiendo una única técnica que permita barrer todo el rango de velocidades de deformación. En la tabla 1.2 se muestra una clasificación de las técnicas experimentales más utilizadas en función de las velocidades de deformación que con ellas

pueden alcanzarse, para a continuación discutir sus características básicas y su utilidad [18].

Velocidades bajas ($\dot{\epsilon} < 10^{-1} \text{ s}^{-1}$)	Máquinas electromecánicas y servohidráulicas
Velocidades medias ($10^{-1} < \dot{\epsilon} < 10^2 \text{ s}^{-1}$)	Plastómetro Torre de caída de peso
Velocidades altas ($10^2 < \dot{\epsilon} < 10^4 \text{ s}^{-1}$)	Barra Hopkinson Cilindro de Taylor
Velocidades muy altas ($\dot{\epsilon} > 10^4 \text{ s}^{-1}$)	Anillo expandible Impacto de placas

Tabla 1.2 Técnicas experimentales para distintos rangos de $\dot{\epsilon}$.

1.3.1 Rango de velocidades de deformación bajas ($\dot{\epsilon} < 10^{-1} \text{ s}^{-1}$).

Dentro de este rango se sitúan los sistemas de carga convencionales, es decir, las máquinas de ensayos electromecánicas y servohidráulicas. Especialmente estas últimas permiten realizar ensayos a velocidades de deformación ligeramente mayores que 10^{-1} s^{-1} . A medida que la velocidad aumenta lo hace también la complejidad de la instrumentación asociada. El método usual de medida de fuerza son las células de carga, cuya utilización se encuentra limitada por su frecuencia natural de vibración. Para la medida de deformaciones se utilizan extensómetros o equipos LVDT (Linear Variable Differential Transformer). Los detalles de este tipo de instrumentación pueden consultarse en la referencia [19]. Empiezan a aparecer también algunos extensómetros ópticos, basados en interferometría láser, pero su utilización en ensayos rápidos está aún lejana.

1.3.2 Rango de velocidades de deformación medias ($10^{-1} < \dot{\epsilon} < 10^2 \text{s}^{-1}$).

Aunque con algunas máquinas hidráulicas es posible realizar ensayos en este rango de velocidades de deformación, los dos dispositivos más empleados son el plastómetro (The Cam Plastometer) y la torre de caída de peso (Drop Tower).

1.3.2.1 Plastómetro.

Es un equipo diseñado por Orowan [20] para realizar ensayos de compresión a velocidades de deformación medias. La carga de compresión se genera en la probeta mediante tambores rotantes y un cigüeñal. Tiene la ventaja, en comparación con otras técnicas, de poder realizar un ensayo a velocidad de deformación constante. Para $\dot{\epsilon} = \text{cte}$, la longitud final de la probeta, L_f , se relaciona con la inicial, L_0 , y con el tiempo t según la expresión:

$$L_f = L_0 \exp(-\dot{\epsilon}t) \quad (1.13)$$

A partir de $\dot{\epsilon} = \text{cte}$, puede obtenerse la deformación a través de $\epsilon = \dot{\epsilon}t$; la carga se registra continuamente y el área de la probeta se determina utilizando la deformación, ϵ , por lo que el resultado del ensayo es una curva tensión-deformación a velocidad de deformación constante. Como consecuencia del gran tamaño y masa de los componentes del equipo experimental, el inconveniente principal de esta técnica reside en fabricar un sistema de carga con la rigidez suficiente para que su deformación sea despreciable. Algunos de los primeros experimentos realizados con esta técnica se deben a Loizou y Sims [21] y a Alder y Phillips [22]. En ambos casos, los materiales estudiados fueron metálicos.

1.3.2.2 Torre de caída de peso.

Como su nombre indica, este equipo utiliza un peso que cae para generar una carga de compresión en la probeta. Los primeros experimentos con esta técnica datan de los años 70, [23] y una descripción actualizada puede encontrarse en el trabajo de G.B.Dudder [24]. El sistema tiene una elevada capacidad de carga, que alcanza en algunos casos las 100 t. Un esquema de la configuración típica del dispositivo aparece en la figura 1.1. Consta de un cabezal móvil guiado por columnas y una base de gran masa que proporciona una elevada rigidez al sistema. En la base se coloca un soporte fijo, sobre el que se sitúa la probeta. Un par de dispositivos, que suelen llamarse bloques de parada, evitan que la probeta se deforme en los rebotes del cabezal posteriores al primer impacto. En cuanto a la instrumentación, para la medida de la fuerza se emplea una célula de carga que se coloca en la base de la máquina debajo de la probeta (cuanto más cercana esté a ésta menor será la influencia de las fuerzas de inercia de los componentes del sistema de carga) mientras que, para las medidas de deformación, pueden emplearse dos LVDT unidos a los extremos de la probeta.

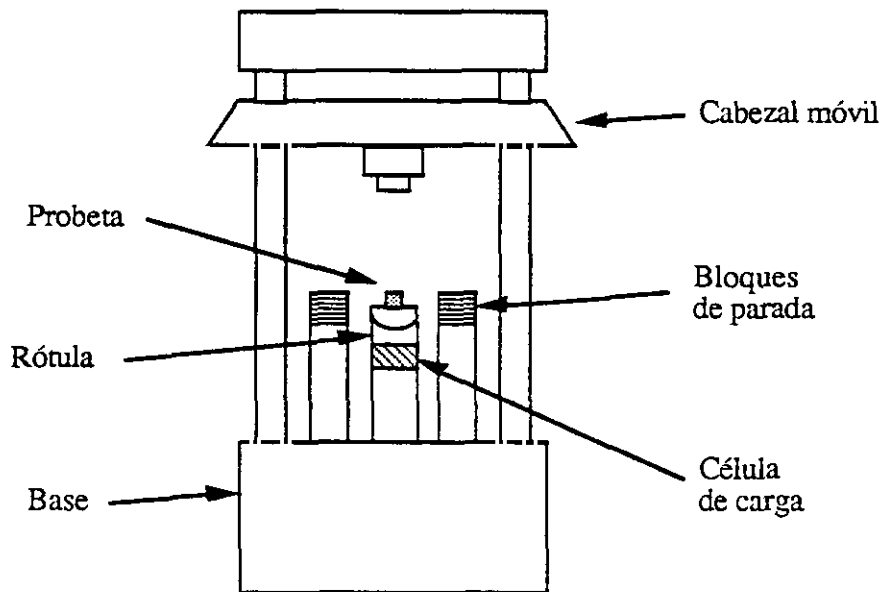


Figura 1.1 Esquema básico de una torre de caída de peso.

1.3.3 Rango de altas velocidades de deformación ($10^2 < \dot{\epsilon} < 10^4 \text{ s}^{-1}$).

1.3.3.1 Barra Hopkinson.

En este rango de velocidades de deformación es ésta, sin duda, la técnica experimental que goza de las preferencias de la mayoría de los investigadores. Está basada en la propagación de ondas elásticas en barras de geometría cilíndrica, que actúan como guías de ondas de tensión. Esta técnica experimental ofrece varias posibilidades de ensayo, que van desde los usuales de compresión y tracción hasta los más complejos ensayos de fractura dinámica. En las próximas páginas se discuten algunos aspectos de las configuraciones usuales de este dispositivo, siguiendo su orden cronológico de aparición.

A) ENSAYOS DE COMPRESION.

La Barra Hopkinson debe su nombre al primer investigador que, ya en 1914, estudió fenómenos de impacto en geometrías cilíndricas. Los resultados de B. Hopkinson [25], pueden parecernos triviales en nuestros días, pero tienen un enorme valor si consideramos la escasez de medios con los que podía contarse en aquellos años. Entre sus comprobaciones experimentales, observó que, dentro de un comportamiento elástico, el gradiente de los desplazamientos de las partículas de una barra sometida a impacto, era directamente proporcional a las tensiones, y que la longitud de la zona tensionada coincidía con el producto de la duración del impacto y de la velocidad de propagación de las ondas elásticas en la barra. A pesar del primer esfuerzo de Hopkinson, hubo que esperar varios años para poder trabajar con técnicas experimentales más precisas. Fueron Davies [26] y Kolsky [27], los que a finales de la década de los 40, reanudaron los experimentos con un sistema basado en condensadores para la medida de los desplazamientos producidos en las barras. Kolsky

introdujo, además, la configuración del ensayo que, básicamente, sigue utilizándose en nuestros días. El dispositivo experimental, representado en la figura 1.2, consta de dos barras de un material de alto límite elástico, entre las que se sitúa una pequeña probeta cilíndrica del material a ensayar, con un diámetro ligeramente menor que el de aquéllas. En esta situación, un proyectil se lanza contra la primera de las barras, denominada incidente, y como consecuencia del impacto, se genera en ella una onda elástica longitudinal de compresión, que, idealmente, se propaga sin perturbarse hasta alcanzar la probeta, donde es parcialmente reflejada y parcialmente transmitida a la segunda barra, llamada transmisora, dependiendo de las propiedades mecánicas del material de la probeta.

Siempre que el estado tensional sea unidimensional, es posible determinar las fuerzas aplicadas y los desplazamientos producidos en los extremos de las barras en contacto con la probeta, componiendo los efectos de las ondas incidente, reflejada y transmitida. Si la probeta se deforma uniformemente, sencillas operaciones permiten transformar fuerzas en tensiones y desplazamientos en deformaciones. En definitiva, el resultado del ensayo es una relación tensión-deformación en condiciones dinámicas, obtenida haciendo dos hipótesis fundamentales: el estado tensional en todo el conjunto es unidimensional y la deformación de la probeta es uniforme.

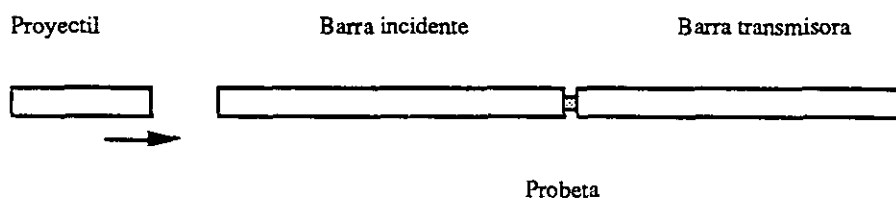


Figura 1.2 Esquema básico del ensayo de compresión en Barra Hopkinson.

La Barra Hopkinson se ha utilizado para caracterizar materiales muy diversos. Pueden citarse como ejemplos los trabajos de Lindholm y Yeakley [28] sobre deformación dinámica en monocristales de aluminio, los ensayos de compresión de Wulf [29] en aleaciones de titanio y los de Holzer y Brown [30] en acero. También se ha utilizado esta técnica para estudiar la dependencia de la resistencia a la compresión de alúmina con la velocidad de deformación, Lankford [31].

A medida que la tecnología disponible lo permitía, se realizaron ensayos dinámicos en Barra Hopkinson con medidas cada vez más precisas de las deformaciones y desplazamientos de las barras. Esta mayor calidad de la técnica experimental favoreció, por otra parte, el comienzo de los primeros estudios relacionados con las limitaciones del ensayo y el grado de cumplimiento de las hipótesis sobre las que se sustenta. A continuación se comentan los factores que alejan la realidad de las condiciones ideales citadas anteriormente:

- Efectos tridimensionales de la propagación de ondas elásticas.

La onda de tensión generada en la barra, inmediatamente después del impacto, es de una gran complejidad, debido a las irregularidades propias del acoplamiento de los materiales y a los efectos de borde. Surgen distintos tipos de ondas elásticas, como ondas esféricas de dilatación, pero ya que su amplitud decrece con el inverso de la distancia recorrida, es lógico suponer que después de avanzar una cierta distancia en la barra, estas irregularidades habrán decrecido en importancia.

La propagación de las ondas elásticas, lejos del extremo de la barra, está descrita por la ecuación del movimiento en un sólido cilíndrico infinito. Pochhammer [32] y Chree [33] obtuvieron la solución para el caso de una onda sinusoidal. La primera aplicación a la Barra

Hopkinson se debe a Davies [26], que concluyó que en las condiciones de impacto en una Barra Hopkinson, se excitan únicamente ondas pertenecientes al primer modo de vibración. Otra consecuencia de su estudio es que en el caso de que la onda que se propaga fuera sinusoidal y con una longitud de onda λ , los desplazamientos serían uniformes en toda la sección de la barra si $R/\lambda \ll 1$, donde R es el radio de la barra. Es obvio que la onda generada tras un impacto no es sinusoidal, pero puede representarse mediante una serie de Fourier:

$$f(t) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} D_n \cos(n\omega_0 t - \delta_n) \quad (1.14)$$

donde ω_0 es la frecuencia de la componente con la mayor longitud de onda, $\frac{A_0}{2}$ es el valor medio de la amplitud de la onda, D_n la amplitud de la componente de frecuencia $n\omega_0$ y δ_n el desfase de esa componente. En un trabajo debido a Follansbee [34] se concluyó que la mayor parte de la energía es debida a componentes con $\lambda > 10R$.

Por otra parte, la propagación de ondas elásticas en barras tiene otra peculiaridad: la velocidad de propagación longitudinal varía con la longitud de onda, es decir, existe un fenómeno de dispersión geométrica de las ondas. Cuando $R/\lambda \ll 1$, la velocidad de propagación es la velocidad del sonido en el material, c_0 , pero a medida que λ se aproxima a R , pueden alcanzarse valores mucho menores. Como consecuencia de la menor velocidad de las componentes de longitudes de onda cortas, aparecerán unas oscilaciones, llamadas oscilaciones de Pochhammer-Chree, detrás de la primera parte de la onda. La figura 1.3 muestra un ejemplo de este fenómeno.

Se han desarrollado algunos métodos para corregir el efecto de la dispersión de ondas

en los resultados obtenidos en ensayos en Barra Hopkinson. Follansbee [34] y Gong [35], basados en la relación de dispersión hallada por Bancroft [36], han empleado, básicamente, el mismo procedimiento: realizar la Transformada de Fourier de la onda registrada, modificar las componentes de Fourier de acuerdo con la relación de dispersión y retornar al dominio del tiempo con una Transformada de Fourier inversa.

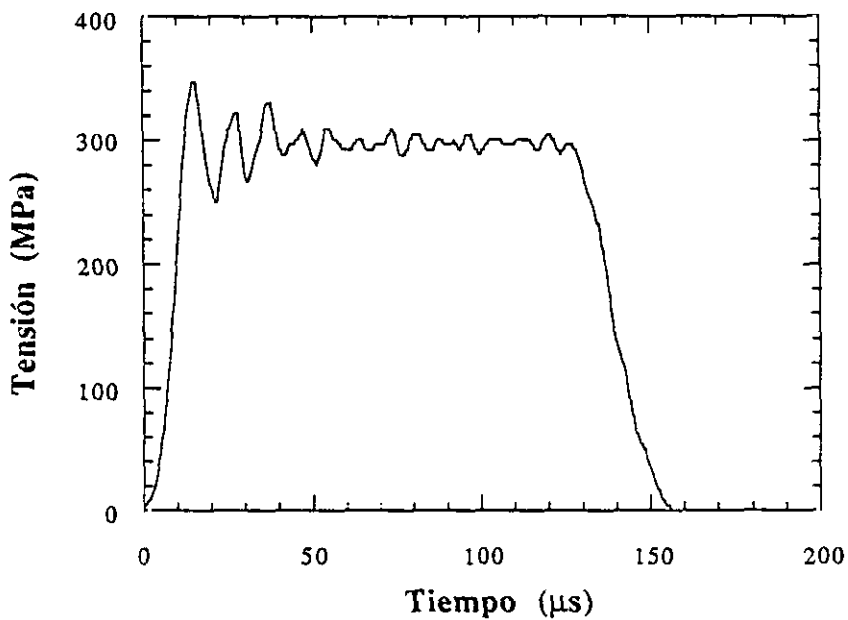


Figura 1.3 Oscilaciones de Pochhammer-Chree en una onda de tensión elástica.

A pesar del interés teórico de este método de corrección, lo cierto es que la influencia de las componentes de muy alta frecuencia, no tiene un efecto significativo en la amplitud y anchura del pulso de tensión, cuando el diseño del equipo experimental es el adecuado. Además, la efectividad de la corrección se reduce cuando las irregularidades en el extremo de la barra aumentan, como en el caso de probetas de un diámetro menor que el de las barras.

- *No uniformidad de la deformación en la probeta.*

Propagación de ondas plásticas.

A medida que la velocidad de deformación aumenta, los efectos de la propagación de las ondas plásticas de tensión se hacen más importantes. Al aplicar la carga sobre una de las superficies de la probeta, la deformación no es inicialmente uniforme, siendo necesario que se produzcan algunas reflexiones en los extremos de la probeta para alcanzar una situación de uniformidad deformacional. Davies y Hunter [37], estimaron en tres - en realidad, el resultado de su estudio fue π - el número mínimo de reflexiones para alcanzar el equilibrio. La teoría unidimensional independiente de la velocidad de deformación predice que la velocidad de propagación de las ondas plásticas, v_p , es:

$$v_p = \sqrt{\frac{d\sigma/d\varepsilon}{\rho}} \quad (1.15)$$

donde $d\sigma/d\varepsilon$ es la pendiente de la curva tensión deformación y ρ la densidad del material. Según el trabajo de Davies y Hunter [37], el tiempo, t , necesario para alcanzar un estado de deformación uniforme viene dado por:

$$t = \sqrt{\frac{\pi^2 \rho L^2}{d\sigma/d\varepsilon}} \quad (1.16)$$

Este tiempo es función de la geometría de la probeta, a través de su longitud L , y de dos propiedades del material como son ρ y $d\sigma/d\varepsilon$. Para mostrar la importancia del efecto anterior, considérese el siguiente ejemplo:

Compresión de una probeta cilíndrica de 10 mm de altura, con unas velocidades de propagación de las ondas elásticas y plásticas de 5000 m/s y 500 m/s respectivamente.

El tiempo mínimo necesario, que proporciona la ecuación (1.16), para alcanzar una situación de deformación uniforme resulta ser de 60 μ s. A una velocidad de deformación de 10^3 s^{-1} , la probeta se habrá comprimido un 6 % y los datos para deformaciones menores no serán válidos, pues no se ha alcanzado un estado de deformación uniforme. Aún utilizando una velocidad de propagación de las ondas plásticas igual a la de las ondas elásticas, la deformación crítica por debajo de la cual los resultados no son válidos se sitúa dentro de la probeta en torno al 0.6 %. Este ejemplo demuestra la influencia de la propagación de ondas, que puede llegar a invalidar los resultados para pequeños valores de la deformación. Cuando este tiempo de uniformización no puede reducirse apreciablemente, un método de conseguir datos válidos para bajas deformaciones es aumentar el tiempo de subida de la onda incidente, aunque esto vaya en detrimento de la velocidad de deformación.

Efectos inerciales.

Aún en el caso de que la probeta se someta a un proceso de deformación uniforme, la inercia axial y radial, debida a las rápidas aceleraciones impuestas al material en los fenómenos dinámicos, puede afectar a la curva tensión-deformación obtenida en el ensayo. Se han establecido algunas correcciones para cancelar estos errores. Davies y Hunter [37], realizaron un análisis considerando la energía cinética debida tanto al movimiento axial como al radial, encontrando la siguiente expresión:

$$\sigma_0 = \sigma_z + \rho \left(\frac{L^2}{6} - v^2 \frac{d^2}{8} \right) \frac{d^2 \epsilon}{dt^2} \quad (1.17)$$

donde σ_0 es la tensión real soportada por el material durante el flujo plástico; σ_z es la tensión

medida en el experimento; y ρ , ν , ϵ , L y d son la densidad, coeficiente de Poisson, deformación axial, longitud y diámetro de la probeta, respectivamente.

El análisis de Samanta [38], algo más general y suponiendo la incompresibilidad del material en el flujo plástico ($\nu = 1/2$), proporciona la expresión:

$$\sigma_0 = \sigma_z + \rho \left(\frac{L^2}{6} - \frac{d^2}{32} \right) \frac{d^2 \epsilon}{dt^2} + \rho \left(\frac{d^2}{64} - \frac{L^2}{3} \right) \left(\frac{d\epsilon}{dt} \right)^2 \quad (1.18)$$

El último término de la anterior expresión, representa un porcentaje pequeño del primero y, por tanto, la expresión (1.17) de Davies y Hunter, nos facilita un criterio para minimizar los efectos inerciales. Estos podrán despreciarse si la velocidad de deformación es constante o si la expresión que aparece entre paréntesis se anula, lo que implica que el diámetro d de la probeta debe ser tal que:

$$\frac{L}{d} = \nu \sqrt{\frac{3}{4}} \quad (1.19)$$

Rozamiento.

En el tratamiento anterior de la inercia axial y radial, no se ha considerado la influencia que puede tener el rozamiento en las intercaras barras/probeta en los resultados. La "American Society for Testing and Materials" (ASTM), en su normativa E9 [39], aplicable a ensayos de compresión, recomienda que la relación longitud/diámetro de la probeta cumpla la condición $1.5 < L/d < 2.0$, para reducir la influencia negativa de este parámetro. En un ensayo en Barra Hopkinson, los efectos inerciales no permiten utilizar este criterio. Suele ser habitual elegir una relación $L/d \approx 0.5$ y lubricar la superficie de contacto entre barras y probeta. La capa de lubricante utilizada debe ser lo más delgada posible, para evitar que la

onda de tensión sufra un retraso al atravesarla. El lubricante más utilizado es el disulfuro de molibdeno, que presenta un buen comportamiento a 25°C.

Este efecto de rozamiento fue estudiado por Malinowsky y Klepaczko [40], obteniendo la siguiente relación:

$$\sigma_z = \sigma_0 + \frac{\mu\sigma_z}{3(L/d)} \quad (1.20)$$

donde μ es el coeficiente de rozamiento entre barras y probeta. Puesto que $\varepsilon = (L-L_0)/L_0$, la ecuación (1.20) queda:

$$\sigma_z = \sigma_0 + \frac{\mu\sigma_z}{(L/d_0)} (1-\varepsilon)^{-3/2} \quad (1.21)$$

Davies y Hunter [37] obtuvieron una geometría óptima, dada por la expresión (1.19), que eliminaba los efectos de inercia, para el caso de $\mu=0$. Malinowsky y Klepaczko [40], considerando conjuntamente inercia y fricción, a través de las ecuaciones (1.18) y (1.20), obtuvieron un valor óptimo de la relación L/d , que minimiza ambos efectos para el caso de $\mu \neq 0$ y $\nu=1/2$.

$$\left(\frac{L}{d}\right)_{\text{opt}} = \left(\frac{2\mu\sigma_z}{\rho d^2(\ddot{\varepsilon}^2 + \ddot{\varepsilon})}\right)^{1/3} \quad (1.22)$$

Debido a que el valor óptimo cambia a lo largo del ensayo, deberá elegirse la geometría en función de la zona de deformaciones y velocidades de deformación de interés para el investigador. También será diferente según el material ensayado y como norma general deberá cambiar siempre que alguna de las condiciones del ensayo lo haga.

El estudio de la uniformidad de la deformación en la probeta, también puede ser abordado con técnicas de simulación numérica. La primera contribución relevante en este campo se debe a Bertholf y Karnes [41] que, mediante un análisis de elementos finitos, bidimensional y axisimétrico del conjunto barras-probeta, determinaron la validez del método para obtener la verdadera respuesta del material. Estudiaron la inercia axial y radial, observando que la geometría propuesta por Davies y Hunter -expresión (1.22)- era bastante satisfactoria. Por otra parte, analizaron el efecto de $\mu \neq 0$, concluyendo que la corrección de los efectos debidos al rozamiento, depende de $\frac{\mu}{(L/d)}$ y demostraron la importancia de lubricar apropiadamente las superficies de contacto. En definitiva, este trabajo probó que los ensayos de compresión en la Barra Hopkinson constituyen un método eficaz de obtención de las propiedades mecánicas de un material siempre que se ponga un especial cuidado en favorecer el cumplimiento de las hipótesis en las que se fundamentan.

Entre otros estudios numéricos del ensayo de compresión en Barra Hopkinson podemos destacar el de Gazeaud [42], en el que se analiza la influencia de factores relacionados con el método de simulación, como el tamaño de la discretización y el empleo de términos de viscosidad artificial, y en el que se llega a la conclusión de que, especialmente éste último puede distorsionar los resultados si no se controla convenientemente su uso.

Con la intención de alcanzar velocidades de deformación superiores a lo habitual, se introdujo [43,44] una configuración alternativa del ensayo, consistente en que el proyectil impactara directamente sobre la probeta. Un esquema de este método puede verse en la figura 1.4.

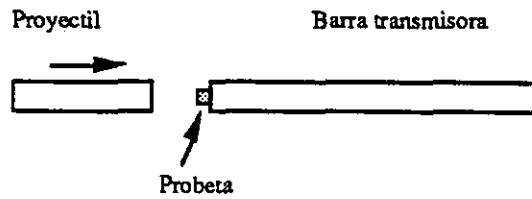


Figura 1.4 Ensayo de Barra Hopkinson con impacto directo sobre la probeta.

En este caso, la tensión en la probeta se mide a través de la barra transmisora, mientras que la deformación debe medirse independientemente por medio de alguna técnica ajena al propio ensayo, como por ejemplo, las basadas en fenómenos ópticos.

B) ENSAYOS DE TRACCION.

Como consecuencia de los buenos resultados alcanzados con la Barra Hopkinson en ensayos de compresión, se pensó también en su utilización para el caso de tracción. Los primeros intentos datan de los años 60 [45]. La barra incidente se transformó en un tubo que contenía en su interior a la barra transmisora y a la probeta; ésta se unía a ambas barras por medio de roscas, tal como se representa en la figura 1.5.

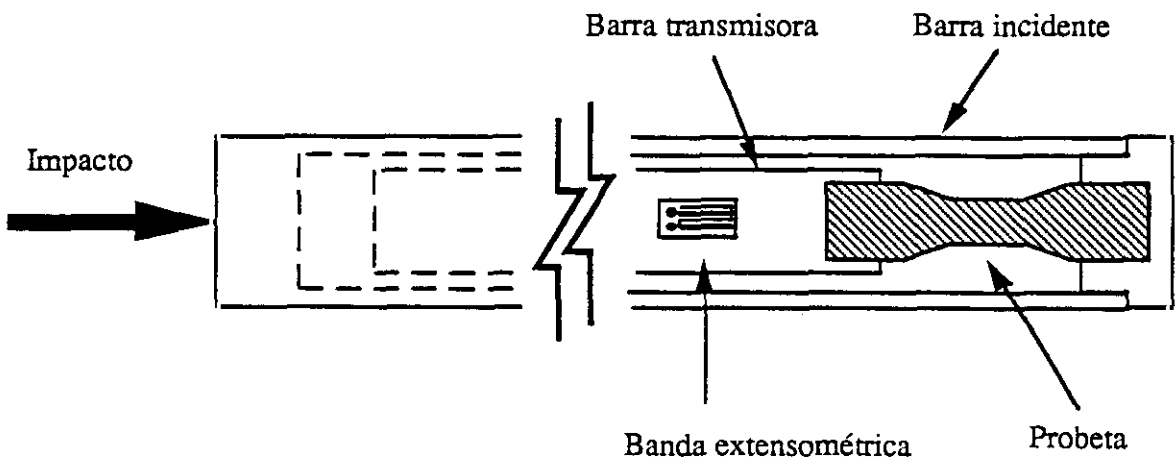


Figura 1.5 Primer dispositivo para ensayos de tracción en Barra Hopkinson.

Una vez montada la probeta entre ambas barras, el proyectil se lanzaba contra la barra incidente (ahora un tubo), generando una onda de compresión que se reflejaba en el extremo final de esta barra como una onda de tracción, alcanzando a través de la probeta a la barra transmisora. Este dispositivo de ensayo tiene, como principal desventaja, la dificultad de montaje, especialmente la del grupo de conexiones asociadas a la instrumentación de la barra transmisora. En los primeros ensayos, solamente se colocaban bandas extensométricas en esta barra, lo que obligaba a realizar ensayos sin probeta para conocer la velocidad del extremo de la barra incidente en función de la velocidad de impacto.

En la actualidad se utilizan tres tipos de dispositivos experimentales: en el primero de ellos [46], esquematizado en la figura 1.6, la probeta tiene forma de "sombrero" con cuatro zonas paralelas que se deforman en tracción. Se coloca en serie entre la barra incidente y la transmisora, siendo ésta última tubular. La carga de tracción se genera en la probeta al impactar un proyectil sobre un extremo de la barra incidente, exactamente del mismo modo que en el caso de compresión.

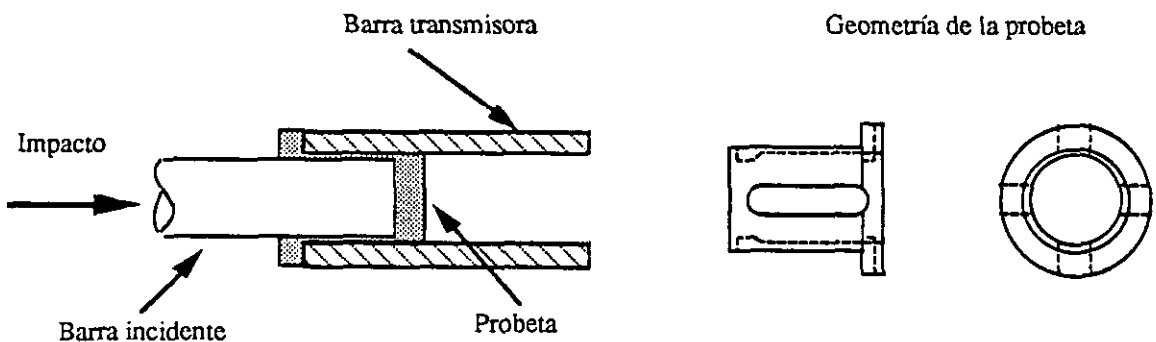


Figura 1.6 Ensayos de tracción con probeta de tipo "sombrero".

El problema principal de este dispositivo radica en la complejidad de la geometría de la probeta, que la hace inviable en materiales de difícil mecanizado, como es el caso de los materiales cerámicos.

El segundo sistema emplea una probeta con la forma tradicional de "hueso", enroscada a ambas barras. En estas condiciones, el proyectil impacta contra la primera barra. La fuerza de tracción se genera cuando la onda de compresión producida por el impacto, se refleja en el extremo libre de la barra transmisora. Un "collar", fabricado en el mismo material que las barras, protege a la probeta de una precompresión previa a la tracción que posteriormente sufrirá. Este procedimiento fue desarrollado en primer lugar por Nicholas [47]. Idealmente, toda la onda de compresión se transmite a través del "collar" a la barra transmisora, sin afectar a la probeta, aunque en la práctica es difícil evitar una pequeña deformación de compresión en la misma. En la figura 1.7. se muestra un esquema del dispositivo.

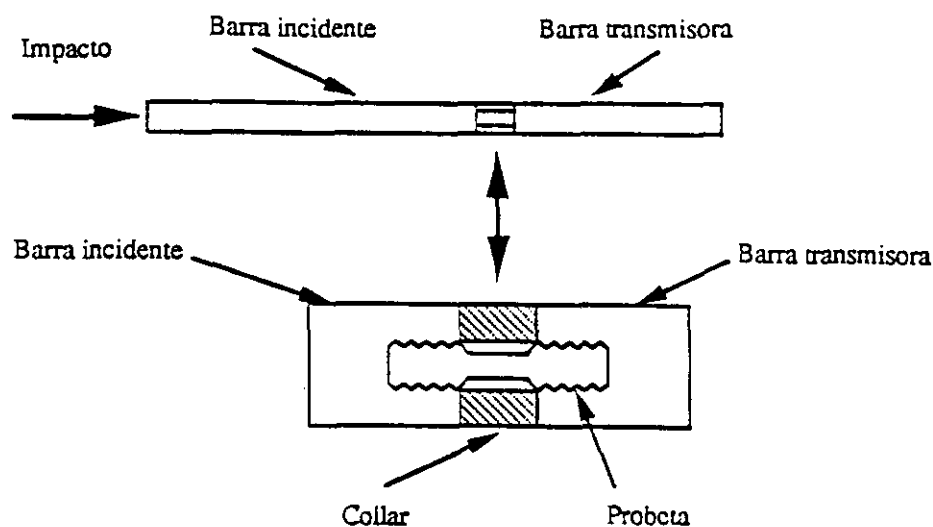


Figura 1.7 Ensayos de tracción por reflexión de una onda de compresión.

Al igual que en el caso anterior, el intercambio de los dispositivos de compresión y tracción resulta muy sencillo, con lo que, puede emplearse un sola bancada para ambos ensayos.

El tercer sistema experimental también emplea probetas con forma de "hueso" enroscadas en las barras, [45 y 48]. La diferencia radica en el método de generar la carga de tracción que, en esta ocasión, se origina directamente en el extremo de la barra incidente utilizando proyectiles tubulares o explosivos. El uso de explosivos permite alcanzar velocidades de deformación superiores a las conseguidas anteriormente pero, en cambio, es muy difícil obtener pulsos de tracción con una amplitud fija, lo que provocará cambios en la velocidad de deformación durante el ensayo y las consiguientes complicaciones en la interpretación de los resultados. En la figura 1.8 se muestran tres métodos de ensayo, variantes de este último sistema.

Aunque algunos de los dispositivos de tracción anteriormente enunciados aparecieron hace ya algunas décadas, no se ha alcanzado todavía la homogeneidad necesaria para empezar a pensar en una normalización de un ensayo que despierta dudas sobre su validez, centradas especialmente en la hipótesis de deformación uniforme en una probeta de longitud apreciable.

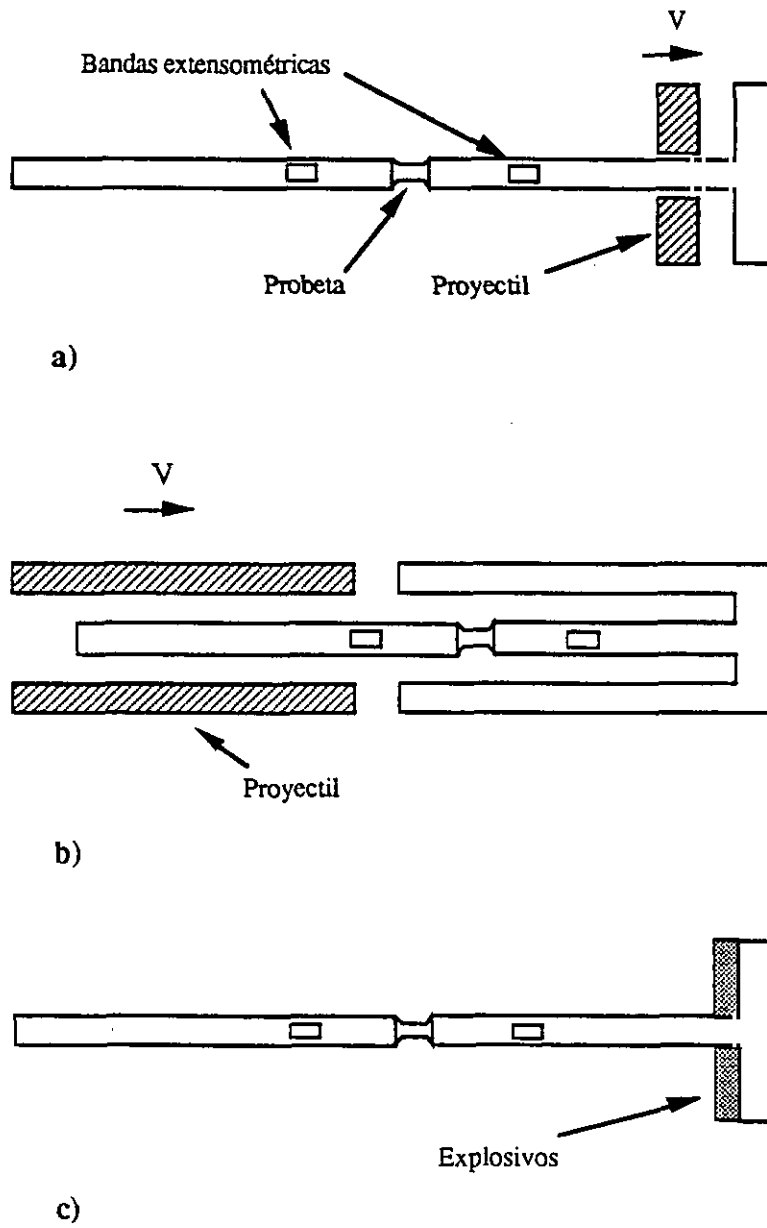


Figura 1.8 Diferentes sistemas de producir directamente una onda de tracción

C) ENSAYOS DE TORSION.

Las dificultades que surgen en los ensayos de tracción y compresión cuando se alcanzan velocidades superiores a 10^4 s^{-1} , han llevado a los investigadores a explorar otros métodos de someter a los materiales a altas velocidades de deformación. Una variación de la configuración típica, permite realizar ensayos de torsión en el rango de 100 a 10000 s^{-1} . La primera Barra Hopkinson en torsión fue desarrollada por Baker y Yew [49], que generaron el pulso de torsión liberando la energía previamente almacenada en una barra torsionada elásticamente. Este no es el único medio de generar un pulso de torsión. Duffy et al. [50] utilizaron una carga de explosivos para provocar una onda de torsión. Mientras este sistema permite crear pulsos con menores tiempos de subida y, por tanto, mayores velocidades de deformación, el usado por Baker y Yew da lugar a mayores deformaciones.

Ensayar materiales en torsión tiene algunas ventajas frente a los ensayos de tracción y compresión. En primer lugar, no están presentes los efectos tridimensionales debidos a la inercia radial, ni tampoco los causados por problemas de fricción en las caras de la probeta. Esto es especialmente útil al ensayar monocristales, ya que la fricción provoca que la probeta adquiera la forma típica de barril, cambiando la dirección de las componentes de la deformación en relación a las orientaciones cristalográficas.

Por otra parte, no existe dispersión geométrica cuando un pulso de torsión elástico se propaga por una barra en su modo fundamental, a diferencia de lo que ocurre en los ensayos de tracción y compresión. Sin embargo, no todo son ventajas: una onda que no sufra dispersión mantiene su forma durante la propagación en la barra, incluyendo las irregularidades propias de la creación del pulso, mientras que en el caso de los ensayos de compresión y tracción se amortiguan, uniformizándose, antes de afectar a la probeta. Los

principales problemas que surgen en los ensayos de torsión son de carácter experimental: las probetas suelen ser tubulares de pared delgada, lo que las hace mucho más difíciles de mecanizar y de unir a las barras incidente y transmisora. En cuanto al sistema de generación de la carga (almacenamiento de energía elástica o técnicas con explosivos), incrementa el coste del dispositivo siendo, además, prácticamente imposible crear pulsos de gran amplitud y pequeño tiempo de subida, sin introducir perturbaciones del estado tensional en el sistema. Además del estudio de monocristales, los ensayos de torsión en Barra Hopkinson se han realizado con éxito en aleaciones de aluminio reforzadas con partículas de SiC [51].

D) ENSAYOS DE CORTE.

En los ensayos de compresión, tracción o torsión en la Barra Hopkinson, la velocidad de deformación está limitada a unos 3000 s^{-1} . Sin embargo en muchas ocasiones puede interesar caracterizar un material más allá de estas condiciones. El método más común para alcanzar estas velocidades se basa en reducir la zona de deformación (longitud de galga) de las probetas, bien disminuyendo su tamaño y aumentando la velocidad de impacto del proyectil, o bien utilizando diseños especiales. Dos ejemplos de estos diseños especiales son el ensayo de corte de doble entalla y el ensayo de punzonamiento.

- Ensayo de corte de doble entalla.

Desarrollado por Campbell y Ferguson [52] y mejorado por Harding y Huddart [53], en este ensayo la barra transmisora se sustituye por un tubo, dentro del cual puede deslizarse la barra incidente. Los extremos de ambas barras se acoplan a una probeta plana y delgada en la que se han mecanizado dos pares de entallas, como se indica en la figura 1.9.

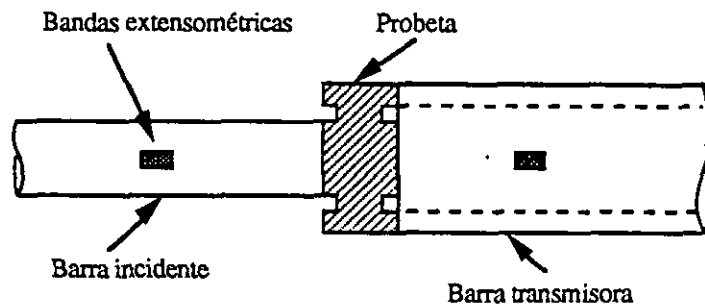


Figura 1.9 Ensayo de corte de doble entalla.

Con esta configuración se han alcanzado velocidades de deformación de 40000 s^{-1} , un orden de magnitud más que con los dispositivos normales de Barra Hopkinson. La principal desventaja de esta técnica es que, a partir de deformaciones superiores al 20% aproximadamente, la probeta ha dejado de deformarse en corte puro, estando sometida en algunas zonas a cargas de compresión. Un estudio completo de este ensayo puede consultarse en Ruiz [54].

- Ensayo de punzonamiento.

Este ensayo [55] es similar al anterior, pero ahora la probeta es una placa plana que se perfora (figura 1.10). En este caso, la anchura de la zona de la probeta sometida a corte no está claramente definida y, por tanto, las deformaciones y velocidades de deformación son sólo aproximadas. Aunque de carácter principalmente tecnológico, el ensayo de punzonamiento ha servido para ensayar materiales a velocidades de deformación de 10^4 s^{-1} , donde algunos de ellos muestran una sensibilidad a dicho parámetro más marcada.

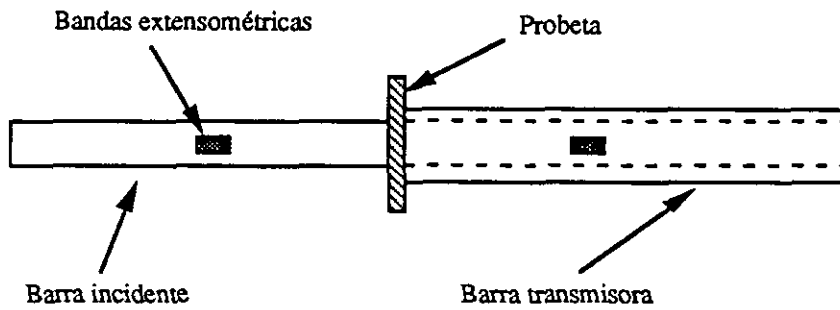


Figura 1.10 Ensayos de Punzonamiento.

E) ENSAYOS DE FRACTURA DINAMICA.

La configuración básica de la Barra Hopkinson puede extenderse a otro tipo de ensayos, como los relacionados con la fractura dinámica. Usando esta técnica pueden llevarse a cabo ensayos dinámicos de flexión en tres puntos, [56]. El sistema en este caso se limita a una única barra redondeada en su extremo, mientras que la probeta se une a un soporte rígido para simular una condición de contorno fija. Registros de carga frente a desplazamiento pueden utilizarse para medir la energía de fractura del material ensayado. Otra posibilidad es utilizar probetas compactas con una cuña que, empujada por la barra incidente, aplique carga a la probeta [57]. Para materiales cerámicos se han empleado probetas cilíndricas con una entalla circunferencial [58].

1.3.3.2 Cilindro de Taylor.

Entre otras técnicas que permiten ensayar materiales a altas velocidades de deformación es de destacar, por su sencillez, el cilindro de Taylor, en el que se determina el límite elástico dinámico, σ_y^{din} . Taylor y Whiffin [59 y 60] desarrollaron por primera vez esta técnica que consiste en acelerar un cilindro contra una pared rígida. La deformación plástica

producida en el impacto acorta el cilindro y el cambio en la longitud de éste, puede relacionarse con el límite elástico suponiendo que el estado tensional es unidimensional y el material es rígido-plástico. En la figura 1.11 se esquematiza este tipo de ensayo.

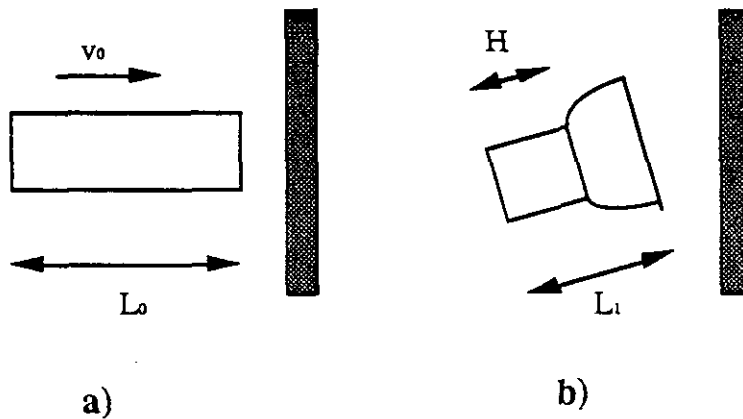


Figura 1.11 Cilindro de Taylor a) antes del impacto. b) después del impacto.

El límite elástico dinámico se determina a través de la siguiente expresión:

$$\frac{\sigma_v^{\text{din}}}{\rho v_0^2} = \frac{(L_0 - H)}{2(L_0 - L_1)} \frac{1}{\ln\left(\frac{L_0}{H}\right)} \quad (1.23)$$

donde v_0 es la velocidad de impacto del cilindro, ρ su densidad y el resto de magnitudes se definen en la figura 1.11. La limitación fundamental de este ensayo reside en la imposibilidad de determinar la curva tensión-deformación completa y en la falta de información sobre los valores de la deformación plástica y la velocidad de deformación. Además la hipótesis de tensión uniaxial es tan cuestionable como despreciar el coeficiente de rozamiento entre cilindro y pared.

En un intento de mejorar los resultados obtenidos y caracterizar el Al 6061, Erlich et

al. [61] implementaron dos modificaciones de la técnica clásica. La primera de estas modificaciones fue la utilización de fotografía ultrarrápida para captar la historia de deformaciones en el cilindro. La segunda modificación consistió en sustituir la pared rígida por otro cilindro de las mismas características que el que se acelera. Esta disposición permite que ambos cilindros se deformen conjuntamente y de un modo simétrico, evitando las incertidumbres que surgen en la frontera entre pared y cilindro, con un coeficiente de rozamiento desconocido. Aún así, la única manera de obtener una curva de tensión-deformación completa es simular numéricamente el ensayo.

1.3.4 Rango de muy altas velocidades de deformación ($\dot{\epsilon} > 10^4 \text{ s}^{-1}$).

Los ensayos mecánicos a estas velocidades de deformación son tan sofisticados, que los dispositivos experimentales necesarios están disponibles únicamente en un grupo muy reducido de laboratorios. Las dos técnicas más utilizadas son el anillo expandible y el impacto de placas.

1.3.4.1 Anillo expandible.

Es una técnica diseñada para estudiar metales en tracción por encima de los 10^4 s^{-1} . El ensayo se basa en someter a un anillo a una aceleración radial repentina, que puede generarse a través de campos electromagnéticos o usando cargas explosivas [62]. El anillo se convierte rápidamente en un cuerpo libre expandiéndose radialmente y decelerándose debido a sus propias tensiones internas circunferenciales. Para que el análisis sea válido el espesor del anillo debe ser menor que la décima parte de su diámetro, que es típicamente 25 mm. Si R es el radio del anillo y ρ su densidad, la tensión σ viene dada por la expresión:

$$\sigma = -\rho R \frac{d^2R}{dt^2} \quad (1.24)$$

y la deformación por:

$$\varepsilon = \ln \frac{R}{R_0} \quad (1.25)$$

donde R_0 es el radio inicial. Para seguir el desplazamiento del anillo pueden utilizarse técnicas de fotografía ultrarrápida o cualquier otro método que permita medir el radio como función del tiempo. Esta técnica tiene dos ventajas frente a las anteriormente tratadas en este capítulo: no están presentes las complicaciones de propagación de ondas y la máxima velocidad de deformación que se logra en el ensayo es mayor. Sin embargo, entre sus limitaciones hay que destacar que la velocidad de deformación no se mantiene constante durante el ensayo y que, en la fase de aceleración, las probetas pueden verse sometidas a tensiones de compresión que superan, en algunos casos, el límite elástico.

1.3.4.2 Impacto de placas.

Como ya se ha dicho en el apartado 1.2, para seguir aumentando la velocidad de deformación y mantener la simplicidad del caso unidimensional, es necesario pasar de las geometrías cilíndricas que proporcionan un estado tensional unidimensional, a las geometrías planas, donde es la deformación la que puede considerarse unidimensional. El ensayo consiste en lanzar una placa plana contra una segunda placa estacionaria que actúa como blanco. La deformación es distinta de cero, únicamente en la dirección de la carga. Esta situación se mantiene durante unos pocos microsegundos después del impacto, hasta que las ondas de tensión reflejadas en las superficies libres alcanzan el interior de la probeta. Para lograr una situación de deformación plana debe ponerse especial cuidado en el alineamiento de las placas, para evitar que en el momento del impacto se encuentren con un cierto

inclinamiento relativo.

Tras el impacto se generan dos ondas en el material: una onda elástica que se propaga a la velocidad de las ondas elásticas longitudinales y una onda de choque que viaja a la velocidad $\sqrt{K/\rho}$, donde K es el módulo de compresibilidad del material. La amplitud de la onda elástica se conoce como límite elástico Hugoniot, σ_{HEL} , y se relaciona con el límite elástico en tensión plana, σ_y , a través de la expresión:

$$\sigma_{\text{HEL}} = \frac{K+4G/3}{2G} \sigma_y \quad (1.26)$$

siendo G el módulo de corte del material. El estado final del material sometido a tensiones de choque se caracteriza por un relación funcional entre la tensión y la velocidad de las partículas que se denomina curva Hugoniot. Tradicionalmente el impacto de placas [63] se ha utilizado para determinar ecuaciones de estado en régimen dinámico y deformación plana, que pudieran ser utilizadas para estudiar fenómenos de impacto a muy alta velocidad, dominados, principalmente, por la propagación de ondas de choque. Datos sobre un gran número de materiales ingenieriles pueden consultarse en el trabajo de Marsh [64].

1.3.5 Técnicas de fotografía ultrarrápida.

Las cámaras de fotografía ultrarrápida se han convertido, desde los años 50, en uno de los dispositivos más utilizados para la observación y estudio de fenómenos dinámicos. Entre los motivos que han contribuido al éxito de este tipo de instrumentación cabe señalar la similitud con los equipos de fotografía convencional, por lo que su manejo no necesita un alto grado de especialización. La principal ventaja de las técnicas de fotografía ultrarrápida reside en la enorme mejora que suponen de las capacidades de registro y visualización de

sucesos de corta duración. En la actualidad, existen equipos comerciales con resoluciones temporales en torno a 1 ps (10^{-12} s), una capacidad 5×10^{10} veces más rápida que la humana, aproximadamente [65 y 66].

La dificultad principal al tomar fotografías a alta velocidad es la distorsión de la imagen que se produce al fotografiar un objeto, como consecuencia del movimiento de éste durante el tiempo de exposición. Cuanto mayor sea el tiempo de exposición, mayor será la distorsión y menor la resolución de la imagen registrada. Por lo tanto, para mejorar los resultados es imprescindible acortar el tiempo de exposición, claro que esto a su vez, reduce la cantidad de luz disponible para formar la imagen. Los parámetros que caracterizan una máquina fotográfica de este tipo son la velocidad de toma de fotografías, el tiempo de exposición entre cada una de ellas y la resolución espacial de las imágenes registradas.

En estos momentos se dispone de una amplia gama de cámaras de alta velocidad con diferentes bases físicas de funcionamiento, rangos de velocidad y aplicaciones. En principio, puede hacerse una división entre cámaras mecánicas y electrónicas, dependiendo del tipo de dispositivo con el que trabajen.

Las cámaras de alta velocidad basadas en dispositivos mecánicos constituyeron el primer avance en este terreno, intentando trasladar los conceptos de la fotografía convencional al campo de la alta velocidad. Hoy en día, las cámaras mecánicas han evolucionado enormemente adquiriendo unas prestaciones inimaginables en los años 50, fecha en la que salieron al mercado los primeros modelos. Normalmente, el dispositivo mecánico en el que se basan está constituido por espejos giratorios. La figura 1.12 muestra un esquema del mecanismo.

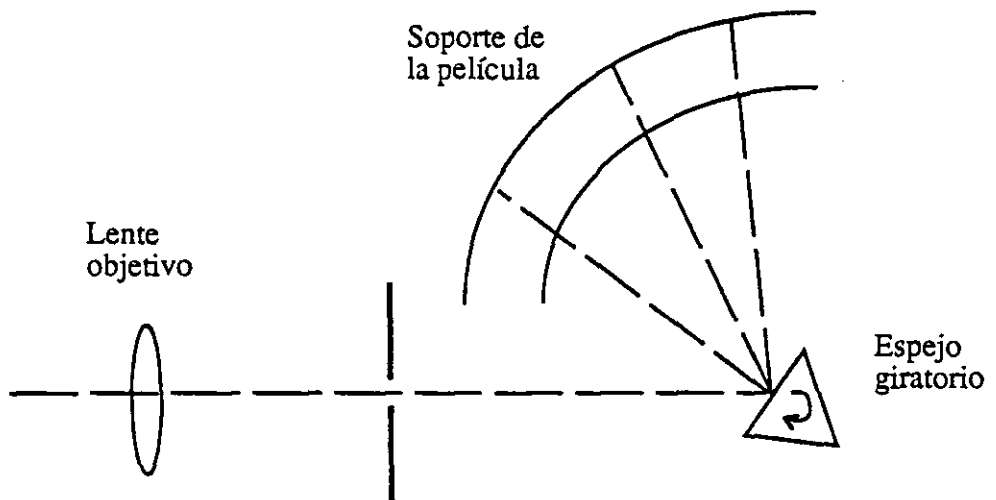


Figura 1.12 Sistema básico de funcionamiento de cámaras de tipo mecánico.

La lente objetivo de la cámara forma una imagen en una de las caras del espejo giratorio. La película está montada en un soporte circular, de forma que la luz proveniente del espejo impresione la película en distintas zonas a medida que el espejo gira. Esta configuración puede ser mejorada haciendo girar también al soporte que contiene a la película. Este tipo de cámaras proporciona imágenes con muy buena resolución espacial, aunque la velocidad de toma de fotografías está limitada al tratarse de dispositivos mecánicos. Aún así, es posible alcanzar velocidades del orden de 10^6 imágenes por segundo.

Las cámaras electrónicas se han desarrollado, fundamentalmente en las tres últimas décadas, y se han convertido en una herramienta muy útil, debido a la posibilidad de utilizar muy poca cantidad de luz (Suelen disponer de un factor de amplificación en torno a 100) y a sus ultra-altas velocidades de registro de imágenes. Estas cámaras utilizan un tubo electrónico como el esquematizado en la figura 1.13.

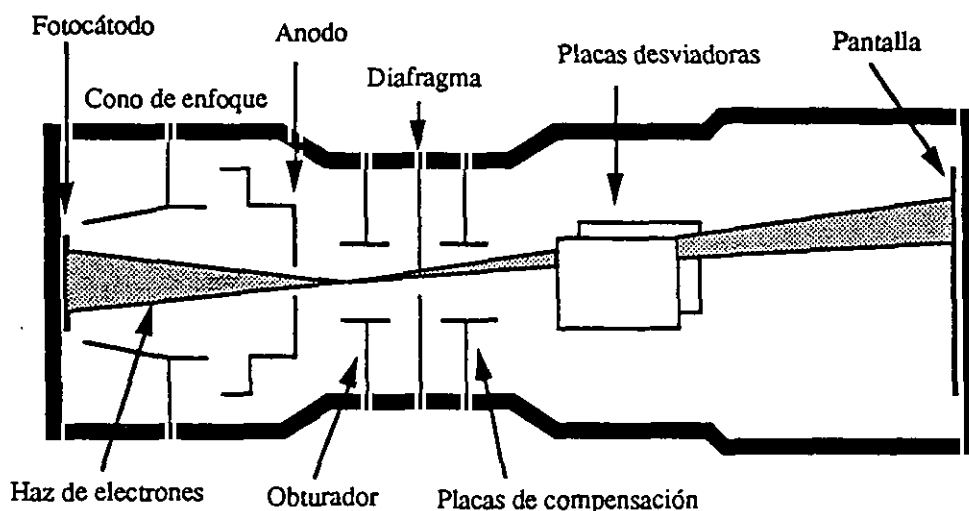


Figura 1.13 Esquema de un tubo electrónico convertidor de imagen.

Una lente objetivo forma una imagen del suceso estudiado en el fotocátodo, que convierte la imagen óptica en un haz de electrones. Antes de recibir una señal de disparo, el haz de electrones es desviado por un potencial constante, a través del obturador, de forma que queda bloqueado en el diafragma y no se forma imagen alguna en la pantalla. Cuando llega la señal de disparo, un potencial sinusoidal se aplica a las placas que forman el obturador. Este potencial desvía el haz de electrones haciéndolo pasar por la abertura del diafragma, dos veces en cada ciclo completo, generando dos imágenes. Las placas compensadoras se encargan de corregir la pequeña distorsión del haz al atravesar las placas del obturador. Finalmente, un potencial escalonado se aplica a unas placas desviadoras que envían el haz de electrones a distintas posiciones sobre la pantalla.

Hasta este momento hemos hablado de un modo de funcionamiento de las cámaras ultrarrápidas muy similar a las máquinas convencionales, es decir, se captan imágenes del suceso objeto del estudio en distintos instantes de tiempo de un modo intermitente. Es lo que se conoce como modo "framing". Sin embargo, dentro del área de la fotografía a alta

velocidad se dispone de un modo de funcionamiento diferente, que proporciona imágenes que son gráficos de posición frente al tiempo a lo largo de una línea prefijada en el plano del objeto. Este modo de trabajo se denomina "streak". En la figura 1.14 se muestra el método utilizado.

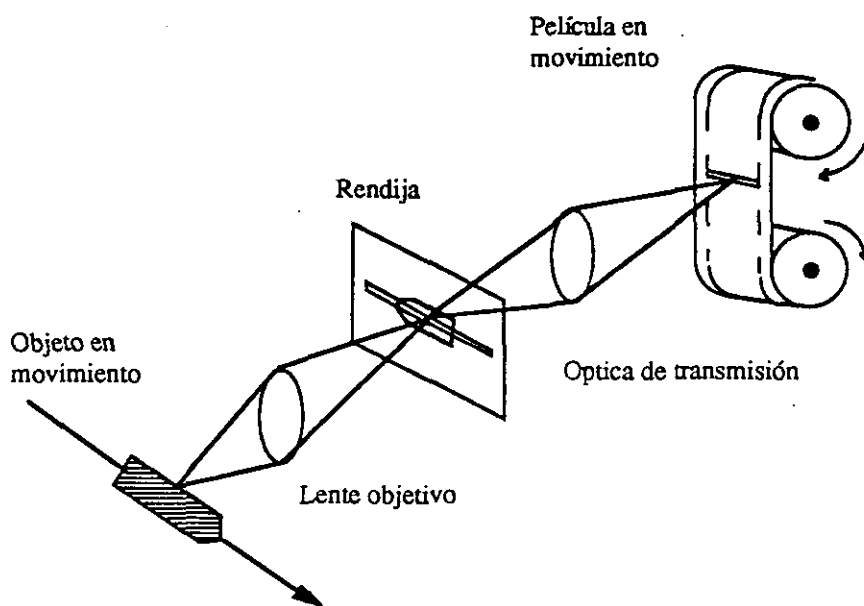


Figura 1.14 Funcionamiento de una cámara de alta velocidad en modo "streak".

En este caso, la lente objetivo produce una imagen del objeto sobre una superficie opaca en la que se ha cortado una rendija estrecha. Solamente puede observarse una sección delgada del objeto que está siendo estudiado. Esta imagen es enviada a la película que está desplazándose a una velocidad previamente fijada. En modo "streak" el movimiento se registra de forma continua, a diferencia del modo "framing" donde se obtienen imágenes en una serie de instantes individuales. Obviamente, en el caso de las cámaras electrónicas, no es la película la que se desplaza sino que se aplica en las placas desviadoras una rampa de potencial que obliga al haz de electrones a barrer la película a una velocidad constante.

1.4 TECNICAS DE SIMULACION NUMERICA.

El conjunto de ecuaciones que gobierna un proceso a alta velocidad de deformación suele resultar muy complejo y, aunque existen soluciones analíticas para algunos casos particulares, están basadas en hipótesis simplificadoras muy restrictivas y modelos de comportamiento normalmente unidimensionales que limitan su utilidad en los casos reales, reduciéndola a la obtención de una primera aproximación del comportamiento del material.

La mayoría de los problemas de interés práctico son demasiado complejos para resolverlos analíticamente, debido a la presencia de efectos tridimensionales y no linealidades del material. En estos casos es necesario buscar una solución numérica aprovechando las capacidades de los ordenadores actuales.

Las soluciones numéricas exigen representar el medio continuo como un sistema discreto. Los métodos de discretización comúnmente utilizados son el de las diferencias finitas y el de los elementos finitos. La elección de uno u otro dependerá del tipo de problema considerado.

En el método de las diferencias finitas [67], que fue el primero en ser aplicado en problema dinámicos, se discretiza el medio continuo en una serie de regiones. Cada una de ellas posee unos vértices denominados nudos, a través de los cuales se consideran las regiones interconectadas. Se calculan las variables dependientes en cada punto y los valores obtenidos se consideran representativos del comportamiento en la región del continuo a él asociada. Las derivadas parciales en las ecuaciones originales del medio continuo se suponen función de las diferencias entre las variables nodales de la malla.

El método de los elementos finitos [68], inicialmente concebido para la resolución de problemas en condiciones estáticas, puede utilizarse hoy en día en la resolución de problemas fuertemente no lineales de propagación de ondas con grandes deformaciones plásticas. Este método puede resumirse en las siguientes etapas:

- Discretización del medio continuo en un número determinado de zonas denominadas elementos.
- Conexión de los elementos entre sí por medio de una serie de puntos que se llaman nudos, siendo los desplazamientos en los nudos las incógnitas del problema.
- Un conjunto de funciones, las funciones de forma, definen de manera biunívoca el campo de desplazamientos dentro de cada elemento, en función de los desplazamientos en los nudos.
- El campo de desplazamientos define el estado deformacional dentro del elemento y, a partir de la ecuación constitutiva del material, se determina el estado tensional.
- Se supone que, sobre los nudos de un elemento actúa un sistema de fuerzas concentradas equivalentes al estado tensional en cada elemento, dando lugar a una relación entre fuerzas y desplazamientos.
- Ensamblaje de fuerzas y desplazamientos en todos los grados de libertad.

Ambos métodos separan las dependencias espaciales y temporales de las variables dependientes. Conociendo la solución en el instante t^n , se pueden plantear (integrar) las ecuaciones que proporcionan la solución en t^{n+1} . Si este conjunto de ecuaciones sólo contiene variables físicas en el instante t^n , el método de integración se llama explícito y puede resolverse directamente [69]. Si, por el contrario, contiene variables correspondientes también al instante t^{n+1} , se denomina implícito y, para cada paso de integración, deben emplearse métodos iterativos.

Los problemas de propagación de ondas de tensión tienen algunas peculiaridades cuando se comparan con problemas estáticos. Por ejemplo, están presentes componentes de alta frecuencia que crean dificultades en la integración numérica de las ecuaciones del movimiento. Si el intervalo temporal de integración Δt es muy grande, no será posible captar las variaciones rápidas de las componentes de alta frecuencia y si, por el contrario, es muy pequeño, la duración del cálculo aumentará considerablemente.

Además la solución puede volverse inestable (crecimiento sin límite) en integraciones explícitas, si no se elige adecuadamente el intervalo temporal de integración. No existe un criterio riguroso de estabilidad para problemas no lineales, pero suele determinarse el intervalo de integración, Δt , a partir de la siguiente expresión:

$$\Delta t = k \frac{l}{c} \quad (1.27)$$

donde l es la mínima distancia entre nudos y c la velocidad de propagación de las ondas elásticas longitudinales. Para que el proceso de integración sea estable, el factor k debe ser menor que la unidad (Condición de estabilidad [70]).

Los métodos de simulación numérica proporcionan una gran cantidad de información. La bondad de esta información está afectada por inexactitudes que provienen principalmente de un tamaño inadecuado de la discretización, de la precisión de cálculo del ordenador utilizado y, sobre todo, de una mala elección del modelo de comportamiento del material.

En esta tesis doctoral se utilizarán dos programas comerciales de simulación numérica: DYNA2D y ABAQUS.

- Programa DYNA2D.

Para realizar la simulación numérica del ensayo de compresión en Barra Hopkinson se ha utilizado el programa comercial DYNA2D. Este programa es un código de elementos finitos, explícito, bidimensional y con capacidad para analizar problemas axisimétricos o de deformación plana. Fue desarrollado por John O. Hallquist [71], en el Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL), para analizar problemas de grandes deformaciones dinámicas y la respuesta hidrodinámica de sólidos inelásticos. Dispone de un algoritmo que simula contactos, siempre presentes en problemas de impacto, con posibilidad de permitir huecos y deslizamiento con fricción en las superficies de contacto. Para el proceso de discretización espacial se utilizan elementos triangulares de 3 nudos o cuadriláteros de 4 nudos. Las ecuaciones del movimiento se integran por el método de las diferencias centrales.

- Programa ABAQUS.

Para realizar la simulación numérica de los ensayos de tracción dinámica en la Barra Hopkinson se ha utilizado el programa comercial ABAQUS [72]. Este programa constituye una herramienta muy flexible de aplicación general en la resolución de problemas donde se busca la respuesta estructural de un sistema determinado. Emplea el método de los elementos finitos, con integración explícita o implícita, y presenta la posibilidad de considerar grandes deformaciones y contactos.

1.5 OBJETIVOS DE LA TESIS.

El objetivo fundamental de esta tesis consiste en establecer una metodología para la determinación de las propiedades mecánicas de los materiales a altas velocidades de deformación (hasta 1000 s^{-1}) y a temperaturas elevadas (hasta $300 \text{ }^{\circ}\text{C}$). El equipo experimental diseñado se utilizará para caracterizar diferentes materiales y avanzar en el conocimiento del comportamiento mecánico de los mismos.

En esta tesis doctoral se estudia la técnica de los ensayos de compresión y tracción en Barra Hopkinson, que es la que ofrece mayores posibilidades, para la caracterización completa de los materiales en las condiciones anteriormente dichas, proponiendo, cuando sea necesario, correcciones para obtener resultados más realistas.

Para llevar a cabo los anteriores objetivos es necesario alcanzar los siguientes objetivos parciales:

1) Estudio del ensayo de compresión en Barra Hopkinson.

- Diseño y fabricación del equipo experimental.
- Realización de ensayos en materiales metálicos.
- Simulación numérica a través del método de los elementos finitos
- Estudio de la influencia en los resultados del tamaño de la probeta y de los efectos de rozamiento.

2) Estudio del ensayo de tracción en Barra Hopkinson.

- Diseño y fabricación del equipo experimental.
- Realización de ensayos de tracción simple en materiales metálicos.
- Realización de ensayos de tracción indirecta (brasileños) en materiales cerámicos.
- Simulación numérica de todos los ensayos.
- Estudio de la influencia de las dimensiones y forma de la probeta en los resultados del ensayo de tracción directa.
- Estudio de la validez del ensayo de tracción indirecta en condiciones dinámicas.

3) Estudio del ensayo de tracción en Barra Hopkinson a altas temperaturas.

- Diseño, fabricación y acoplamiento de un horno al dispositivo de tracción.
- Realización de ensayos a diferentes temperaturas en materiales metálicos.
- Estudio de la influencia de la temperatura en la propagación de ondas de tensión en el dispositivo de la Barra Hopkinson.

1.6 APORTACIONES ORIGINALES.

Las aportaciones originales de esta tesis doctoral se enumeran a continuación:

- Diseño de un dispositivo experimental no normalizado, basado en la Barra Hopkinson, que permite realizar ensayos dinámicos (1000 s^{-1}) de compresión, ensayos dinámicos de tracción directa a distintas temperaturas hasta los $300 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y ensayos dinámicos de tracción indirecta. El equipo cuenta con un dispositivo de fotografía a alta velocidad, sincronizado con el sistema de adquisición de datos.
- Estudio experimental y numérico del efecto del tamaño de las probetas en los resultados de los ensayos de compresión. Se recomienda la utilización de probetas con una sección sustancialmente menor que la de las barras, lo que permite ampliar el abanico de materiales susceptibles de ser caracterizados mediante estos ensayos.
- Evaluación de la validez de los ensayos dinámicos de tracción directa como un método realista de caracterización de materiales. Se ha comprobado que los valores del límite elástico obtenidos en estos ensayos son representativos del comportamiento del material y se ha demostrado que los valores de la deformación obtenidos por el procedimiento habitual son inexactos. Con respecto a este último asunto, se propone la utilización de una longitud efectiva para las probetas que proporciona mejores resultados.
- Determinación de las condiciones en las que pueden aplicarse los principios del ensayo de tracción indirecta en condiciones dinámicas. Se ha demostrado que en los ensayos dinámicos es necesario que transcurra un cierto tiempo para que las ecuaciones estáticas sean aplicables, y que, en algunos casos, la rotura de las probetas no se produce en la forma adecuada. Por

esta razón se considera indispensable el empleo de técnicas de fotografía ultrarrápida.

- Determinación de las propiedades mecánicas de la aleación de aluminio 7017 T73 y su variación con la velocidad de deformación y la temperatura. Asimismo, se han identificado los micromecanismos presentes, en mayor grado, en la rotura dinámica de este material a diferentes temperaturas.

- Medida de la resistencia a tracción en condiciones dinámicas (10^6 MPa/s) de carburo de silicio nitrurado y alúmina de 96 % de pureza.

1.7 CONTENIDO DE LA TESIS Y ORGANIGRAMA.

Esta tesis doctoral está organizada en seis capítulos, incluido este primero de introducción, donde se resume el estado actual de los conocimientos sobre la caracterización dinámica de materiales a altas velocidades de deformación, se establecen los objetivos que se persiguen y se enumeran las aportaciones más relevantes que se han conseguido mediante la investigación llevada a cabo.

En el capítulo segundo se analiza en detalle el ensayo de compresión en Barra Hopkinson, tanto desde un punto de vista experimental, con la utilización de técnicas extensométricas y de fotografía ultrarrápida, como numérico, a través de una modelización por elementos finitos. Este estudio ha permitido estimar la influencia de los efectos del rozamiento y del tamaño de la probeta en los resultados.

El capítulo tercero está dedicado a los ensayos de tracción directa y el cuarto a los de

tracción indirecta. La fotografía ultrarrápida y la modelización por elementos finitos, siguen siendo las herramientas utilizadas para profundizar en el conocimiento de estos ensayos.

Los ensayos a alta temperatura en la Barra Hopkinson tienen el inconveniente de la variación de la velocidad de propagación de las ondas elásticas con la temperatura. El capítulo quinto se dedica a estimar la importancia de esta variación, proponiendo las correcciones oportunas.

En el capítulo sexto se exponen las conclusiones globales de las investigaciones anteriores y se establecen las bases de una metodología de trabajo para la caracterización dinámica de materiales. Por último, se perfilan las líneas de investigación futuras que pueden resultar más interesantes y fructíferas, de acuerdo con los resultados de esta tesis doctoral.

Finalmente se enumeran las referencias bibliográficas utilizadas.

A continuación, en la figura 1.15, se muestra el organigrama de esta tesis.

ORGANIGRAMA

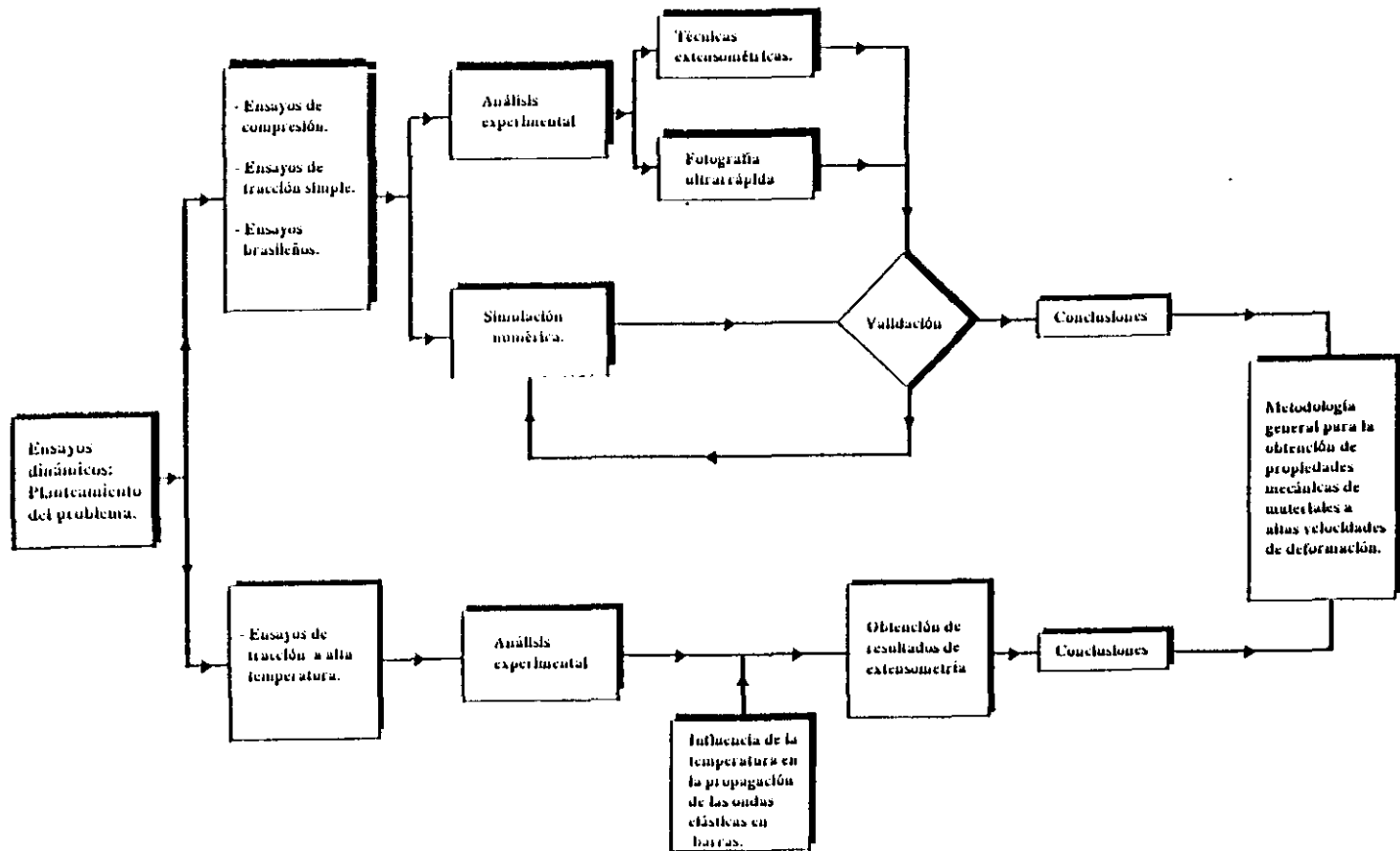


Figura 1.15 Organigrama de la tesis.

CAPITULO 2: ENSAYOS DINAMICOS DE COMPRESION.

2.1 PLANTEAMIENTO.

El primer efecto resultante de un impacto entre dos cuerpos es la producción de cargas dinámicas de compresión en la zona de contacto. Durante los primeros microsegundos, la respuesta global de los sólidos involucrados estará determinada, principalmente, por las propiedades a compresión de los materiales que los formen, por lo que es importante establecer las leyes que rigen su comportamiento bajo este tipo de solicitaciones.

Los ensayos de compresión en Barra Hopkinson han sido utilizados durante muchos años para caracterizar dinámicamente los materiales. En el capítulo 1 se han resumido los trabajos que, hasta el momento, han tratado los factores que pueden afectar a la fiabilidad del ensayo. Se han comentado cualitativamente los efectos tridimensionales de la propagación de las ondas en las barras, así como la magnitud de los efectos inerciales y de rozamiento. A pesar de los estudios realizados, es necesario, a nuestro juicio, profundizar en algunos aspectos del ensayo que pueden alejarlo de las hipótesis básicas en las que se fundamenta: uniformidad de la deformación en el interior de la probeta y unidimensionalidad del estado tensional. Concretamente, en esta tesis doctoral se estimará la influencia de una reducción del diámetro de la probeta con respecto al de las barras y el efecto del rozamiento entre los dos materiales.

- Efecto de una reducción del diámetro de las probetas.

En los primeros ensayos de compresión desarrollados con la Barra Hopkinson se utilizaron probetas de materiales blandos - cobre, plomo, latón - y diámetros muy similares a los de las barras, de forma que la energía disponible fuera suficiente para deformar el material y no se violaran las hipótesis en las que se fundamenta el ensayo. Esta circunstancia limita el uso de estos ensayos a un tipo determinado de materiales, que depende del elegido para fabricar las barras. Si fuera posible reducir el diámetro de las probetas con respecto al de las barras, sin aumentar en exceso la tridimensionalidad del estado tensional, la Barra Hopkinson podría utilizarse para caracterizar materiales más duros - aleaciones de aluminio de alta resistencia, titanio, acero - siempre con el límite elástico inferior al del material de las barras.

Además, existen otras consideraciones que indican que una reducción del diámetro de las probetas podría resultar interesante. En el capítulo I se ha visto que los efectos inerciales están íntimamente ligados al tamaño de las probetas empleadas en los ensayos. No obstante, independientemente de este parámetro, los efectos inerciales pueden considerarse despreciables cuando la velocidad de deformación es constante. A esta circunstancia hay que añadir que, para estudiar la influencia de la velocidad de deformación en las propiedades mecánicas de un material, ésta no debe tener grandes variaciones durante el ensayo, de forma que cada curva tensión-deformación obtenida pueda asociarse a un valor concreto de la velocidad de deformación o, de no poder ser así, a un pequeño rango de variación de la misma. Es, por tanto, evidente que, los mejores resultados se obtendrán cuando la variación de la velocidad de deformación durante el ensayo sea pequeña, situación que se favorecerá cuando la energía disponible sea mucho mayor que la requerida para deformar el material.

En los ensayos de compresión en la Barra Hopkinson se cuenta con dos opciones: aumentar la energía disponible, incrementando la velocidad de impacto del proyectil (algo que introduce complicaciones experimentales, a veces insuperables), o disminuir la energía necesaria para deformar el material, reduciendo el diámetro de las probetas.

Hasta ahora, normalmente, se han utilizado probetas de un diámetro ligeramente menor que el de las barras. Reducir drásticamente este diámetro supone una innovación que complica el estado tensional, al menos en las cercanías de las intercaras barras/probeta, donde los efectos tridimensionales serán más importantes.

En esta investigación, se estudia el efecto de una reducción drástica del diámetro de las probetas, manteniendo constante el de las barras, con la intención de comprobar si los resultados obtenidos con esta configuración mejoran, o no, los que se obtienen con las probetas normales y permiten extender el abanico de materiales susceptibles de ser ensayados mediante esta técnica experimental. Para todo lo anterior, se realizarán ensayos con probetas de cuatro diámetros diferentes y se compararán los resultados obtenidos con los que proporcione una simulación numérica, utilizando el método de los elementos finitos, del problema.

- Efecto del rozamiento.

El rozamiento entre las barras y la probeta introduce un estado tensional complicado, cuyo efecto es necesario cuantificar para establecer si es necesario el uso de un lubricante entre las dos caras en contacto. Análogamente al estudio anterior, se realizará una simulación numérica de los ensayos y se compararán los resultados numéricos y experimentales.

2.2 EXPERIMENTACION.

2.2.1 Técnica experimental.

- Geometría de las probetas.

Como se comentó en el capítulo 1, la geometría de la probeta puede aumentar o disminuir los efectos inerciales y de rozamiento. En los ensayos realizados se ha elegido la geometría que, mayoritariamente, se acepta como la que proporciona resultados más fiables. Esta geometría está basada en el estudio de Davies y Hunter [37] y en el análisis numérico de Bertholf y Karnes [41], que sugirieron una longitud/diámetro óptima, para el caso de probetas cilíndricas, de 0.5.

Se han utilizado cuatro tipos diferentes de probetas, todas con la misma relación L/d (ver fig. 2.1) pero con diámetros de 21.6 mm, 14 mm, 10 mm y 7 mm con la intención de estudiar el efecto del tamaño en los resultados obtenidos. Las barras componentes del sistema tienen, en todos los casos, 22 mm de diámetro.

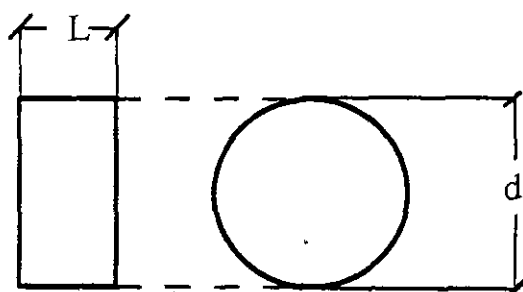


Figura 2.1 Geometría de las probetas de compresión.

- Descripción del equipo de ensayos dinámicos.

El aparato de ensayos de la Barra Hopkinson del Departamento de Ciencia de Materiales de la Universidad Politécnica de Madrid, consta de dos barras, un dispositivo de montaje y alineamiento, un mecanismo de generación de la onda elástica en las barras, sensores para la medida de la evolución temporal de las deformaciones generadas y la instrumentación asociada al sistema de adquisición de datos. No existe un diseño normalizado para este ensayo y, por tanto, la descripción siguiente se refiere al equipo especialmente diseñado para esta tesis doctoral (figura 2.2) y que, esquemáticamente, se representa en la figura 2.3:

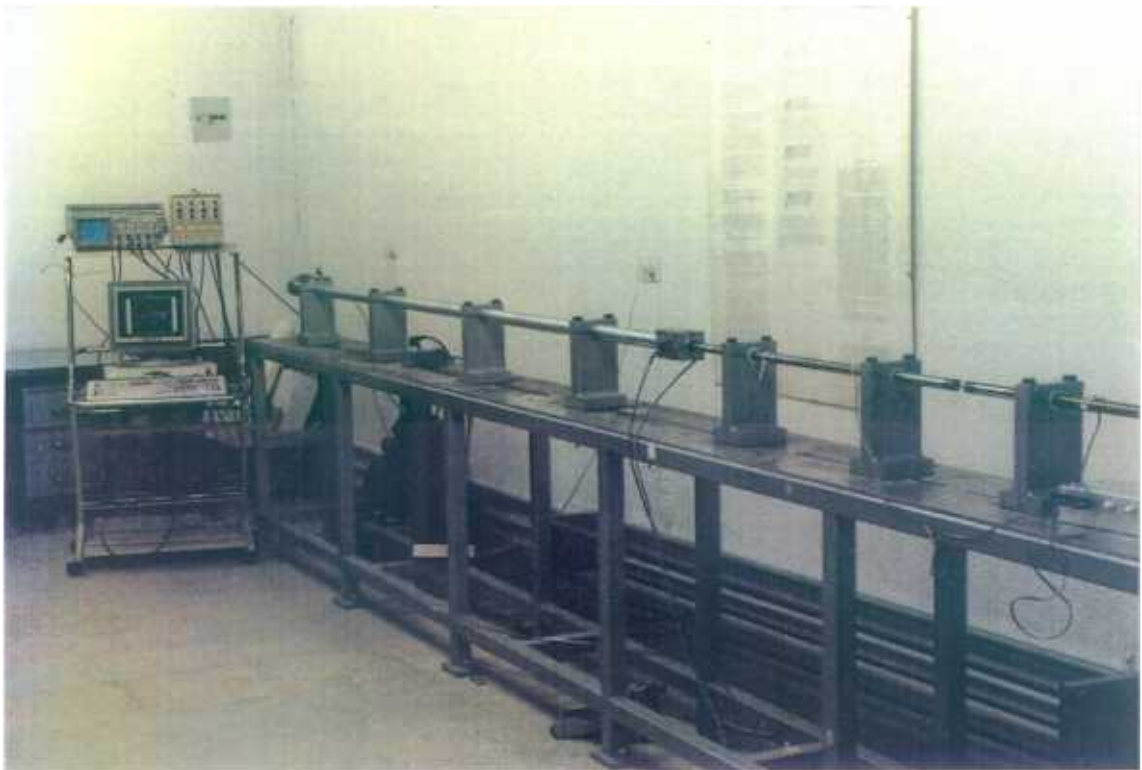


Figura 2.2 Aspecto global de la Barra Hopkinson.

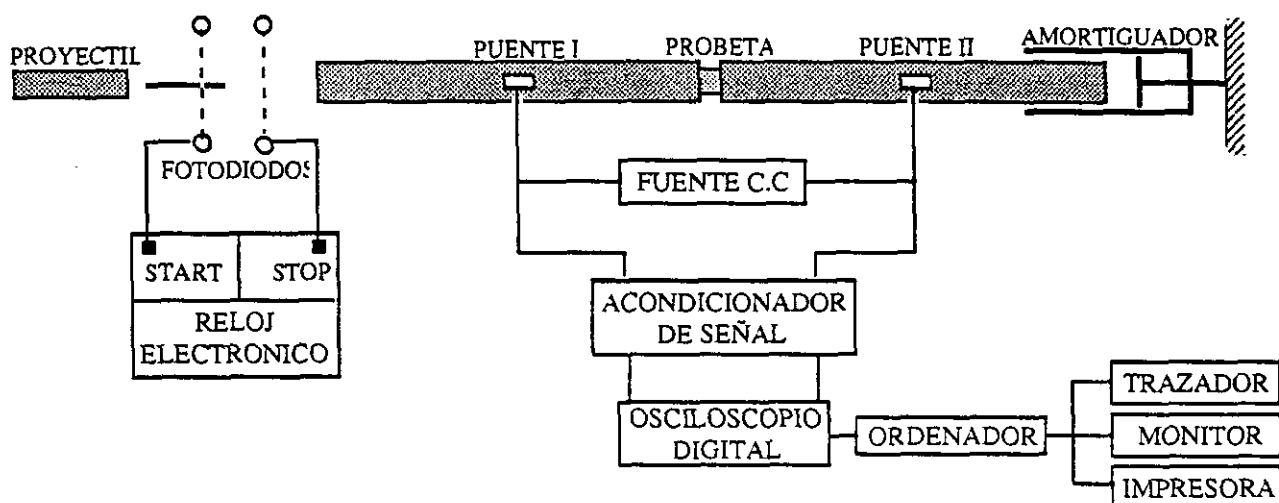


Figura 2.3 Dispositivo para el ensayo de compresión.

El sistema consta de las siguientes partes:

1.- *El banco de ensayos* consiste en una estructura con su superficie superior mecanizada en varias partes, con objeto de servir de soporte a una placa de aluminio que es la base de trabajo y que, en su parte central, tiene una ranura que sirve de guía para situar los soportes de los elementos del equipo.

2.- *Las barras elásticas*, base física de las medidas, están fabricadas en un acero de alto límite elástico, alta tenacidad y buena resistencia a la fatiga, denominado Silver Steel y cuya composición es la siguiente: C 1.10-1.20 %, Cr 0.40-0.50 %, Mn 0.30-0.40 %, Si 0.10-0.25 %, S 0.045 % máximo, P 0.045 % máximo.

Las dos barras, incidente y transmisora, tienen una longitud de 1 m y un diámetro de 22 mm y sus caras son perfectamente ortogonales a sus ejes (figura 2.4).

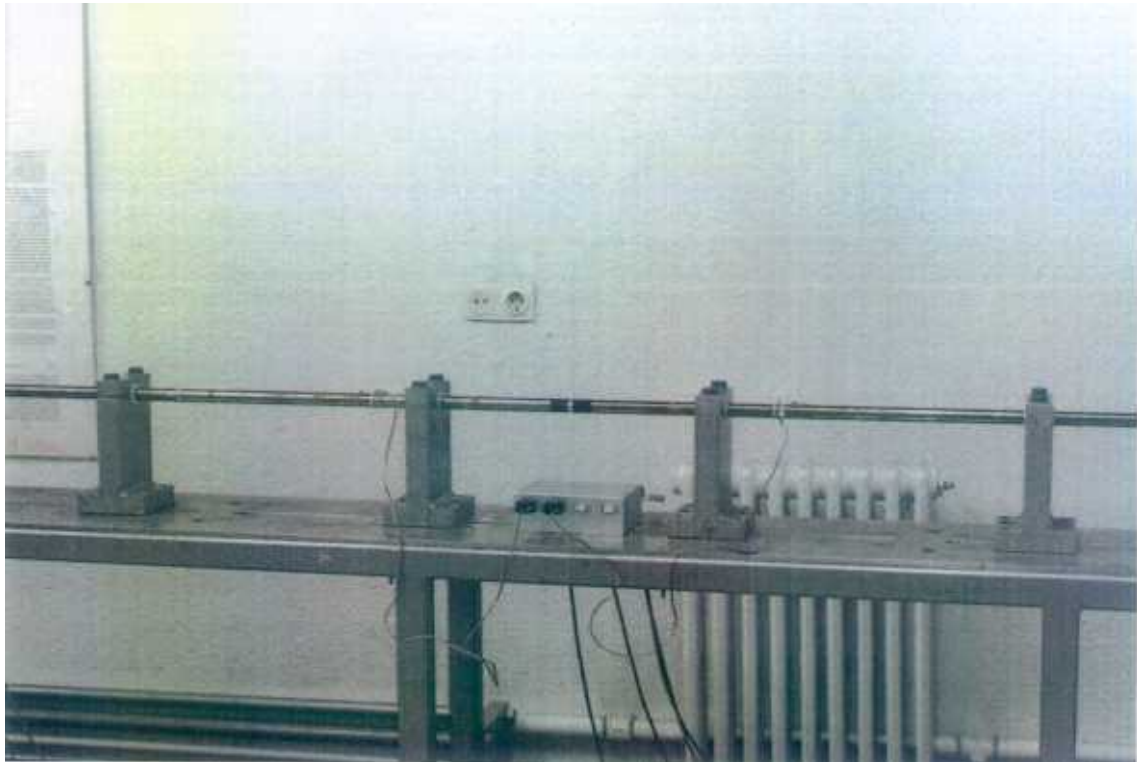


Figura 2.4 Colocación de barras y probeta.

.- *Cañón de aire comprimido.* La onda de tensión elástica se genera mediante el impacto, contra la barra incidente, de un proyectil que consiste en una barra cilíndrica fabricada con el mismo material que las barras elásticas y con una longitud de 330 mm y un diámetro de 22 mm. Para acelerarlo, se dispone de un compresor de aire, capaz de proporcionar una presión de hasta 8 kg/cm^2 , que está unido, mediante una válvula de apertura mecánica, a un tubo de unos 3 m de largo, en cuyo interior se encuentra el proyectil. El cañón dispone de una serie de soportes móviles que permiten variar la dirección del impacto y, en su parte final, se han practicado una serie de orificios que sirven de escape al aire comprimido.

.- *Sistema de alineamiento.* Un buen alineamiento de proyectil, barras y probeta es fundamental para garantizar las hipótesis en las que se basa la teoría unidimensional de propagación de ondas elásticas que aquí se emplea. Las barras descansan en unos soportes

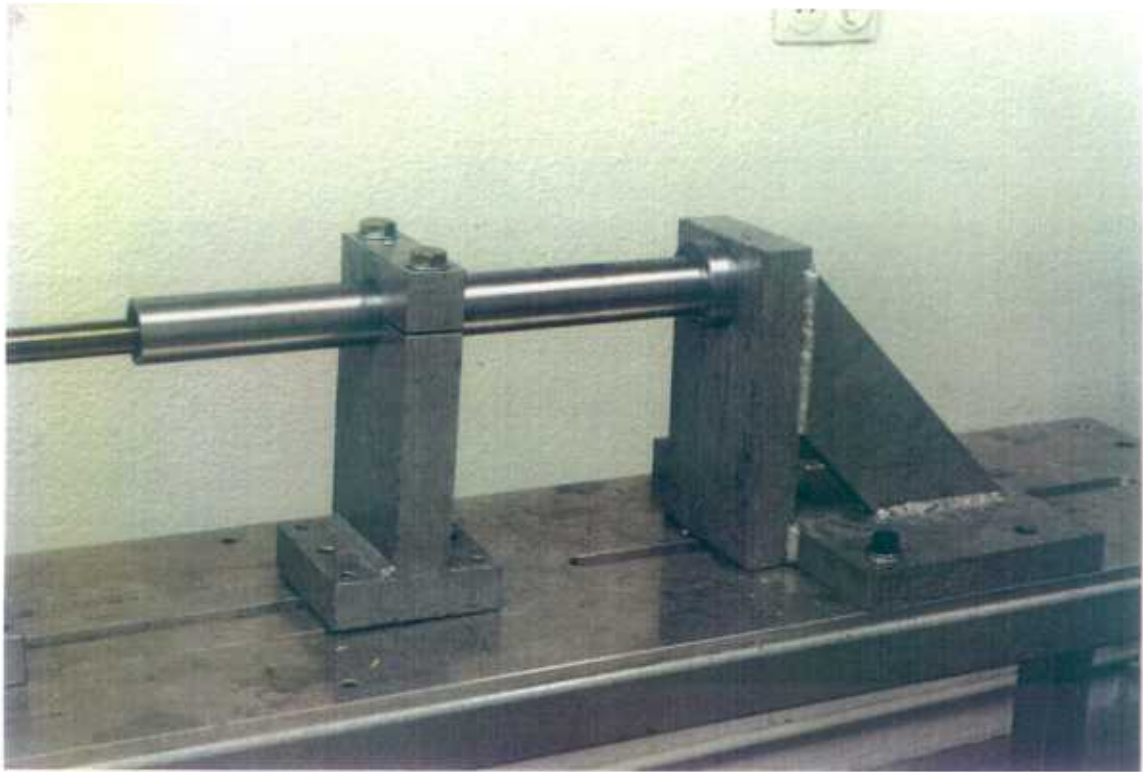


Figura 2.6 Sistema de amortiguamiento.

6.- *Sensores extensométricos.* Para medir las deformaciones producidas en las barras se utilizan bandas extensométricas de película conductora que, como es bien sabido, están basadas en la variación de la resistencia de un conductor al someterlo a un proceso de deformación [73]. Las bandas extensométricas empleadas en este equipo son de la marca VISHAY y del tipo CEA-06-125UW-350, de 3.18 mm de longitud de galga, resistencia nominal de 350Ω y factor de galga $K=2.05$ y se han instalado en los puntos medios de cada barra. Con vistas a obtener una sensibilidad mayor, se han dispuesto las bandas en un montaje de puente completo, es decir, un puente de Wheatstone en el que las cuatro ramas son galgas activas. En la figura 2.7, se muestra la colocación de las bandas que anula el efecto de la temperatura y las componentes de flexión consecuencia de una posible excentricidad de la fuerza aplicada.

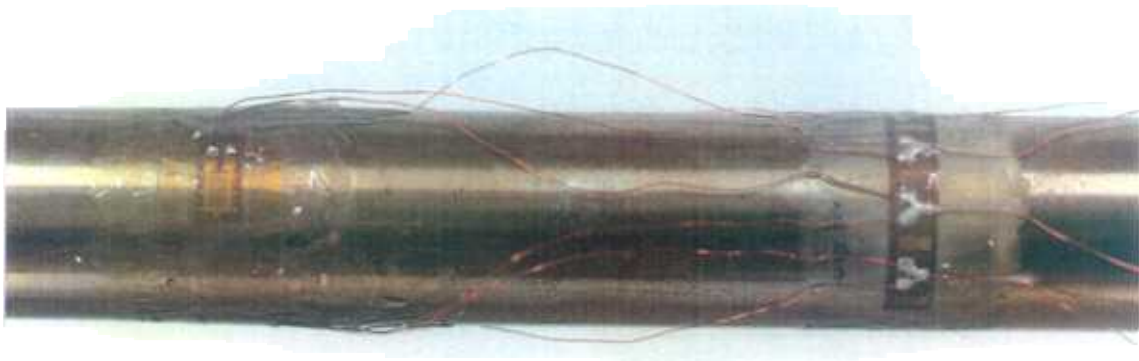
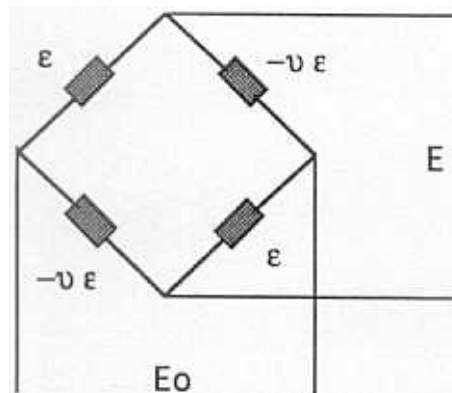


Figura 2.7 Disposición del puente de bandas.

7.- *Sistema de medida de la velocidad del proyectil.* Está formado por dos fotodiodos, enfrentados a dos fuentes de luz y separados una distancia determinada. El paso del proyectil por uno de ellos activa un reloj electrónico que se detiene al recibir la señal correspondiente al paso por el segundo fotodiodo. Una simple operación aritmética permite conocer la velocidad a partir de los datos de tiempo y distancia recorrida. El sistema de medida se completa con un acondicionador de señal y un conversor analógico digital de 16 bits. Todo el conjunto (ver figura 2.8) está situado en la parte final del cañón, con el fin de medir la velocidad en el instante más cercano al impacto.

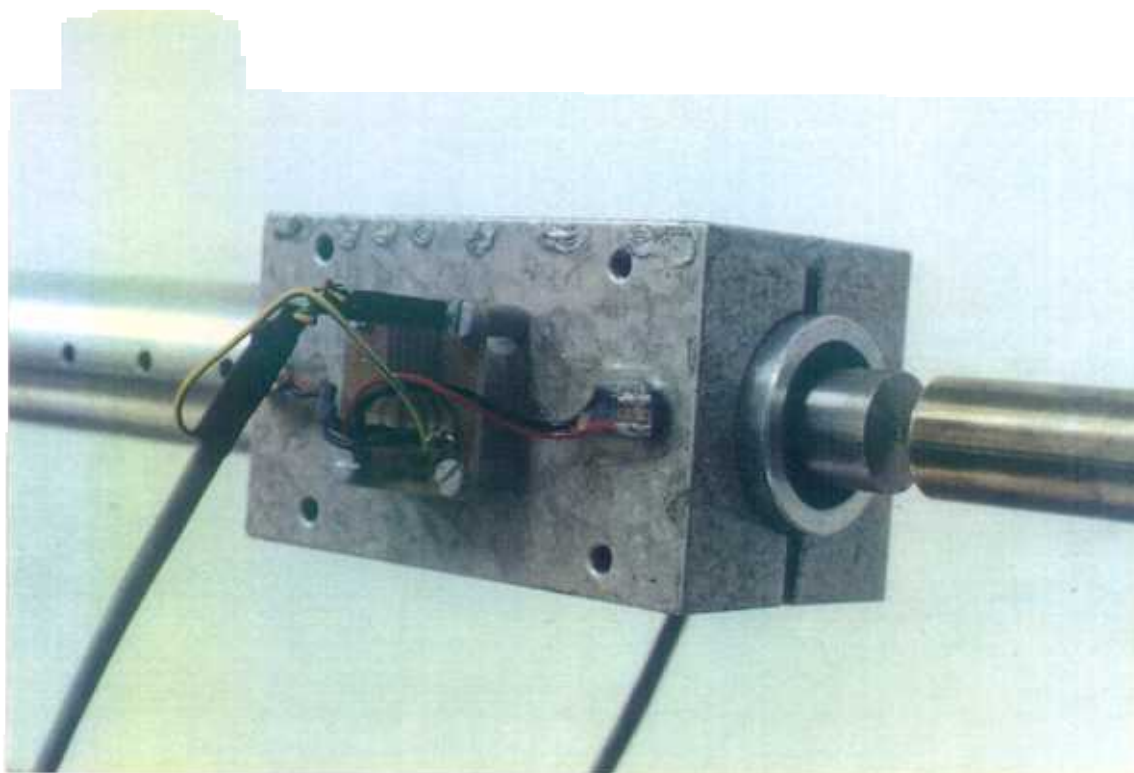


Figura 2.8 Sistema de medida de la velocidad.

Aunque la velocidad de impacto no es un parámetro relacionado directamente con las medidas de deformación realizadas durante el ensayo, su conocimiento es útil, pues permite graduar la magnitud de la onda de tensión generada y, en el caso de no disponer de otro sistema, podría servir como método de calibración al existir una relación entre la máxima deformación, ϵ_{\max} , producida en las barras, y la velocidad de impacto, v_p , basada en la igualdad de la fuerza durante el contacto entre el proyectil y la barra incidente, y que resulta ser:

$$\epsilon_{\max} = \frac{v_p}{c} \frac{1}{1 + \frac{A_b}{A_p}} \quad (2.1)$$

donde A_p y A_b son las secciones de proyectil y barra, respectivamente, y c la velocidad de propagación de las ondas elásticas longitudinales.

8.- *El sistema de adquisición de datos.* Está compuesto por tres equipos: acondicionador de la señal, osciloscopio digital y ordenador.

El acondicionador de señal (VISHAY 2200) tiene como misión alimentar los puentes de bandas extensométricas y amplificar la señal de bajo nivel proveniente de ellos que, finalmente, es enviada al osciloscopio (TEKTRONICS 2214). Este se encarga de la digitalización y almacenamiento en memoria, para lo cual cuenta con un conversor analógico digital de 8 bits y una capacidad de memoria de 16 K para los cuatro canales disponibles. El equipo se completa con un ordenador personal (IBM PS/2), conectado vía una interfase RS-232 al osciloscopio, en el que quedan almacenados los resultados de cada ensayo. En la fotografía de la figura 2.9, pueden apreciarse los detalles del conjunto.

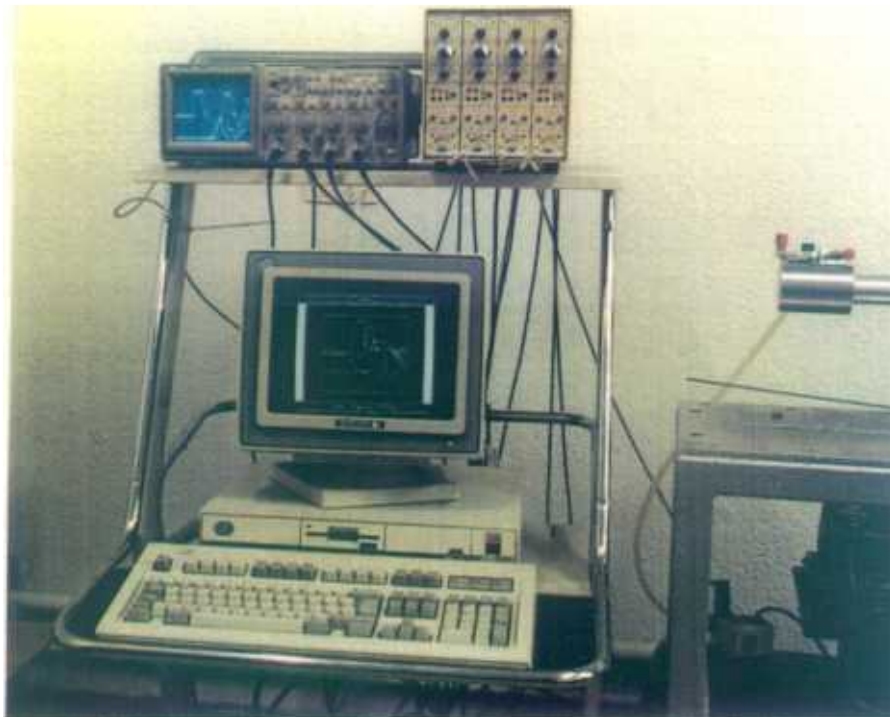


Figura 2.9 Sistema de adquisición de datos.

2.2.2 Análisis de los resultados. Propagación de ondas unidimensionales.

Para caracterizar materiales a altas velocidades de deformación suelen emplearse, por sencillez, dispositivos en los que se genera un estado tensional unidimensional en la probeta. Si, además, se trabaja dentro del régimen elástico, las tensiones y deformaciones en un punto de la barra pueden deducirse midiendo las características de la onda elástica en cualquier otro punto. A continuación se presentan los fundamentos de la propagación unidimensional de ondas elásticas.

- Propagación de ondas elásticas en barras.

Sea la barra cilíndrica de sección A que se recoge en la figura 2.10.

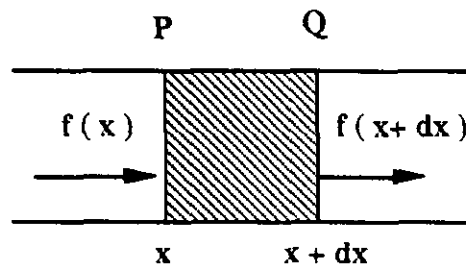


Figura 2.10 Onda de tensión en una barra.

Cuando un pulso tensional se propaga por ella, sobre cada sección aparece una fuerza, f , que es función de la posición y del tiempo. En un instante genérico t y en una posición x la fuerza actuante es $f(x)$. La fuerza neta sobre el elemento diferencial limitado por las secciones P y Q es:

$$f(x+dx) - f(x) = \frac{\partial f(x)}{\partial x} dx = A \frac{\partial \sigma}{\partial x} dx \quad (2.2)$$

siendo σ el valor de la tensión en la posición x . La ecuación del movimiento, utilizando la 2ª ley de Newton, puede expresarse como:

$$A \frac{\partial \sigma}{\partial x} dx = \frac{d(mv)}{dt} \quad (2.3)$$

siendo m y v , masa y velocidad del elemento diferencial considerado, respectivamente. La expresión (2.3) puede ponerse como:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = \frac{1}{A dx} \frac{d(mv)}{dt} = \rho \frac{dv}{dt} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (2.4)$$

siendo u y v el desplazamiento y la velocidad de cualquier punto de la sección P , y ρ la densidad. Si el comportamiento del material es elástico, para pequeñas deformaciones, puede ponerse:

$$\sigma = E \varepsilon \quad \text{y} \quad (2.5)$$

$$\varepsilon = \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2.6)$$

siendo E el módulo de elasticidad y ε la deformación, con lo que el gradiente de tensiones a lo largo de la barra puede expresarse como:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = E \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = E \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.7)$$

sustituyendo (2.7) en la ecuación (2.4) se obtiene:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.8)$$

que resulta ser la conocida ecuación de ondas si se escribe como:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.9)$$

donde
$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (2.10)$$

es la velocidad de propagación de la onda, que depende exclusivamente de propiedades del material. La solución general de la ecuación (2.9) puede encontrarse en cualquier libro clásico [10] y tiene la forma:

$$u = u(x \pm ct) \quad (2.11)$$

El signo depende del sentido de propagación: positivo cuando la onda se propaga en sentido de las x decrecientes y negativo en el caso contrario. Para las ondas que se propagan en el sentido de las x crecientes, la solución será del tipo:

$$u = u(x-ct) \quad (2.12)$$

que derivando respecto a x y t queda:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} &= \varepsilon = u'(x-ct) \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= v = u'(x-ct)(-c) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Estas dos expresiones conducen a la relación:

$$v = -c \varepsilon = -c \frac{\sigma}{E} = -\frac{\sigma}{\rho c} \quad (2.14)$$

De forma análoga, para ondas que se propagan en la dirección de las x decrecientes:

$$u = u(x + ct) \quad (2.15)$$

por lo que

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \varepsilon = u'(x-ct) \quad \frac{\partial u}{\partial t} = v = u'(x-ct) c \quad (2.16)$$

y, por tanto,
$$v = c \varepsilon = c \frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma}{\rho c} \quad (2.17)$$

Utilizando estas últimas expresiones en el ensayo de Barra Hopkinson, pueden deducirse la tensión y deformación en la probeta, tal como se indica a continuación:

- *Tensión y deformación en la probeta.*

La tensión en el extremo de la primera barra, σ_a , se calcula superponiendo los efectos de las ondas incidente y reflejada, medidas con las bandas extensométricas en el puente I (Fig. 2.11).

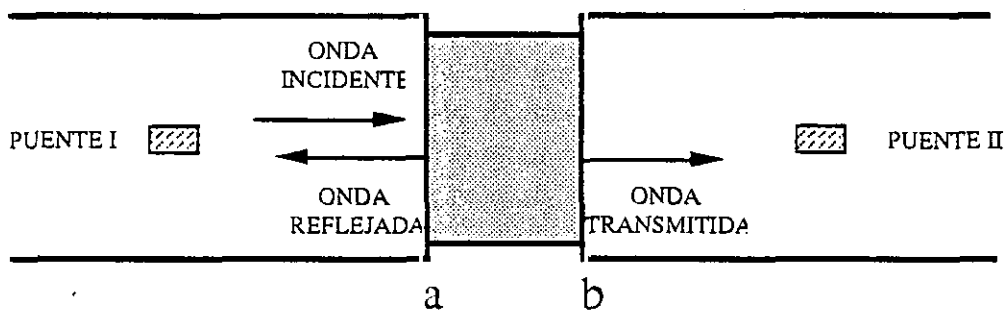


Figura 2.11 Posición de la probeta y de los puentes de bandas.

$$\sigma_a = \sigma_I(t) + \sigma_I(t + T_1) \quad (2.18)$$

donde T_1 es el tiempo que tarda la onda de tensión en viajar desde las bandas extensométricas al extremo de la barra y en volver a la primera posición. En la tensión en el extremo de la segunda barra, σ_b , sólo interviene la onda transmitida, que se mide en el puente II (Fig. 2.11), por lo que:

$$\sigma_b = \sigma_{II}(t) \quad (2.19)$$

Para determinar las velocidades del extremo de la primera barra, v_a , y de la segunda barra, v_b , el proceso es similar, si bien deben emplearse las ecuaciones 2.14 o 2.17, dependiendo del sentido de propagación. Así:

$$v_a = -\frac{1}{\rho c} [\sigma_I(t) - \sigma_I(t + T_1)] \quad (2.20)$$

$$v_b = -\frac{1}{\rho c} \sigma_{II}(t) \quad (2.21)$$

Una vez determinadas tensiones y velocidades en los extremos de las barras en contacto con la probeta, calcular la tensión, deformación y velocidad de deformación en el material ensayado es muy simple. La tensión ingenieril en la probeta es:

$$s(t) = \frac{\sigma_a(t) + \sigma_b(t)}{2} \frac{A_b}{A_s} \quad (2.22)$$

siendo A_b y A_s las secciones transversales de las barras y de la probeta, respectivamente. De un modo similar, se puede calcular la velocidad de deformación ingenieril:

$$\dot{\epsilon} = \frac{(v_a - v_b)}{L_0} \quad (2.23)$$

donde L_0 es la longitud inicial de la probeta. Por último, la deformación ingenieril se obtiene como:

$$\epsilon = \int_0^t \dot{\epsilon}(t) dt \quad (2.24)$$

2.2.3 Resultados de los ensayos: Al 7017 T73.

Tras la puesta a punto del equipo experimental de la Barra Hopkinson que se ha descrito, se realizaron ensayos de compresión de la aleación de aluminio 7017 T73. La razón fundamental para elegir este material, radica en la escasa dependencia de las propiedades mecánicas de las aleaciones de aluminio de la serie 7XXX con la velocidad de deformación [74], lo que facilitará el trabajo a la hora de estudiar la situación que realmente se produce en los ensayos dinámicos, al ser éstos fácilmente comparables con los estáticos. Este material, debido al proceso de laminación por el que se obtiene, se caracteriza por una alta anisotropía de sus propiedades, que aquí se estudiarán en la dirección de laminación o longitudinal.

Las características del material, según el fabricante, son:

Composición:

Zn 5.1%, Mg 2.4%, Fe 0.3%, Si 0.16%, Cu 0.12%, Mn 0.22%, Cr 0.16%, Zr 0.12%

Tratamiento térmico T73:

430 °C 1 h + agua fría + temperatura ambiente 2 días + 150 °C 8 h (Calentamiento 20 °C/h).

Características en la dirección longitudinal:

límite elástico 450 MPa, tensión de rotura 499 MPa, deformación de rotura 12 % en 50 mm

de material y módulo de elasticidad 71 GPa.

A continuación se muestran los resultados correspondientes a uno de los ensayos dinámicos de compresión realizados. La probeta, en este caso, tenía un diámetro de 14 mm y el ensayo se realizó a temperatura ambiente y con las intercaras barras/probeta lubricadas con disulfuro de molibdeno. En las figuras 2.12 y 2.13 se muestran las señales originales provenientes de los puentes de bandas I y II, situados en las barras según se esquematizó en la figura 2.8. La velocidad de impacto del proyectil fue de 15 m/s.

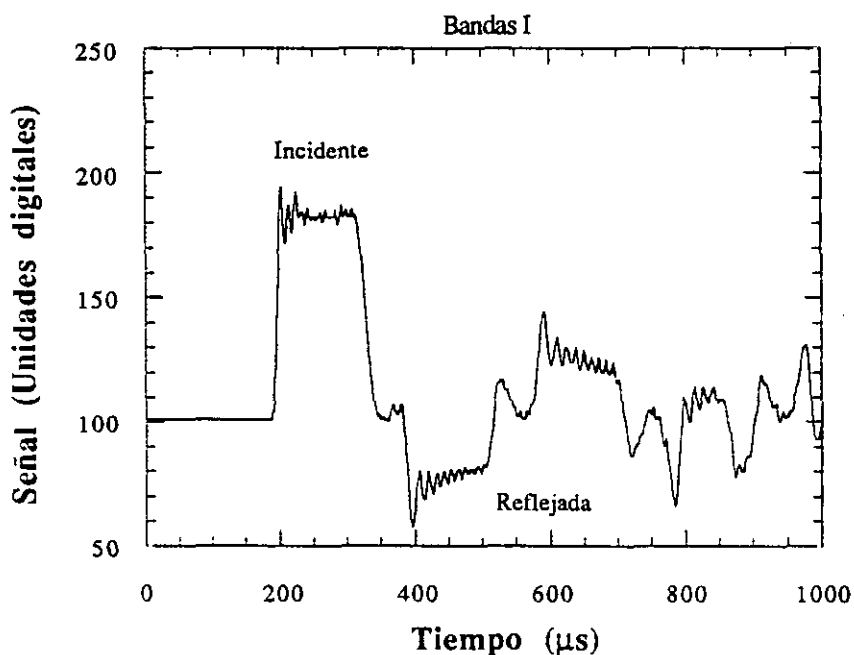


Figura 2.12 Señal digital registrada en el puente de bandas I.

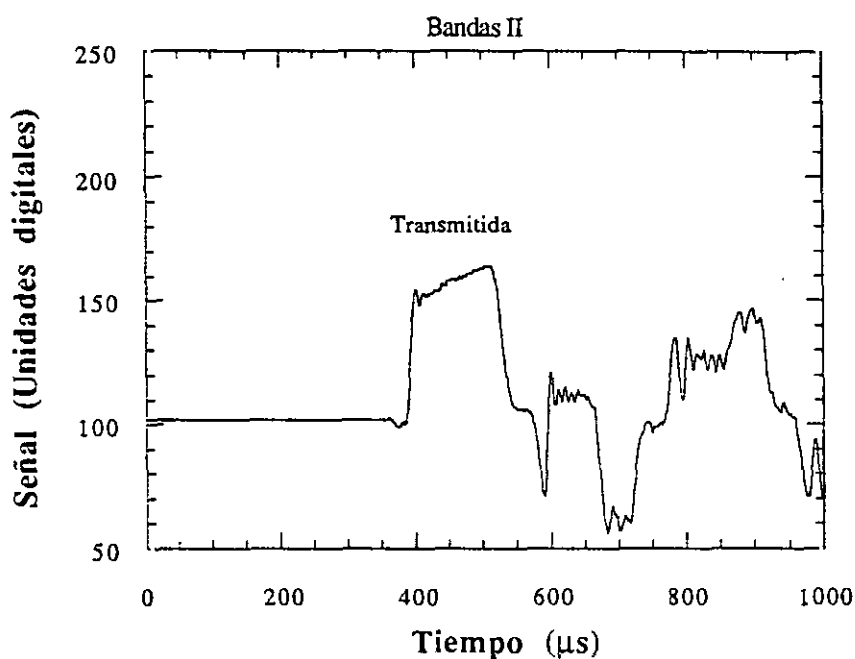


Figura 2.13 Señal digital registrada en el puente de bandas II.

Como se indicó en el apartado 2.2.2 (Ecs. 2.18 a 2.21), a partir de estas señales, una vez transformadas en tensiones multiplicando por el correspondiente factor de calibración de las bandas, pueden obtenerse las tensiones y velocidades en los extremos de ambas barras en contacto con la probeta. Las tensiones se muestran en la figura 2.14. Una de las hipótesis básicas de este ensayo es la condición de equilibrio de la probeta, lo que implica que las tensiones en los extremos de ambas barras debieran ser iguales.

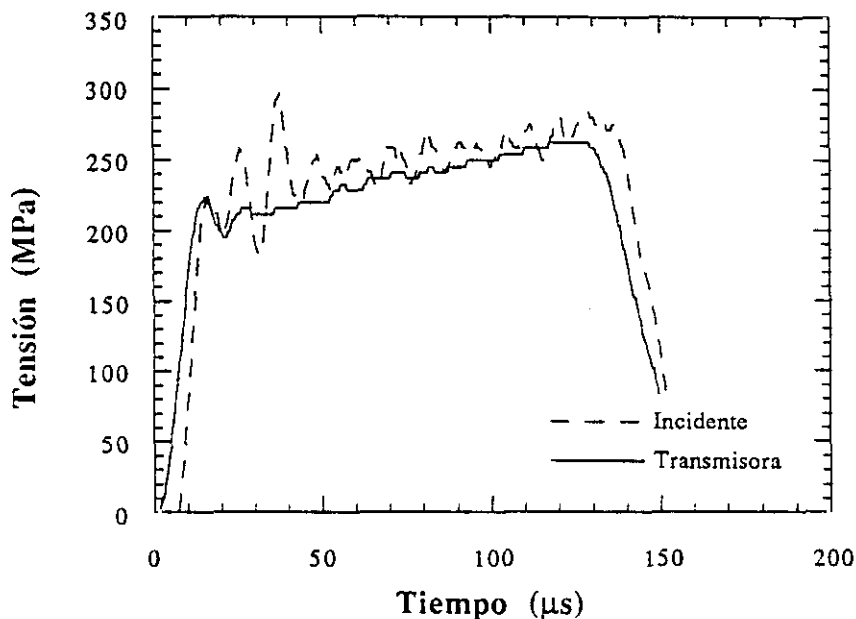


Figura 2.14 Tensiones en los extremos de ambas barras.

Como se aprecia en la figura 2.14, la tensión en el extremo de la barra incidente se determina con menor precisión, al ser una composición de dos sumandos. Aparecen oscilaciones que pueden deberse a un mal acoplamiento de las ondas incidente y reflejada, por lo que, para evitar las irregularidades anteriores, es aconsejable utilizar la señal de la segunda barra para determinar la tensión en la probeta. Esta se calcula como:

$$s(t) = \sigma_{\text{barra}} \frac{A_{\text{barra}}}{A_{\text{probeta}}} \quad (2.25)$$

En la figura 2.15 se recogen las velocidades de los extremos de ambas barras

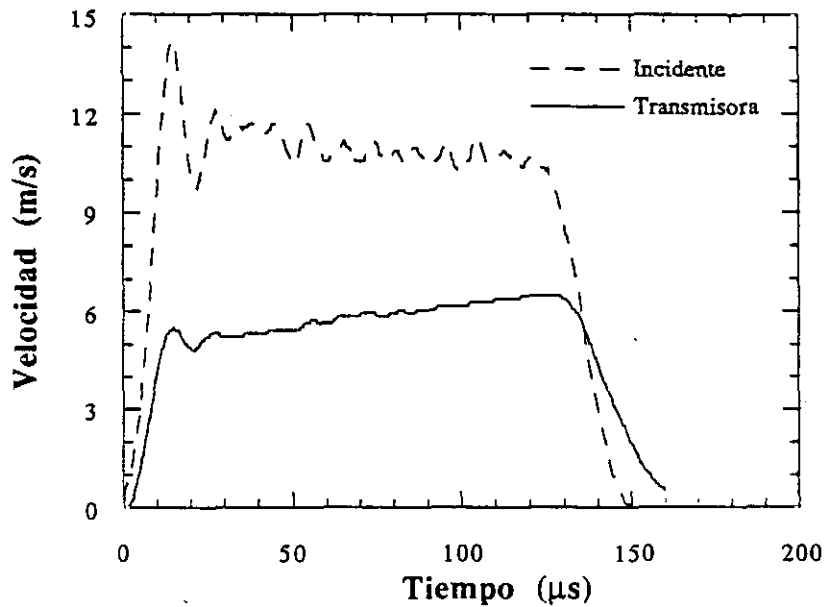


Figura 2.15 Velocidades en los extremos de ambas barras.

Conociendo las tensiones y las velocidades en los dos extremos de las barras, las Ecs. 2.22 a 2.24, permiten obtener la tensión, velocidad de deformación y deformación ingenieriles de la probeta. Las variaciones temporales de estas magnitudes se representan en las figuras 2.16, 2.17 y 2.18, respectivamente.

En la figura 2.17 se observa que la velocidad de deformación no es constante a lo largo del ensayo. Esta circunstancia obliga a dar una curva tensión-deformación para un rango de velocidades de deformación (En este caso para $600\text{-}900\text{ s}^{-1}$).

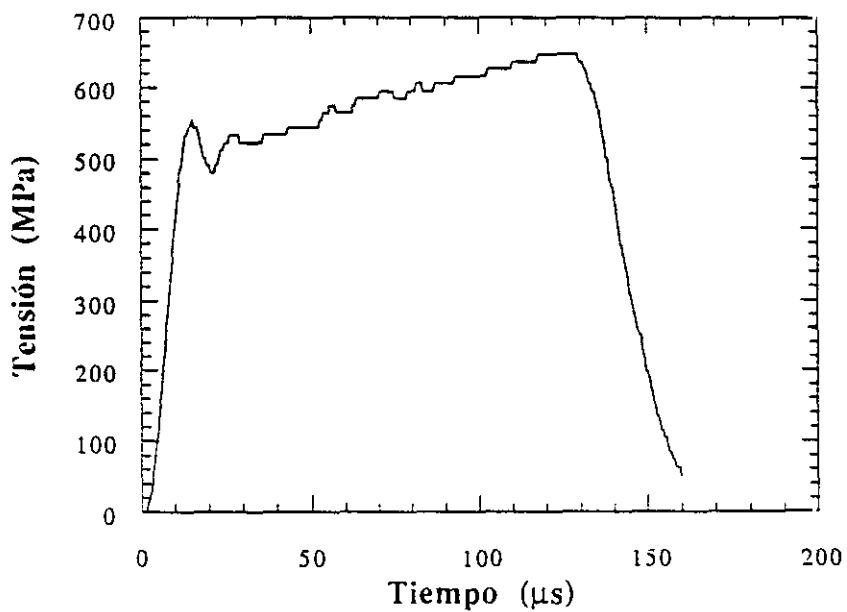


Figura 2.16 Tensión ingenieril en la probeta.

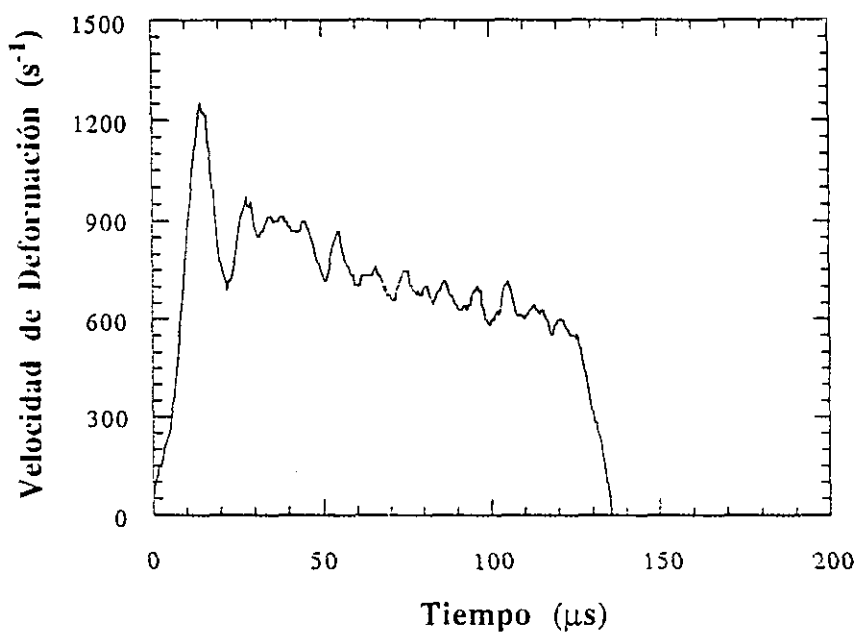


Figura 2.17 Velocidad de deformación ingenieril de la probeta.

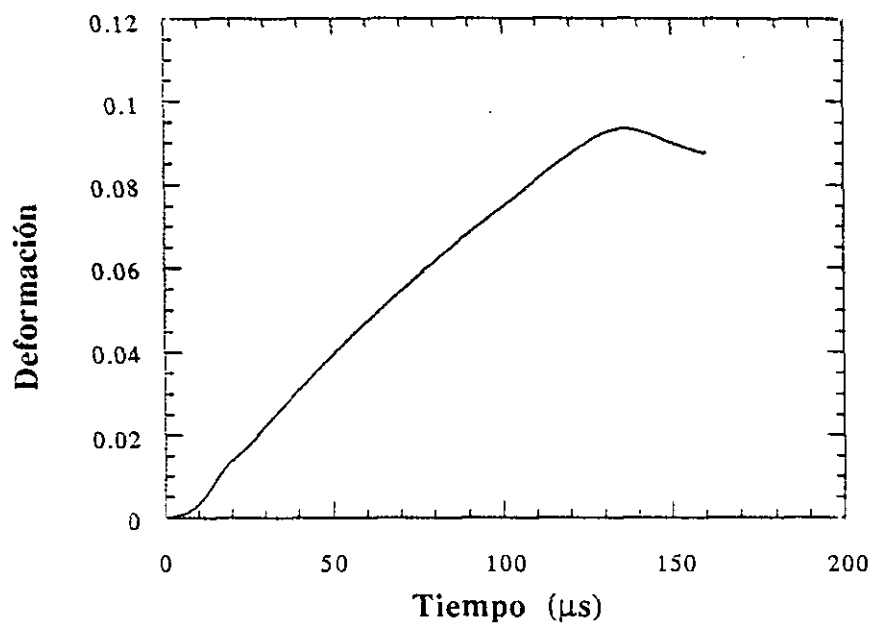


Figura 2.18 Deformación ingenieril de la probeta.

Suponiendo la conservación de volumen en la probeta durante el proceso de deformación plástica, hipótesis aceptable para la mayoría de los materiales metálicos [75], pueden calcularse la tensión, σ , deformación, ϵ , y velocidad de deformación verdaderas, $\dot{\epsilon}$, como:

$$\sigma = s(1 + e)$$

$$\epsilon = \ln(1 + e) \quad (2.26)$$

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{e}}{1 + e}$$

La aplicación del conjunto de las ecuaciones (2.26) conduce a la curva tensión-deformación verdaderas, que se representa en la figura 2.19.

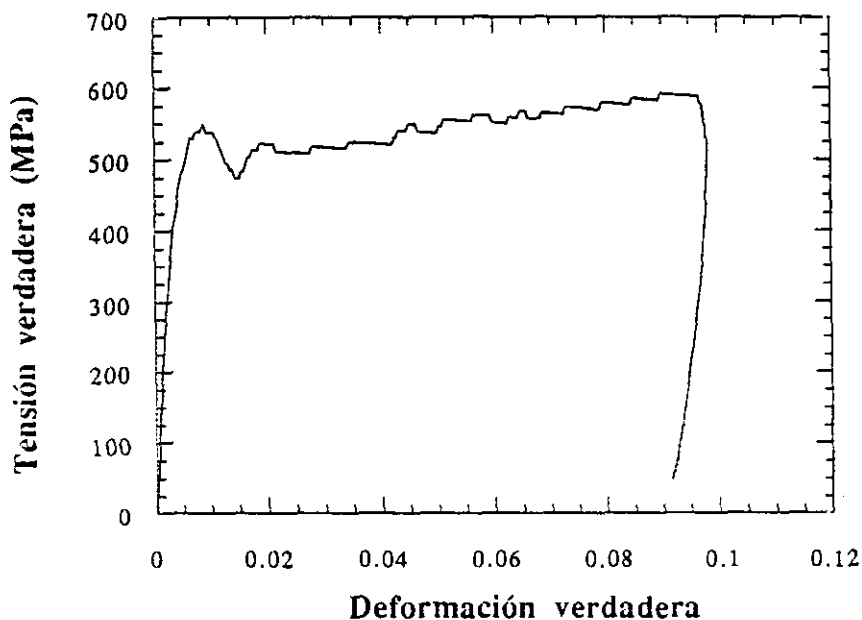


Figura 2.19 Curva Tensión verdadera-Deformación verdadera.

- Influencia del rozamiento en los resultados del ensayo.

Para investigar la influencia del rozamiento entre las caras de barras y probeta, se realizaron tres series de ensayos con probetas de la aleación Al 7017 T73 de 14 mm de diámetro: la primera sin ningún tipo de lubricante, la segunda con vaselina y la tercera con disulfuro de molibdeno (S_2Mo). Al menos se realizaron dos ensayos en cada condición, alcanzando un alto grado de reproductibilidad, por lo que, no se consideró necesario ensayar más probetas. La figura 2.20 resume los resultados obtenidos en estas series de ensayos. Como puede observarse, la falta de lubricación produce un aumento de la tensión necesaria para deformar la probeta, cuya expansión radial se encuentra parcialmente limitada por la

fuerza de rozamiento con las barras. Por otra parte, no existen apenas diferencias entre los resultados obtenidos con los dos tipos de lubricante utilizados.

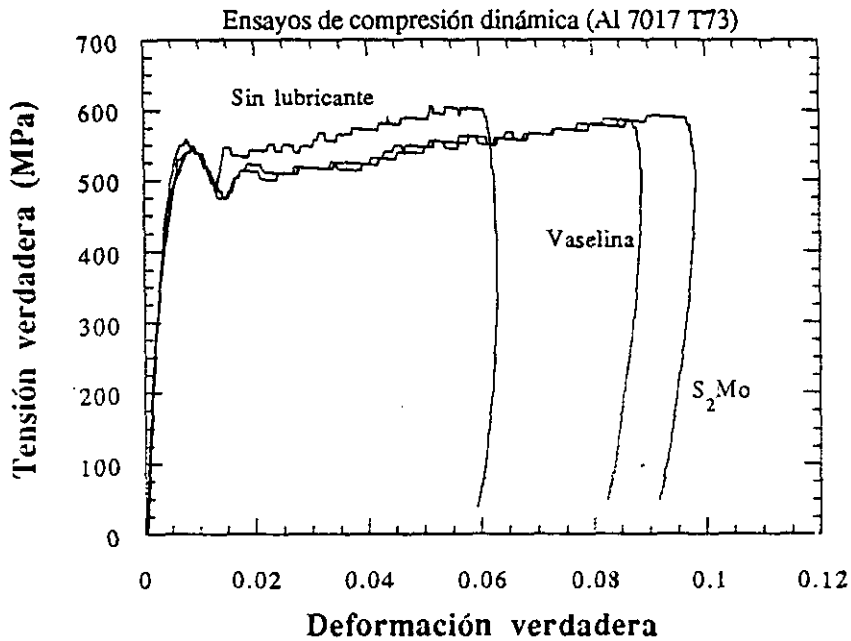


Figura 2.20 Efecto del rozamiento entre barras y probeta.

- Influencia del tamaño de la probeta en los resultados.

Para estudiar el efecto que en los resultados tiene una reducción del diámetro de las probetas con respecto al de las barras, se realizaron cuatro series de ensayos (al menos dos en cada condición) de probetas de diámetros de 21.6 mm, 14 mm, 10 mm y 7 mm de Al 7017 T73, todas ellas con una relación longitud/diámetro de 0.5 y lubricadas sus caras con S₂Mo. El diámetro de las barras fue, en todos los casos, 22 mm. La velocidad de impacto del proyectil sobre el sistema se situó siempre en el rango 15-16 m/s, lo que produjo una onda de compresión en las barras con un pico de aproximadamente 300 MPa. Los resultados de estas series de ensayos se resumen en las figuras 2.21, 2.22 y 2.23.

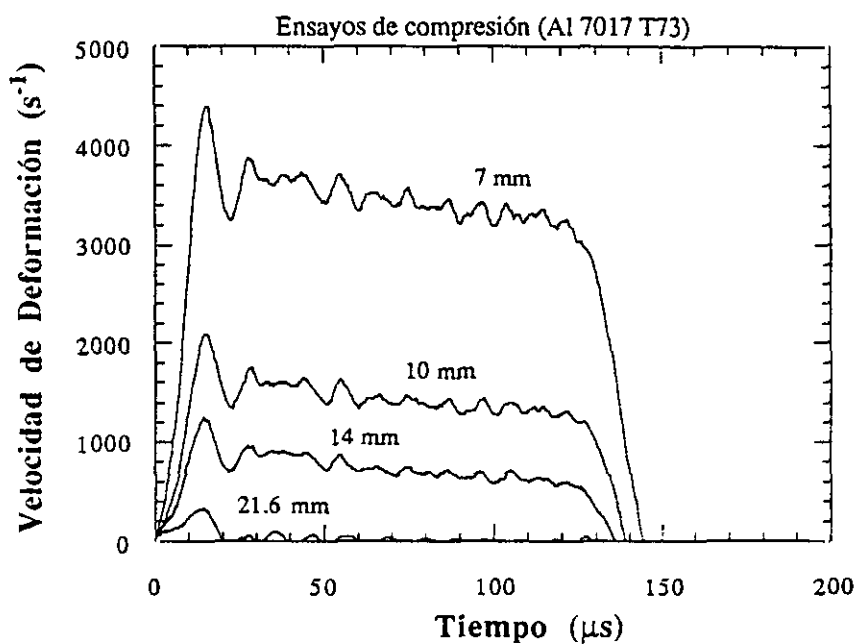


Figura 2.21 Comparación entre probetas de diferentes diámetros.

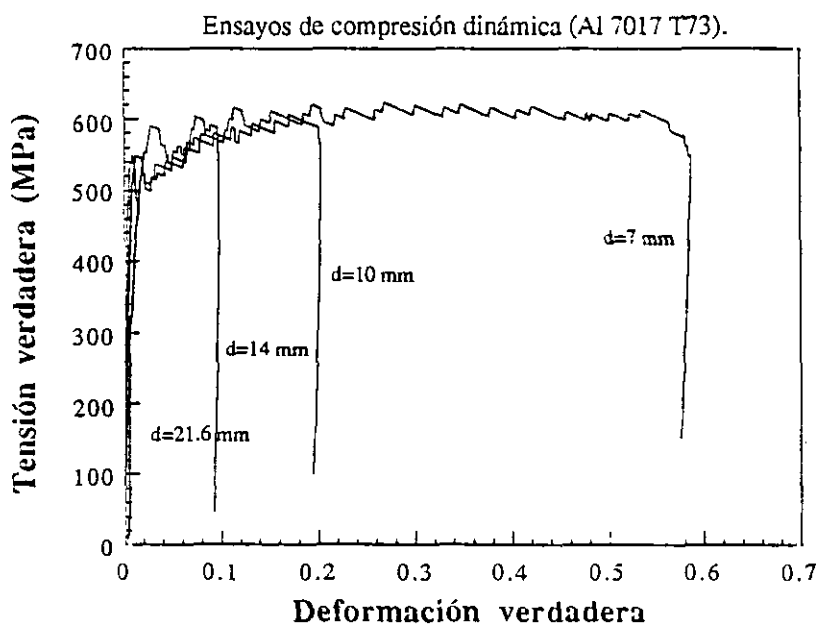


Figura 2.22 Comparación entre probetas de diferente diámetro.

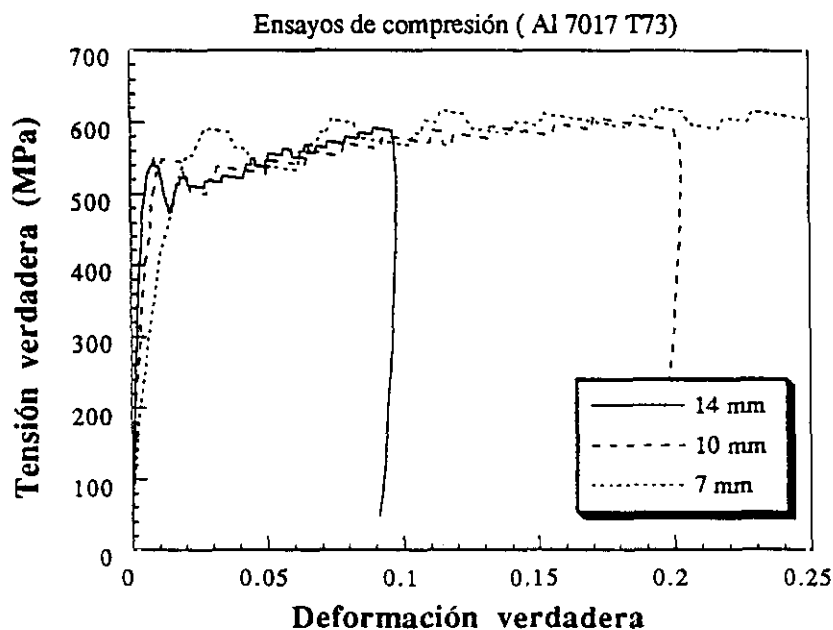


Figura 2.23 Comparación entre probetas de diferente diámetro.

Como se aprecia en la figura 2.21, la velocidad de deformación es mucho mayor, y además se mantiene más constante, en el caso de las probetas con diámetros apreciablemente menores al de las barras, que es lo que se pretendía con la reducción del diámetro de las probetas. Además, de la figura 2.21 se deduce la imposibilidad de asignar una única velocidad de deformación a la curva tensión-deformación obtenida para la probeta de 21.6 mm de diámetro, que se ha deformado elásticamente.

En la figura 2.22 aparecen las curvas tensión-deformación para cada caso y, con excepción del ensayo de la probeta de diámetro 21.6 mm, en el que el material se encuentra dentro del régimen elástico, el resto de las probetas tienen un comportamiento muy similar. A medida que se reduce el diámetro, se alcanzan deformaciones mucho mayores aunque, en

la zona de bajas deformaciones, se pierde precisión. En la figura 2.23, que recoge con mayor detalle esta zona inicial, puede observarse que la deformación en el tramo elástico está sobrevalorada para los diámetros menores. Además, el número y magnitud de las oscilaciones presentes al alcanzar el límite elástico, aumenta también para las probetas más pequeñas. Todas estas irregularidades son una consecuencia de los efectos de borde que, en las probetas pequeñas, adquieren una mayor importancia al quedar una zona amplia de la sección del extremo de la barra totalmente libre. Estos resultados sugieren que a medida que se reduce el diámetro de las probetas con respecto al de las barras, aumentan las irregularidades en la curva tensión-deformación obtenida en los ensayos. Sin embargo, solamente con esta información, no pueden sacarse conclusiones definitivas, y habrá que esperar a comparar estos resultados con los de la simulación numérica que se desarrollará con posterioridad.

2.2.4. Resultados de fotografía ultrarrápida: Al 7017 T73.

En este apartado se resumen las actividades desarrolladas para captar distintas imágenes de una probeta a lo largo de un ensayo de compresión dinámico en nuestra Barra Hopkinson. La cámara de alta velocidad utilizada en esta tesis doctoral es una cámara electrónica modelo IMACON 700 de HADLAND PHOTONICS LIMITED. Las especificaciones técnicas más representativas son las siguientes:

- Número de imágenes captadas: Variable de 8 a 16
- Formato de las imágenes:

8 imágenes	16mm x 18mm
16 imágenes	8mm x 18mm
- Rango de velocidad de toma de imágenes:
Variable desde 5×10^4 imágenes/s a 2×10^7 imágenes/s.

Los datos anteriores equivalen a tiempos entre imágenes desde 20 μ s a 50 ns.

El tiempo de exposición por imagen captada es el 20% del tiempo anterior.

- Resolución. 10 pares de líneas/mm

La dificultad principal que surge cuando se realiza un experimento de fotografía ultrarrápida es la sincronización de la cámara, la iluminación y el suceso que se pretende captar. Básicamente, el sistema consta de cuatro elementos:

- Cámara. Es el elemento principal.
- Flash. Proporciona la iluminación necesaria para recoger las imágenes. Necesita entre 30 y 40 μs para alcanzar un nivel de luz apropiado, que mantiene durante unos 100 μs .
- Retardador. Es un generador de pulsos y se emplea para retrasar la cámara con respecto al flash, de manera que la toma de imágenes comience con el nivel de luz adecuado.
- Bandas extensométricas. Se utilizan para disparar el flash. Están situadas a una distancia del extremo de la barra que garantiza que el proceso de deformación de la probeta comienza con buena iluminación.

En la figura 2.24 se esquematiza el sistema de sincronización. El proceso puede resumirse del siguiente modo: la señal generada en las bandas extensométricas dispara el flash y el retardador. Este último envía la señal de comienzo a la cámara cuando el nivel de luz es suficiente para fotografiar.

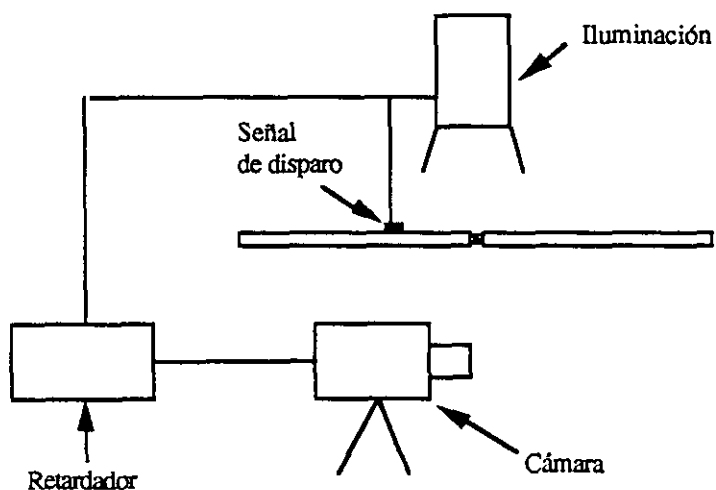


Figura 2.24 Esquema del sistema de sincronización.

A continuación, en la figura 2.25, se muestran las imágenes captadas en un ensayo de compresión de una probeta de Al 7017 T73 de 7 mm de diámetro. Cada una de las imágenes está separada 10 μ s de la siguiente. Desgraciadamente, la resolución de la cámara sólo permite obtener resultados cuantitativos en probetas de este tamaño, donde la deformación alcanza valores más elevados. Para medir con la mayor precisión posible se ha utilizado un sistema de análisis de imagen.

Por último, en la figura 2.26, se comparan los valores de la deformación obtenidos de las fotografías con los correspondientes al procedimiento usual.

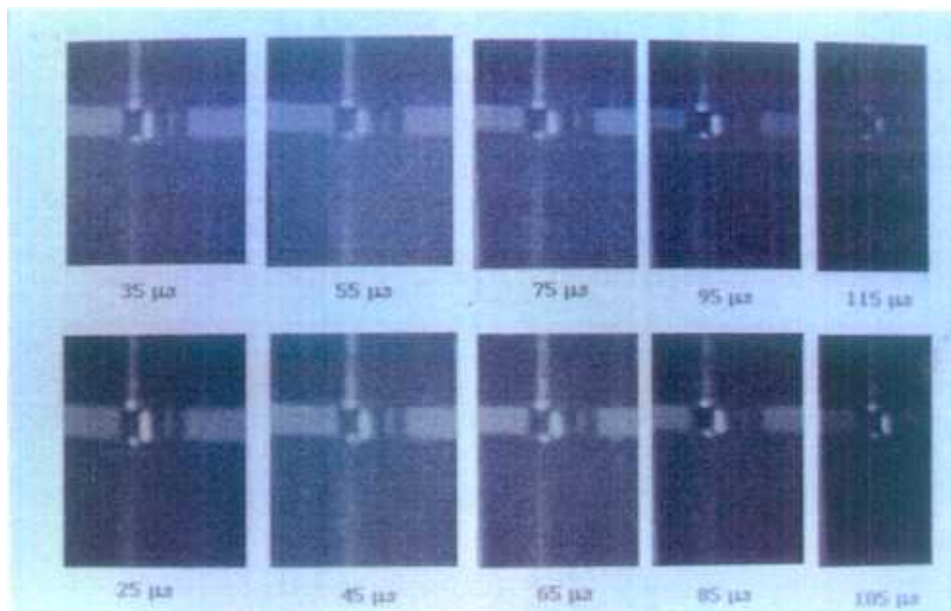


Figura 2.25 Imágenes de alta velocidad en un ensayo de compresión en Barra Hopkinson.

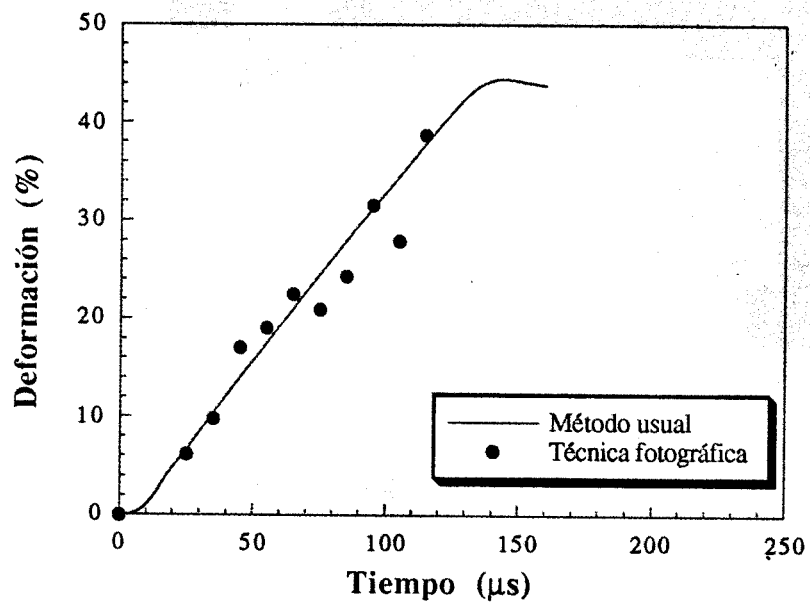


Figura 2.26 Comparación de la deformación medida.

2.3 ANALISIS Y SIMULACION NUMERICA.

En este apartado se llevará a cabo una simulación numérica del ensayo de compresión en la Barra Hopkinson, mediante el método de los elementos finitos. Se analizará el sistema completo, es decir, el conjunto formado por las barras elásticas y la probeta.

2.3.1 Simulación numérica de los ensayos de compresión.

Para realizar esta simulación se ha utilizado el programa comercial DYNA2D [71]. Aprovechando el carácter axisimétrico del problema, sólo se ha modelizado el sistema desde el eje hasta la superficie de barras y probeta. El sistema analizado es idéntico al dispositivo experimental que se ha descrito en los apartados precedentes, es decir, dos barras de 1.0 m de largo y 22 mm de diámetro entre las que se coloca una probeta de un material y tamaño determinados. Las barras se han discretizado a través de 2107 nudos y 1800 elementos cuadrangulares (300 en la dirección axial y 6 en la dirección radial), mientras que en la probeta se han empleado 169 nudos y 144 cuadriláteros (12 en la dirección axial y 12 en la dirección radial). El problema completo lo componen 4383 nudos y 3744 elementos. En la figura 2.27 puede verse la discretización en la zona de contacto barras-probeta.

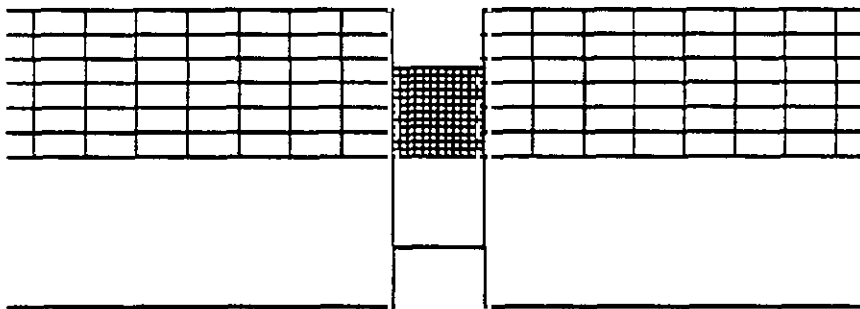


Figura 2.27 Esquema de la malla de elementos finitos.

El comportamiento del material de las barras se ha supuesto perfectamente elástico, con módulo de elasticidad de 202 GPa, coeficiente de Poisson de 0.3 y densidad de 7850 kg/m³. Para el material de la probeta se ha elegido un modelo bilineal elasto-plástico e independiente de la velocidad de deformación con las siguientes características: módulo de elasticidad 71 GPa, coeficiente de Poisson 0.33, densidad 2700 kg/m³, límite elástico 500 MPa y pendiente de la curva tensión-deformación en la zona plástica 0.62 GPa.

Los contactos entre barras y probeta se han modelizado con un algoritmo de fuerza penalizadora: cuando un nudo penetra en un elemento diferente al que pertenece, surge una fuerza opuesta a la penetración proporcional a la distancia recorrida por el nudo en el interior del elemento.

Con las características anteriores se han realizado los análisis siguientes:

- Probeta de 14 mm de diámetro sin rozamiento con las barras.
- Probeta de 14 mm de diámetro con rozamiento con las barras ($\mu=0.25$).
- Probeta de 10 mm de diámetro sin rozamiento con las barras.
- Probeta de 7 mm de diámetro sin rozamiento con las barras.

(la relación longitud/diámetro de todas las probetas es de 0.5).

En todos los casos se ha aplicado una tensión de compresión en el extremo de la barra de 330 MPa, tiempo de subida y bajada, 20 μ s y duración total 160 μ s. El perfil de la curva de carga se ha obtenido de los resultados experimentales del impacto contra la barra incidente de un proyectil de acero Silver Steel de 330 mm de largo, que viaja aproximadamente a 15 m/s.

En la simulación de la propagación de ondas de tensión, están siempre presentes oscilaciones numéricas. Para evitarlas se ha empleado un término disipativo artificial que se añade a la presión [76]. La introducción de amortiguamiento a través de la viscosidad artificial produce siempre alguna distorsión de la solución. Es necesario asegurarse de que su influencia no alcanza niveles inaceptables. En esta simulación se ha elegido la viscosidad artificial de forma que un pulso de deformación elástica no se vea modificado considerablemente durante su propagación en la barra.

2.3.2 Validación de la simulación numérica.

Como se ha dicho previamente, la exactitud del análisis numérico es función de varios factores, teniendo una especial importancia el modelo de comportamiento del material supuesto. En la simulación numérica que aquí se realiza se dispone de resultados experimentales de las tensiones y velocidades en los extremos de ambas barras, obtenidos a través de bandas extensométricas que registran historias temporales de las deformaciones.

En las figuras 2.28 a 2.31 se comparan resultados numéricos y experimentales de la tensión transmitida a la segunda barra y de la velocidad relativa entre ambas caras de la probeta, para los casos extremos de las probetas de 14 y 7 mm de Al 7017 T73 sin rozamiento entre las caras barras-probeta.

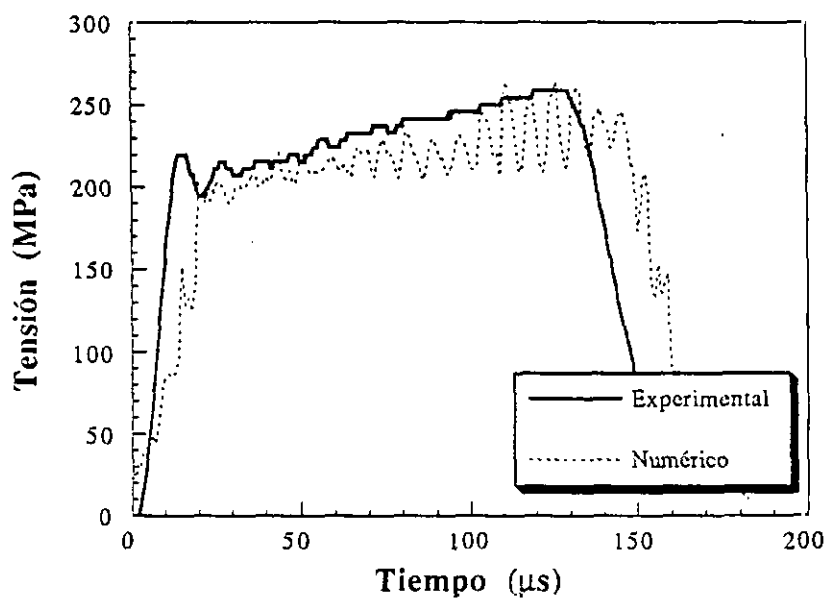


Figura 2.28 Comparación de la tensión transmitida a la segunda barra ($d=14\text{mm}$).

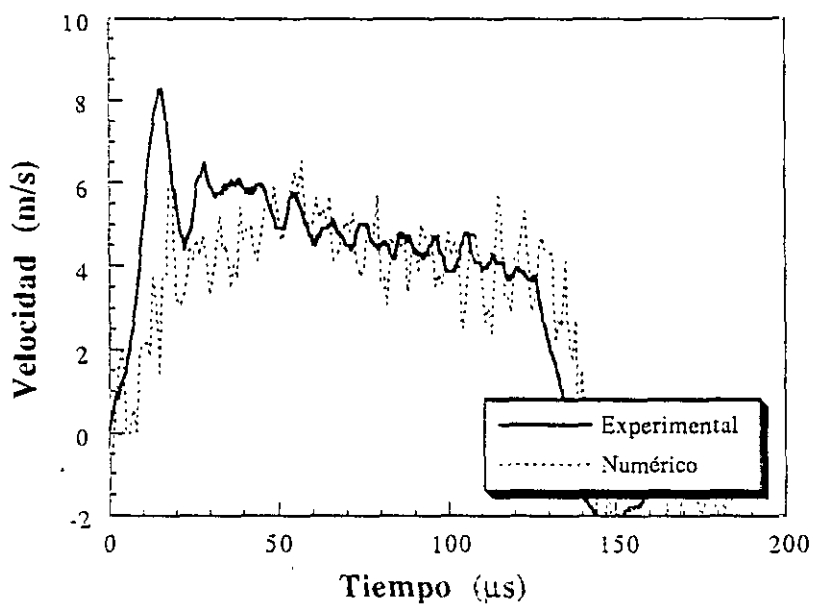


Figura 2.29 Comparación de la velocidad relativa de las caras de la probeta ($d=14\text{mm}$).

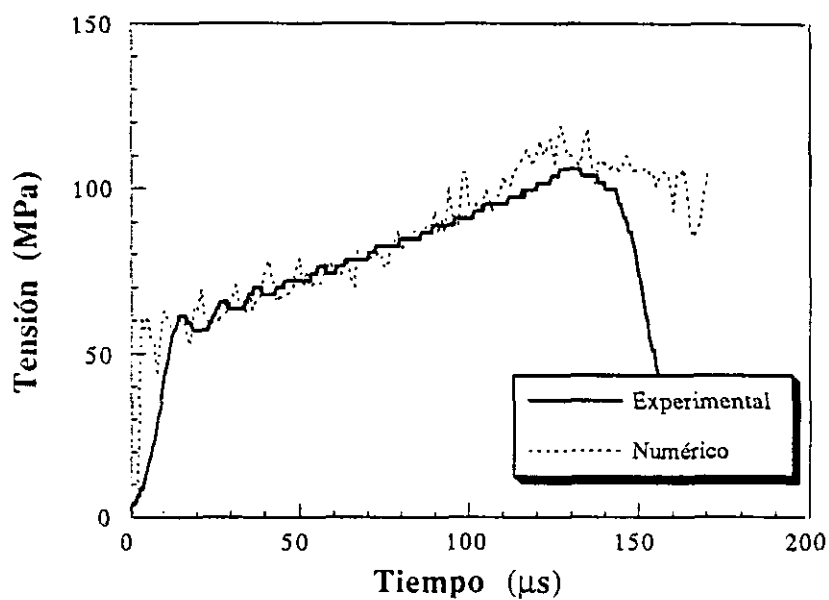


Figura 2.30 Comparación de la tensión transmitida a la segunda barra ($d=7\text{mm}$).

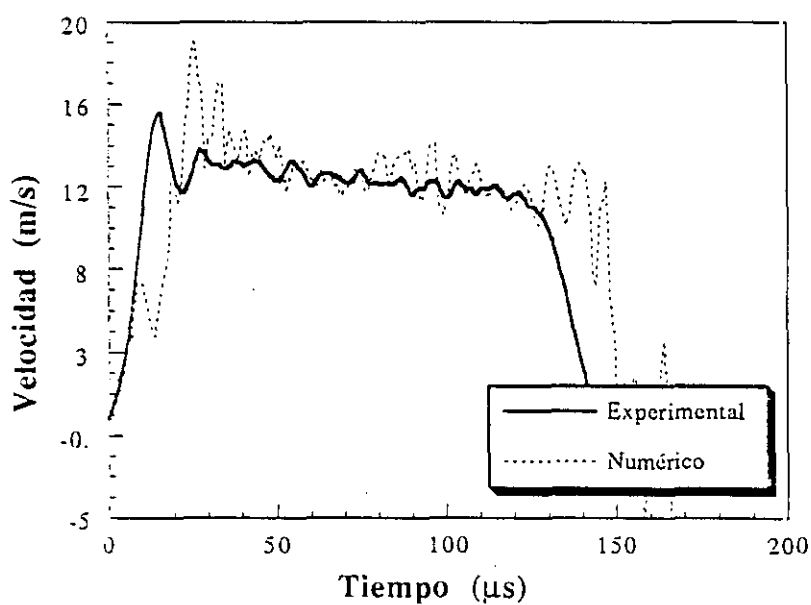


Figura 2.31 Comparación de la velocidad relativa de las caras de la probeta ($d=7\text{mm}$).

De las figuras anteriores se desprende que el modelo numérico reproduce apropiadamente los resultados experimentales. Las discrepancias y diferencias surgen en los instantes iniciales y finales del ensayo, mientras que en la zona intermedia, coincidente con la producción del flujo plástico en el material de la probeta, el grado de acuerdo es muy bueno, a excepción hecha de una serie de oscilaciones que, aunque también están presentes en los resultados experimentales, se ven aumentadas en los numéricos. Las conclusiones anteriores son similares en el resto de los ensayos simulados, por lo que, puede concluirse que el modelo numérico propuesto es una buena representación del ensayo de compresión real y que, por tanto, puede extraerse información del análisis por elementos finitos, que ayude a comprender mejor los resultados que se obtienen del ensayo.

2.3.3 Resultados de la simulación numérica.

A diferencia de los ensayos experimentales, donde la información que puede obtenerse es limitada, en una simulación numérica se puede disponer de resultados de cualquier magnitud tenso-deformacional. En el caso de la simulación numérica de un ensayo de compresión en Barra Hopkinson, podría compararse la relación tensión-deformación obtenida siguiendo el procedimiento experimental, con la relación constitutiva que es necesario postular y definir en el modelo matemático para describir el comportamiento del material y que, a todos los efectos, es la relación constitutiva real. En el caso de que ambas relaciones concuerden razonablemente, podrá extraerse la conclusión de que el procedimiento experimental es adecuado para determinar propiedades mecánicas de materiales a altas velocidades de deformación.

En el apartado anterior de validación de la simulación numérica realizada, se han comparado resultados numéricos y experimentales, demostrándose la posibilidad de usar

este tipo de simulación. A partir de este momento, se trabajará con resultados numéricos únicamente, pues no se dispone de los correspondientes experimentales de ciertas magnitudes. El análisis se ha centrado básicamente en dos aspectos: estudio del efecto de una reducción del diámetro de las probetas frente al de las barras y efecto del rozamiento en las intercaras entre barras y probeta.

- Influencia de la reducción del diámetro de las probetas en los resultados.

La utilización de probetas con diámetros mucho menores al de las barras tiene ventajas e inconvenientes. Entre las primeras, está la posibilidad de realizar, con sencillez, ensayos a una velocidad de deformación aproximadamente constante; la importancia de esta circunstancia ya se ha comentado al comienzo del capítulo. Los inconvenientes apuntan hacia un posible aumento de la triaxialidad del estado tensional, debido a la diferencia de sección con las barras.

En este apartado se pretende evaluar el peso de los aspectos positivos y negativos, para concluir si el uso de este tipo de probetas es, o no, recomendable. Para ello, se analizarán los mismos casos que en la experimentación.

El primer problema analizado es el de una probeta de 14 mm de diámetro, con una sección aproximadamente un 60% menor que la de las barras. En la figura 2.32 se comparan la relación tensión-deformación supuesta, con la curva obtenida siguiendo el procedimiento experimental. En la zona de deformación plástica existe un buen acuerdo entre ambas. El límite elástico y la pendiente de la curva tensión-deformación en dicha zona coinciden con los supuestos. En la zona de deformación elástica, sin embargo, el módulo de elasticidad que proporciona la curva resultante del ensayo tiene un valor inferior al supuesto,

como consecuencia de una sobrevaloración de la deformación (La obtención de valores del módulo de elasticidad por debajo de los reales es una constante en los ensayos de Barra Hopkinson). En líneas generales, el resultado es muy positivo y, en estas condiciones, este sistema proporciona un buen método para caracterizar materiales a altas velocidades de deformación. Esta afirmación se refuerza con la ausencia, en el interior de la probeta, de componentes de la tensión fuera de la dirección axial, lo que prueba que el estado tensional unidimensional se ha alcanzado, como exigen las hipótesis en las que se basa este ensayo.

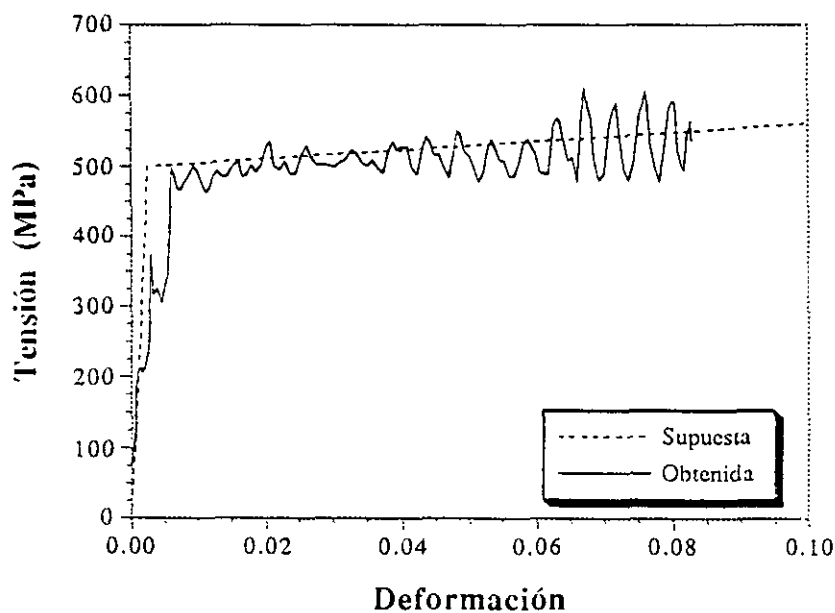


Figura 2.32 Comparación entre la curva real y la obtenida en un ensayo ($d=14\text{mm}$).

Si el diámetro de las probetas se reduce todavía más -hasta los 10 mm- los resultados obtenidos comienzan a desviarse del comportamiento real como se aprecia en la figura 2.33. Esta desviación se hace totalmente inaceptable para valores del diámetro de las probetas de 7

mm (alrededor de un 90% de reducción del área de las barras). En la figura 2.34 puede comprobarse que el comportamiento característico de este material queda completamente enmascarado en la curva resultante del ensayo.

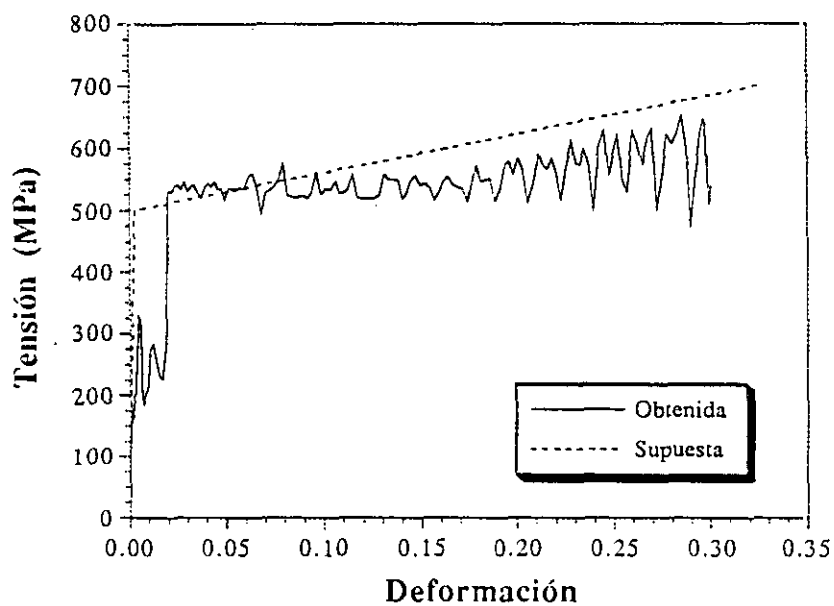


Figura 2.33 Comparación entre la curva real y la obtenida en un ensayo ($d=10\text{mm}$).

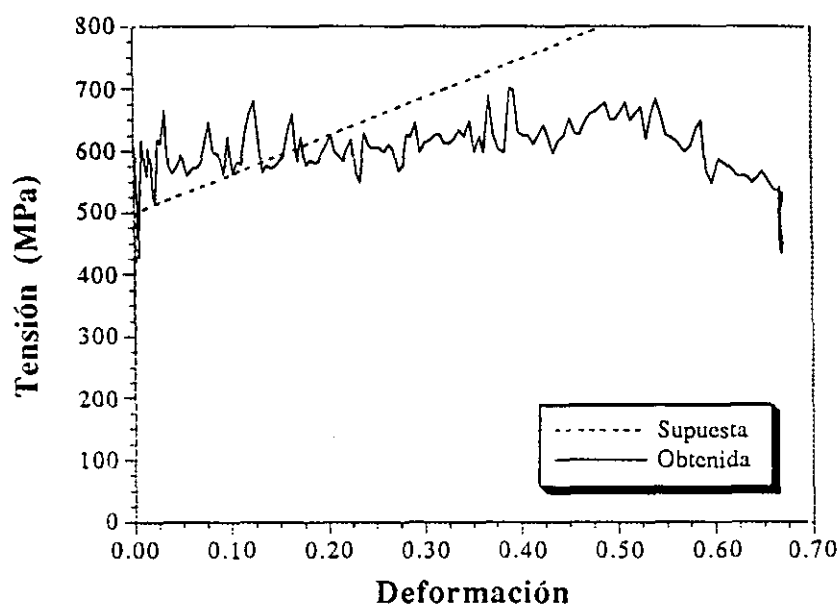


Figura 2.34 Comparación entre la curva real y la obtenida en un ensayo ($d=7mm$).

Las razones de las grandes diferencias entre la curva obtenida y la supuesta, para este tamaño, hay que buscarlas en el no cumplimiento de las hipótesis básicas del método. En la situación ideal, las únicas componentes de la tensión distintas de cero debieran ser las axiales. En la figura 2.35 se representa la tensión tangencial para tres zonas de la probeta colindantes con el eje de simetría: una en la zona central y las otras dos en contacto con las barras incidente y transmisora. Estas tensiones tangenciales surgen porque el extremo de las barras no permanece plano durante el ensayo, pues la zona de la barra libre se deforma más que la zona en contacto con la probeta. Esto introduce una falta de uniformidad en la tensión y en las condiciones de reflexión de la onda incidente, que repercute en la relación constitutiva que se obtiene del ensayo. Como exige la simetría del problema, las tensiones tangenciales son de signo contrario en los extremos de la probeta.

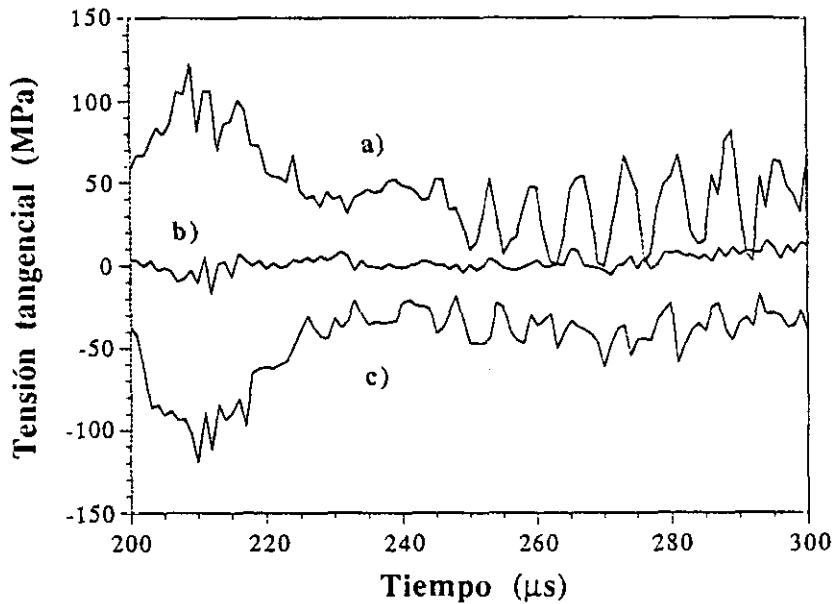


Figura 2.35 Tensión tangencial para una probeta de 7 mm de diámetro en zonas colindantes al eje de simetría a) en contacto con la barra incidente; b) parte central y c) en contacto con la barra transmisora.

- Influencia del rozamiento en los resultados.

El efecto del rozamiento es el segundo de los problemas estudiados en esta simulación numérica. Para ello se ha elegido una probeta de 14 mm de diámetro, por ser éste un tamaño que proporciona buenos resultados con un coeficiente de rozamiento $\mu=0$, como ya se ha demostrado. En este caso, se ha tomado un coeficiente de rozamiento entre barras y probeta de $\mu=0.25$ (este dato se obtuvo de una serie de ensayos de tribología con los materiales involucrados) y se ha procedido de un modo similar al análisis anterior, es decir,

comparar el resultado obtenido con la curva supuesta y, en caso de existir discrepancias entre ambas, buscar la explicación en el estado tensional que se produce en el interior de la probeta.

En la figura 2.36 puede verse como la tensión necesaria para deformar el material está sobrevalorada en aproximadamente un 10%.

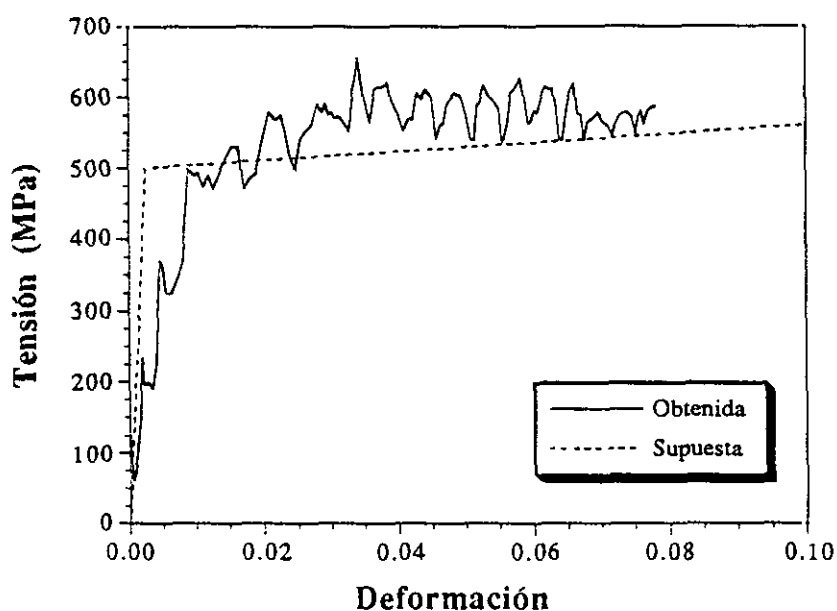


Figura 2.36 Comparación entre la curva real y la obtenida ($d=14\text{mm}$, $\mu=0.25$).

Debe recordarse que esta comparación proporciona conclusiones similares en el caso de los resultados experimentales de probetas con y sin lubricante, como se refleja en la figura 2.20 del apartado 2.2.3. No es difícil interpretar cualitativamente lo que le sucede a un material ensayado con un coeficiente de fricción con las barras distinto de cero: la influencia de la falta de lubricante se manifiesta en la aparición de fuerzas tangenciales que limitan la

expansión radial del material, reduciendo la deformación experimentada por la probeta para un determinado nivel tensional. La simulación numérica permite avanzar un paso más y obtener resultados cuantitativos de este efecto. En la figura 2.37 se representa el valor de la tensión tangencial relativo a la tensión axial en zonas de la probeta colindantes con la barra transmisora. Esta relación varía a lo largo del ensayo pero tiene un valor medio de alrededor del 10%, aproximadamente igual que la sobrevaloración de la tensión puesta de manifiesto en la figura 2.36.

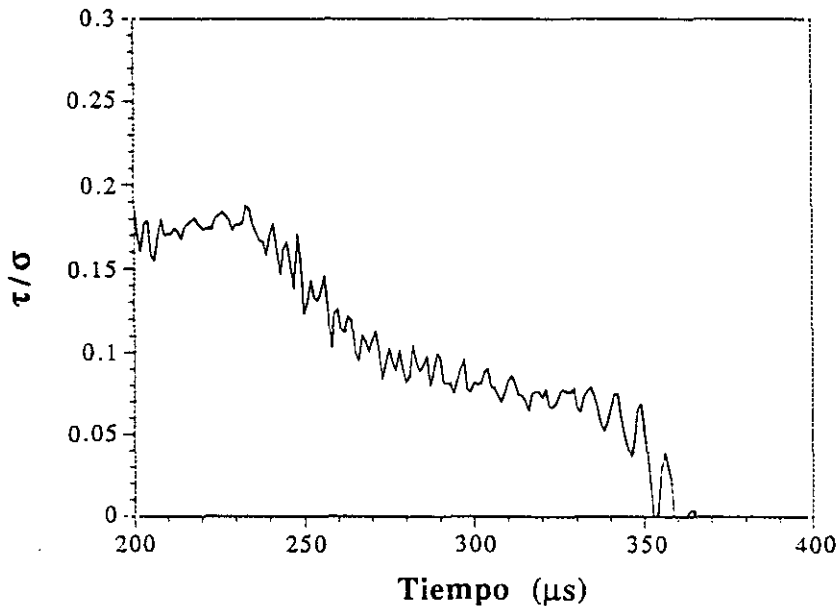


Figura 2.37 Valor relativo de la tensión tangencial en puntos de la probeta.

Por tanto, una posible corrección para este efecto sería:

$$\sigma_z = \sigma_0 + \tau \quad (2.27)$$

donde σ_z es la tensión medida en el ensayo, σ_0 la tensión real de respuesta del material durante el flujo plástico y τ la tensión tangencial. La dificultad que presenta esta corrección es que la tensión tangencial no puede medirse experimentalmente y hay que calcularla a través de σ_z , μ y la geometría de la probeta. Esto es precisamente lo que han hecho Malinowsky y Klepaczko [40] al proporcionar la expresión:

$$\sigma_z = \sigma_0 + \frac{\mu\sigma_z}{3(L/d)} \quad (1.20)$$

que se ajusta aproximadamente a los resultados de la simulación numérica, pudiendo utilizarse como corrección en los casos en los que no puedan lubricarse las superficies en contacto.

2.4 DISCUSION DE RESULTADOS.

A lo largo de todo este capítulo se ha estudiado el ensayo de compresión dinámica en Barra Hopkinson, utilizando información obtenida por métodos experimentales y simulaciones numéricas. Los temas tratados se comentan a continuación:

- *Efecto de la reducción del diámetro de las probetas.*

Los trabajos que, hasta el momento, se han ocupado de estudiar el efecto del tamaño de la probeta en los resultados de los ensayos de compresión, han empleado probetas con diámetros muy similares a los de las barras. Aunque existen trabajos más recientes sobre este tema [77], las aportaciones más relevantes se deben a Davies y Hunter [37] y a Bertholf y Karnes [41]. Estos autores establecieron una relación longitud/diámetro determinada

(ecuación 1.22) y unas condiciones de desarrollo del ensayo (velocidad de deformación constante) como las más propicias para que los efectos inerciales puedan considerarse despreciables, y los resultados obtenidos, representativos del comportamiento del material. Para alcanzar estas condiciones, en nuestra investigación se ha utilizado una relación longitud/diámetro acorde con las recomendaciones de los trabajos anteriores, pero se ha reducido el diámetro de las probetas con respecto al de las barras, por considerarse un método sencillo de desarrollar el ensayo a velocidad de deformación aproximadamente constante.

Los resultados obtenidos permiten afirmar que es posible reducir apreciablemente la sección de las probetas con respecto a la de las barras y seguir obteniendo resultados realistas de la relación tensión-deformación del material. Ahora bien, esta conclusión debe matizarse, pues la reducción tiene un límite marcado por el estado tensional generado en la zona de contacto entre las barras y la probeta. La diferencia de sección genera un estado tensional tridimensional e introduce una falta de uniformidad de la tensión en estas zonas que, lógicamente, será proporcional a la importancia de la diferencia de sección.

En cada material ensayado debe determinarse la reducción máxima admisible, ya que materiales diferentes tendrán comportamientos también diferentes. Por ejemplo, un material con un límite elástico cercano al de las barras producirá una mayor distorsión que aquellos otros que puedan considerarse blandos, pues en este último caso, la tensión que se genera en las barras, como consecuencia de la presencia de la probeta, es mucho menor.

En esta tesis doctoral se ha estudiado el caso de una aleación de aluminio con un límite elástico cercano a los 500 MPa. Se ha encontrado que una reducción del 60 % de la sección de la probeta proporciona curvas tensión-deformación plenamente representativas

del comportamiento del material y, en consecuencia, la utilización de este tipo de probetas es totalmente aceptable. Sin embargo, reducciones mayores dan lugar a curvas tensión deformación que se alejan del verdadero comportamiento del material.

- Efecto del rozamiento.

Una falta de lubricación entre barras y probeta también genera un estado tensional tridimensional que implica una sobrevaloración de la tensión necesaria para deformar el material ensayado y, por tanto, conduce a resultados no representativos de su comportamiento. Malinowsky y Klepaczko [40] han propuesto una corrección teórica de este efecto en función del coeficiente de rozamiento en las caras en contacto, de la tensión axial medida en el ensayo y de la propia geometría de la probeta, que conduce a buenos resultados, aunque la simulación numérica predice una influencia menor a la de la corrección de estos autores. En cualquier caso, parece aconsejable evitar este fenómeno lubricando apropiadamente las superficies de contacto entre barras y probeta. Como se ha demostrado, la elección de lubricante no es especialmente crítica a temperatura ambiente, si bien, el disulfuro de molibdeno es el que ha probado un mejor comportamiento.

CAPITULO 3: ENSAYOS DINAMICOS DE TRACCION DIRECTA.

3.1 PLANTEAMIENTO.

La necesidad de realizar ensayos de tracción en condiciones dinámicas surge porque, en algunas aplicaciones prácticas como las relacionadas con el impacto estructural o los ensayos balísticos, los materiales se encuentran sometidos a cargas de tracción dinámica originadas, bien directamente por la tipología estructural, o bien como consecuencia de los procesos de reflexión de las ondas de compresión en las superficies libres del sólido estudiado.

En principio, los ensayos de compresión, más sencillos de realizar en condiciones dinámicas que los de tracción, constituyen un método eficaz para determinar las propiedades mecánicas a altas velocidades de deformación, como ya se ha demostrado. Sin embargo, en algunas ocasiones, la sensibilidad del material a la velocidad de deformación se manifiesta en propiedades que se relacionan únicamente con el comportamiento en tracción, como por ejemplo, la deformación de rotura o el fenómeno de la estricción. Además, como se discutió en el capítulo anterior, en los ensayos de compresión en la Barra Hopkinson, sólo pueden ensayarse materiales blandos en comparación con el de las barras, ya que, aunque puede reducirse el tamaño de las probetas, el límite de esta reducción lo determina el tipo de material. En los ensayos de tracción, al usar probetas unidas a las barras mediante roscas y con diámetros mucho menores que el de aquéllas, pueden ensayarse materiales con un límite

elástico similar o incluso superior al del material de las barras.

Los ensayos de tracción en Barra Hopkinson se fundamentan en las mismas hipótesis que los de compresión, a saber: situación de equilibrio tensional y deformación uniforme en la probeta. Al contrario de lo que ocurre con los ensayos de compresión, no existen apenas estudios acerca de la fiabilidad de este tipo de ensayos, aunque no faltan razones para llevarlos a cabo: en primer lugar, las probetas empleadas son más largas, resultando entonces importante evaluar el tiempo necesario para alcanzar la situación de equilibrio requerida y, en segundo término, la geometría irregular de este tipo de probetas genera ciertas dudas sobre la hipotética deformación uniforme.

En este capítulo se determinará, para el tipo de probetas que se propone en esta tesis, el tiempo necesario para que el estado tensional en su interior alcance la situación de equilibrio cuasiestático, con la intención de compararlo con el tiempo necesario para plastificar el material y comprobar si los valores obtenidos del límite elástico son realistas. Por otra parte, se establecerá el campo de deformaciones en el interior de la probeta y se discutirá la hipótesis de deformación uniforme. Para realizar esta investigación se emplearán técnicas experimentales (medidas extensométricas y fotografía ultrarrápida) y métodos de simulación numérica.

3.2 EXPERIMENTACION.

3.2.1 Técnica experimental.

- Geometría de las probetas.

La elongación medida en una probeta de tracción depende de la longitud de galga de la misma. Esto es así porque la deformación total tiene dos fases: la deformación uniforme, hasta la aparición del fenómeno de la estricción y la deformación localizada posterior. La extensión de la zona de la probeta en la que la deformación es uniforme depende de su tamaño y forma, así como también del material utilizado. En general, se admite que un factor geométrico característico, para probetas cilíndricas, es la relación longitud/diámetro (L/d) del fuste. Si se pretenden comparar medidas de elongación de probetas de diferente tamaño, éstas deben ser geoméricamente semejantes. Se han establecido una serie de criterios sobre este punto que, desgraciadamente, dependen del país donde se realicen los ensayos. La tabla 3.1 resume algunas de estas recomendaciones [78].

	ASTM (E.E.U.U.)	British Standard (Gran Bretaña)	DIN (Alemania)
Relación L/d	4.0	5.0	10.0

Tabla 3.1 Recomendaciones para la geometría de las probetas.

En algunas ocasiones resulta imposible seguir estas normas, ya que pueden surgir

otros aspectos que desaconsejen el uso de las anteriores geometrías. Un ejemplo podría corresponder a aquellos casos en los que se pretende estudiar un material en una dirección determinada, en la que no se dispone de la cantidad necesaria para utilizar probetas acordes con la norma. En la presente tesis doctoral, se ha elegido un tamaño de probeta basado en un conjunto de consideraciones que se recogen a continuación:

- La probeta debe ser lo suficientemente corta como para que el estado tensional en su interior alcance una situación de equilibrio antes de que el material se deforme plásticamente.
- La longitud de galga de la probeta debe ser tal que el desplazamiento de los extremos de las barras sea suficiente para producir una deformación apreciable.

La geometría seleccionada, que se representa en la figura 3.1, ha supuesto un compromiso entre las recomendaciones de la tabla 3.1, los aspectos señalados con anterioridad y la necesidad de evitar grandes concentraciones de tensiones, especialmente en la zona de transición entre el fuste y la parte de las roscas. El factor de concentración de tensiones máximo en la geometría utilizada en esta investigación, no supera el valor de 1.4 en ninguna zona de la probeta.

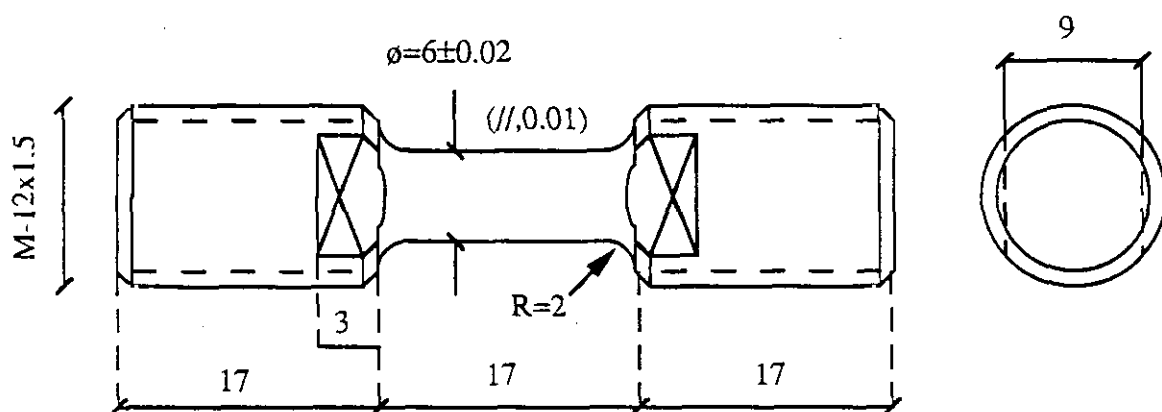


Figura 3.1 Geometría de las probetas utilizadas en esta tesis doctoral (Cotas en mm).

Al no estar todavía regidos los ensayos dinámicos por ninguna norma, cada investigador diseña su equipo y la geometría de sus probetas de acuerdo a su propia experiencia. En algunos trabajos [79,80] se emplean probetas con un fuste mucho más pequeño y mayores zonas de transición hasta las roscas, mientras que en otros [81] las probetas son similares a las aquí empleadas. En esta investigación se abordará la influencia que la geometría puede tener en los resultados.

- Descripción del equipo de ensayos dinámicos.

El dispositivo, montado sobre la misma bancada utilizada en los ensayos de compresión, consiste, básicamente, en dos barras de acero Silver Steel entre las que se coloca una probeta enroscada a ambas. En la figura 3.2 puede apreciarse una probeta en esta situación antes y después de realizar el ensayo.

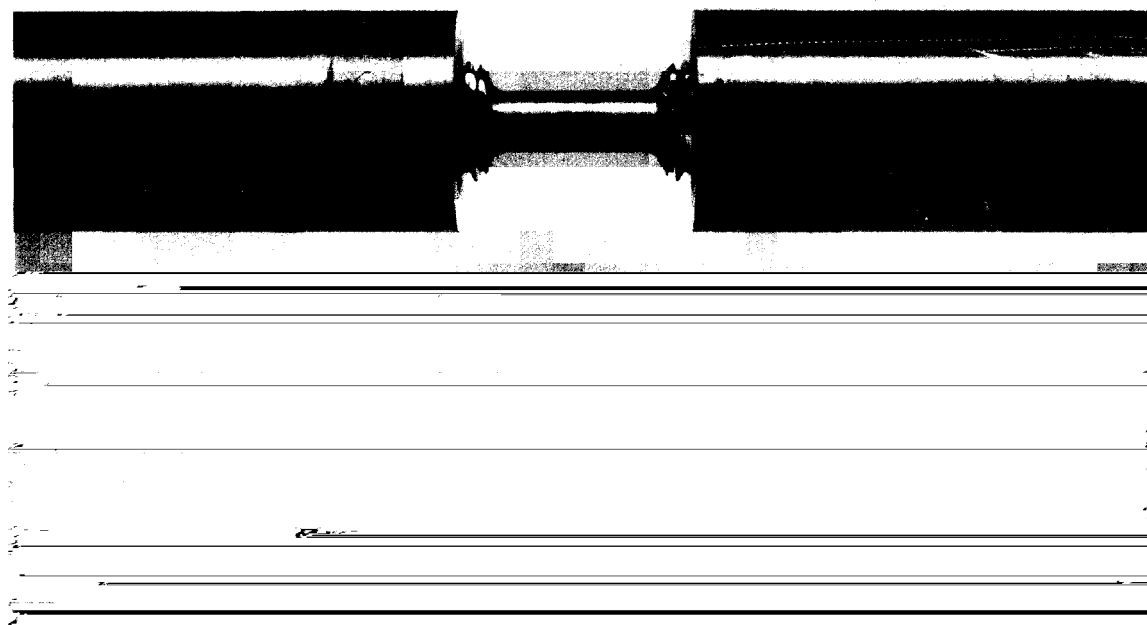


Figura 3.2 Colocación de la probeta en un ensayo de tracción dinámica.

Sobre el extremo de la barra incidente, se genera un pulso de tracción por medio del impacto de un proyectil cilíndrico hueco contra el extremo de otra barra unida mecánicamente a la incidente, que suele denominarse barra de carga. El dispositivo para generar el pulso de tracción está esquematizado en la figura 3.3.

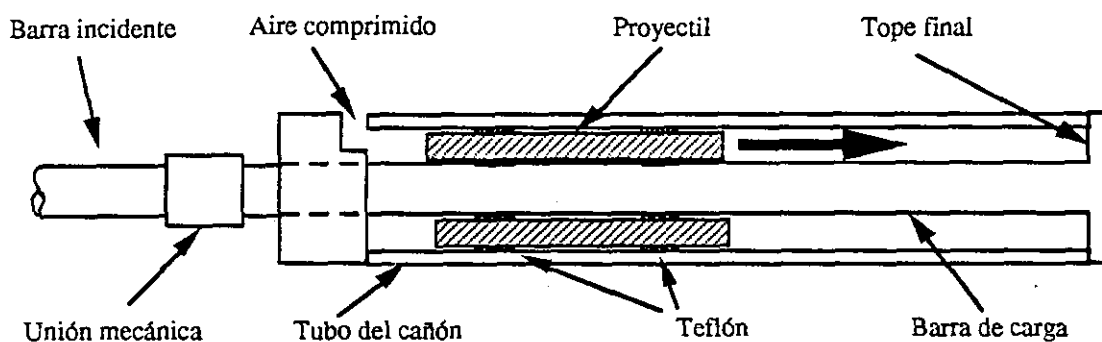


Figura 3.3 Dispositivo de tracción dinámica.

El proyectil, fabricado con el mismo tipo de acero que las barras y con una longitud de 400 mm, se acelera por medio de un pequeño cañón de aire comprimido hasta una velocidad en torno a los 15 m/s. Una serie de casquillos de teflón se colocan en el proyectil para disminuir el rozamiento con el tubo del cañón y la barra de carga y para que, por lo tanto, se produzcan las mínimas pérdidas de energía posibles. La barra incidente está instrumentada con bandas extensométricas en dos posiciones a lo largo de su longitud y la barra transmisora en una, tal como se indica en la figura 3.4. De esta forma es posible resolver las ondas incidente y reflejada, aunque estén solapadas como consecuencia de la longitud del proyectil.

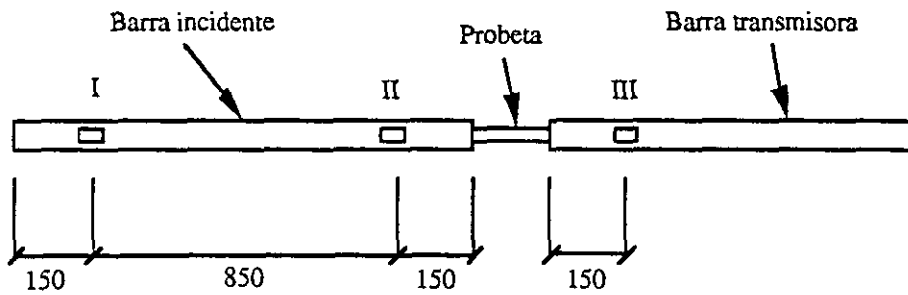


Figura 3.4 Disposición de las bandas en las barras (Cotas en mm).

Tanto las bandas extensométricas utilizadas para instrumentar las barras, como el sistema de adquisición de datos son los mismos que los descritos en el capítulo precedente para los ensayos de compresión (apartado 2.2.1). Para la calibración de las barras instrumentadas se utilizó una máquina cuasiestática (SUZPECAR MEM 101 de 10 t de capacidad).

Además de recoger información en las barras, se realizó una serie de ensayos en los que se instalaron bandas extensométricas en la propia probeta, con la intención de obtener directamente la deformación de la zona central de su fuste. Para esto se eligieron bandas de la marca VISHAY y del tipo EA-13-125BT-120, de 120Ω de resistencia nominal y un factor de galga $K=2.18$, especialmente preparadas para ser utilizadas en aleaciones de aluminio. La longitud de galga es, en este caso, de 3.18 mm. El montaje tuvo que ser obligatoriamente de 1/4 de puente, es decir, solamente una de las ramas del puente de Wheatstone es activa, ya que el espacio disponible sobre el que se pega la banda es muy reducido. El tipo de banda escogido permite obtener información fidedigna hasta valores de la deformación en torno al 7%.

- *Ensayos estáticos.*

Para tener una referencia sobre la que comparar los resultados de los ensayos dinámicos, se realizaron ensayos estáticos del mismo material. Este método es justificable, incluso para materiales cuyo comportamiento mecánico sea altamente dependiente de la velocidad de deformación, pues las propiedades estáticas suponen siempre un límite, normalmente inferior. Los ensayos a bajas velocidades de deformación se realizaron en una máquina cuasiestática (SUZPECAR-MEM 101 de 10 t de capacidad) . La geometría de la probeta fue idéntica en los ensayos estáticos y dinámicos para que las diferencias observadas, sólo fueran achacables a la diferente velocidad de deformación. Para la medida de la deformación, en los ensayos estáticos se utilizó un extensómetro INSTRON de 12 mm de base de medida y con una capacidad de deformación de $\pm 25\%$, que se colocó en el fuste de la probeta, como se indica en la figura 3.5.

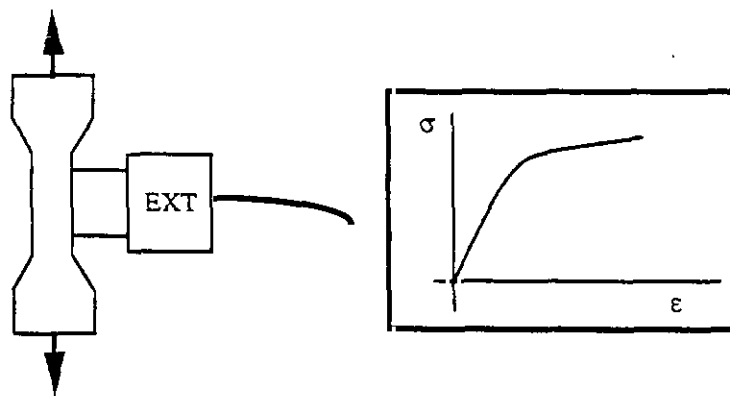


Figura 3.5 Ensayos de tracción estáticos. Disposición del extensómetro en la probeta.

3.2.2 Análisis teórico de los resultados. Método de las características.

La propagación de ondas elásticas de tensión en barras puede tratarse de un modo sencillo usando diagramas espacio-tiempo, también llamados diagramas de Lagrange [10].

En este tipo de representación, las ondas elásticas que viajan en la dirección de las x positivas, están representadas por líneas características de pendiente $\frac{dx}{dt} = +c$, mientras que las ondas que viajan en la dirección de las x negativas tienen pendiente $\frac{dx}{dt} = -c$ (figura 3.6), siendo c la velocidad de propagación de las ondas elásticas en el material, ($c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$, donde E es el módulo de elasticidad del material y ρ su densidad).

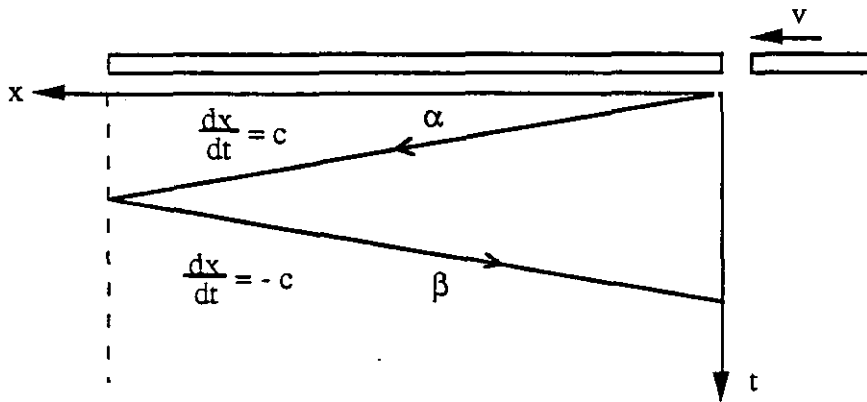


Figura 3.6 Diagrama de Lagrange de un impacto sobre una barra.

Debido a que c es una constante, integrando se obtiene para las ondas en la dirección positiva

$$x - ct = \text{cte} = k_1$$

y para las ondas en dirección negativa

$$x + ct = \text{cte} = k_2$$

donde k_1 y k_2 son dos constantes arbitrarias. La solución general de la ecuación de ondas tiene la forma

$$u = f(x - ct) + g(x + ct) \quad (3.1)$$

donde la velocidad de las partículas viene dada por la expresión:

$$v = \frac{du}{dt} = -c f'(x - ct) + c g'(x + ct)$$

y la deformación por:

$$\varepsilon = \frac{du}{dx} = f'(x - ct) + g'(x + ct)$$

de forma que, para las ondas que se propagan en la dirección de las x positivas, se cumple que:

$$\varepsilon - \frac{v}{c} = 2 f'(x - ct) = \text{cte} = \frac{2\alpha}{E}$$

y para las que se propagan en la dirección de las x negativas:

$$\varepsilon + \frac{v}{c} = 2 g'(x + ct) = \text{cte} = -\frac{2\beta}{E}$$

siendo α y β dos constantes arbitrarias. Puesto que $E = \rho c^2$

$$\begin{aligned} \sigma - \rho cv &= 2\alpha && \text{a lo largo de } \frac{dx}{dt} = +c \\ \sigma + \rho cv &= -2\beta && \text{a lo largo de } \frac{dx}{dt} = -c \end{aligned} \quad (3.2)$$

Combinando las ecuaciones (3.2), se obtiene

$$\begin{aligned}\sigma &= \alpha - \beta \\ -\rho cv &= \alpha + \beta\end{aligned}\quad (3.3)$$

En la práctica, si se toman las tensiones y deformaciones de tracción como positivas y se tiene en cuenta que la velocidad de propagación de las ondas y la velocidad de las partículas tienen signos opuestos, como indica la figura 3.7, las ecuaciones (3.3) quedan:

$$\begin{aligned}\sigma &= \alpha - \beta \\ \rho cv &= \alpha + \beta\end{aligned}\quad (3.4)$$

Estas son las ecuaciones características a lo largo de las líneas $\frac{dx}{dt} = \pm c$.

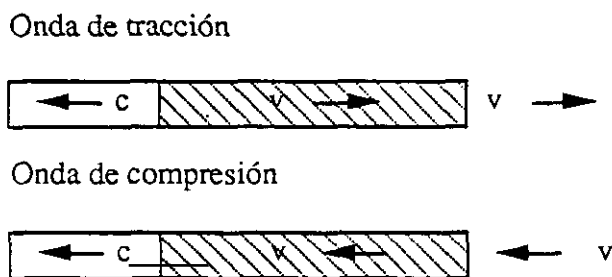


Figura 3.7 Sentidos de la propagación de la onda y velocidad de las partículas .

Para analizar un ensayo de tracción con la configuración descrita no pueden utilizarse las mismas ecuaciones que en el caso de compresión del capítulo 2, pues ahora se miden deformaciones en distintas posiciones de las barras. Aplicando el método de las características a los ensayos de tracción en Barra Hopkinson [82], y particularizando para el equipo utilizado en esta investigación, es posible obtener la tensión y velocidad a ambos extremos de la probeta. El diagrama de Lagrange correspondiente a la barra incidente está

representado en la figura 3.8.

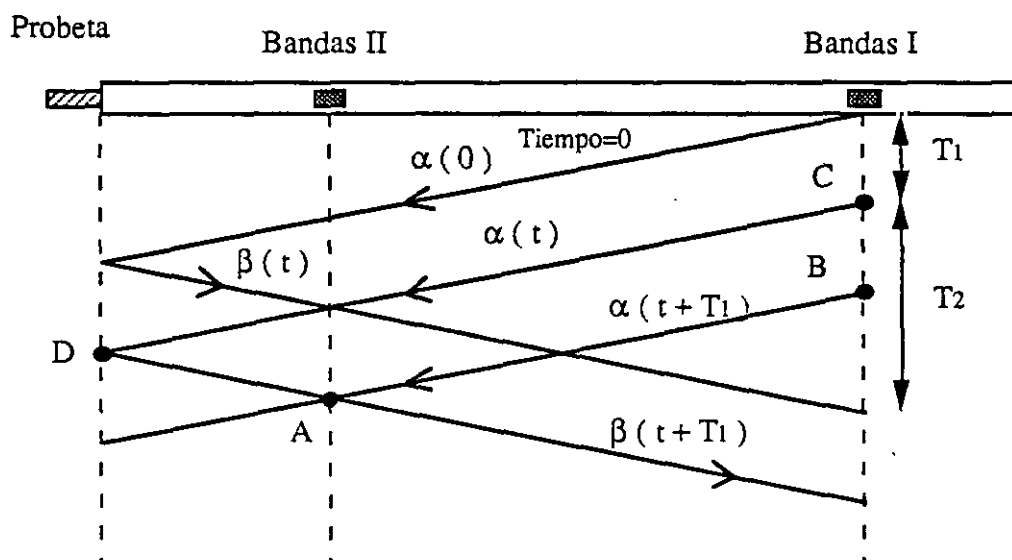


Figura 3.8 Diagrama de Lagrange para la barra incidente.

Para un tiempo t , representado por el punto D en la figura 3.8, la tensión y velocidad del extremo de la probeta se obtiene sin más que aplicar las fórmulas (3.4) a este caso concreto. Es decir:

$$\sigma(t) = \alpha(t) - \beta(t + T_1) \quad (3.5)$$

$$\rho c v(t) = \alpha(t) + \beta(t + T_1)$$

donde T_1 , es el tiempo que tarda la onda de tensión en viajar desde las bandas II a la probeta y volver. Los valores de α y β los podemos calcular a través de las tensiones en las posiciones de las bandas, registradas durante los ensayos: σ_I y σ_{II} . Volviendo a la figura 3.8, en el punto C no se registra ninguna onda reflejada en el intervalo de tiempo

$0 < t < T_1 + T_2$, siendo T_2 el tiempo que tarda una onda de tensión en viajar desde las bandas I a las II y volver. Por tanto la tensión será:

$$\sigma_I(t) = \alpha(t)$$

Por otro lado, en el punto A

$$\sigma_{II}(t + T_1) = \alpha(t + T_1) - \beta(t + T_1)$$

y en el punto B

$$\sigma_I(t + T_1) = \alpha(t + T_1)$$

siendo esta expresión válida mientras $t + T_1 < T_1 + T_2$ es decir, $t < T_2$, pues ninguna onda reflejada llega a la posición I. Con esto queda

$$\beta(t + T_1) = \sigma_I(t + T_1) - \sigma_{II}(t + T_1) \quad \text{para } 0 < t < T_2$$

Finalmente, sustituyendo los valores obtenidos de α y β en las ecuaciones (3.5), la tensión y velocidad en el extremo de la barra incidente, para el intervalo $0 < t < T_2$, quedan:

$$\sigma(t) = \sigma_I(t) - [\sigma_I(t + T_1) - \sigma_{II}(t + T_1)] \quad (3.6)$$

$$v(t) = \frac{\sigma_I(t) + [\sigma_I(t + T_1) - \sigma_{II}(t + T_1)]}{\rho c}$$

Igualmente pueden hallarse la tensión y la velocidad en el extremo de la barra transmisora, basándose en las medidas realizadas en las bandas III. Ahora las expresiones resultan aún más sencillas:

$$\sigma(t) = \rho c v(t) = \sigma_{III}(t) \quad (3.7)$$

y son válidas en el intervalo temporal $0 < t < T_3$, donde T_3 es el tiempo que tarda una onda de tensión en viajar desde la banda III al extremo libre de la barra y volver. El diagrama de Lagrange correspondiente a esta segunda barra aparece en la figura 3.9.

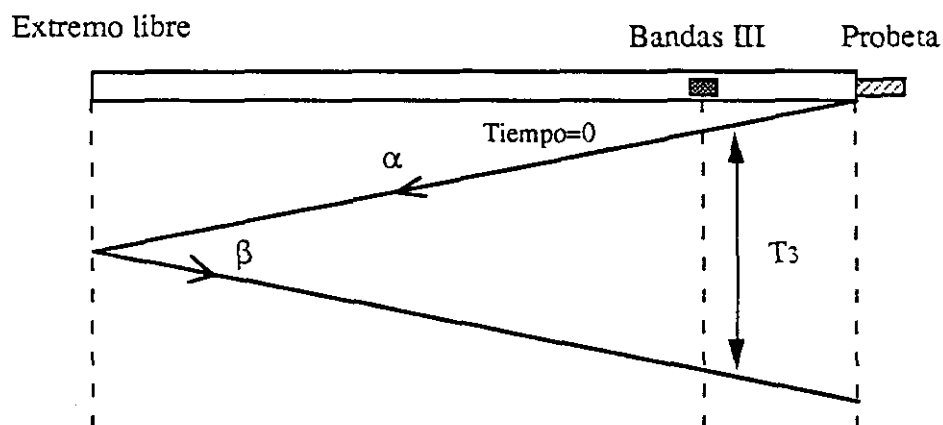


Figura 3.9 Diagrama de Lagrange de la barra transmisora.

3.2.3 Resultados de los ensayos: Al 7017 T73.

Siguiendo las técnicas y procedimientos descritos en los apartados precedentes, se realizaron varios ensayos dinámicos de tracción en la aleación de aluminio 7017 T73 (6 probetas). El sistema de adquisición de datos recogió valores de la deformación de las barras con una velocidad de muestreo de 1 dato cada $0.5 \mu\text{s}$. Las deformaciones de las barras incidente y transmisora en las posiciones I, II y III, descritas en el apartado 3.2.1, se muestran en las figuras 3.10, 3.11 y 3.12, respectivamente. Se representan los datos de un solo ensayo de la serie, en concreto el denominado TXALA011.

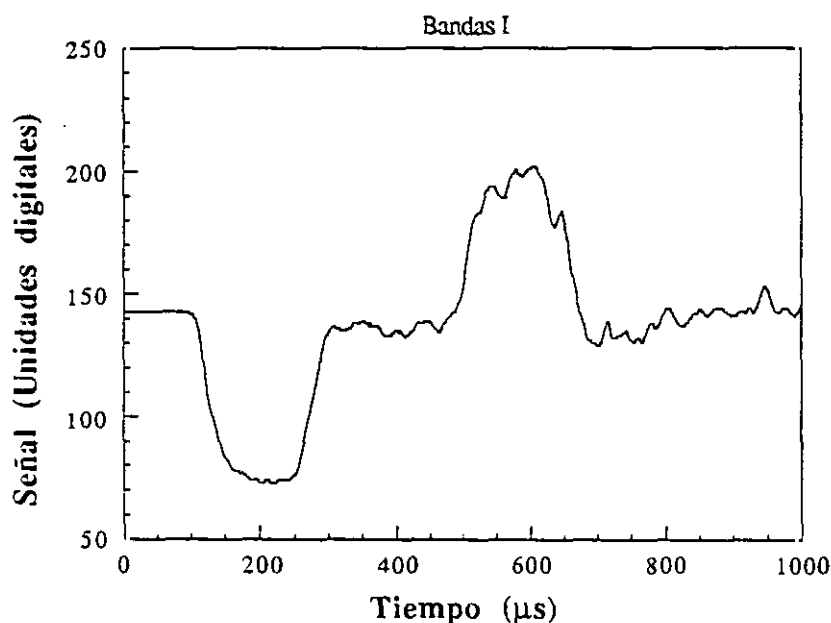


Figura 3.10 Señal digital registrada en el puente de bandas I

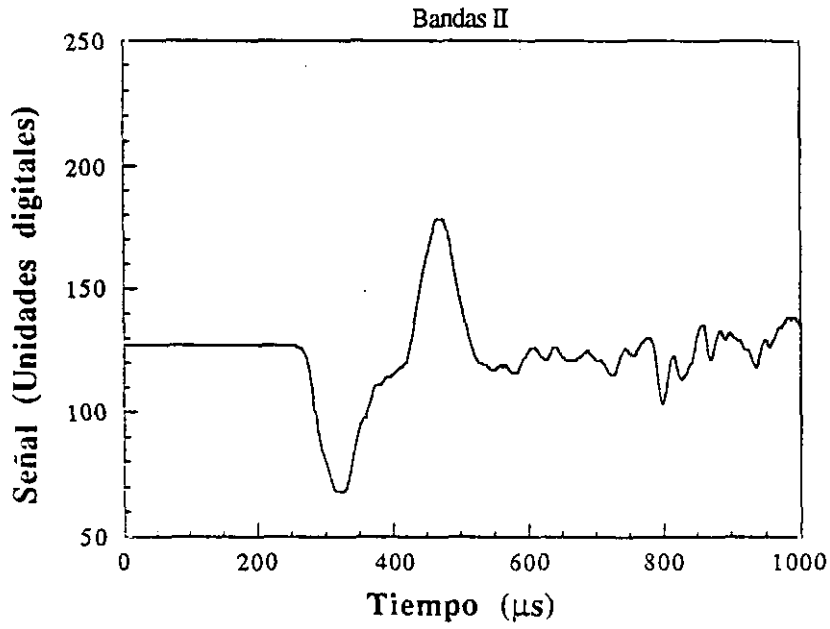


Figura 3.11 Señal digital registrada en el puente de bandas II

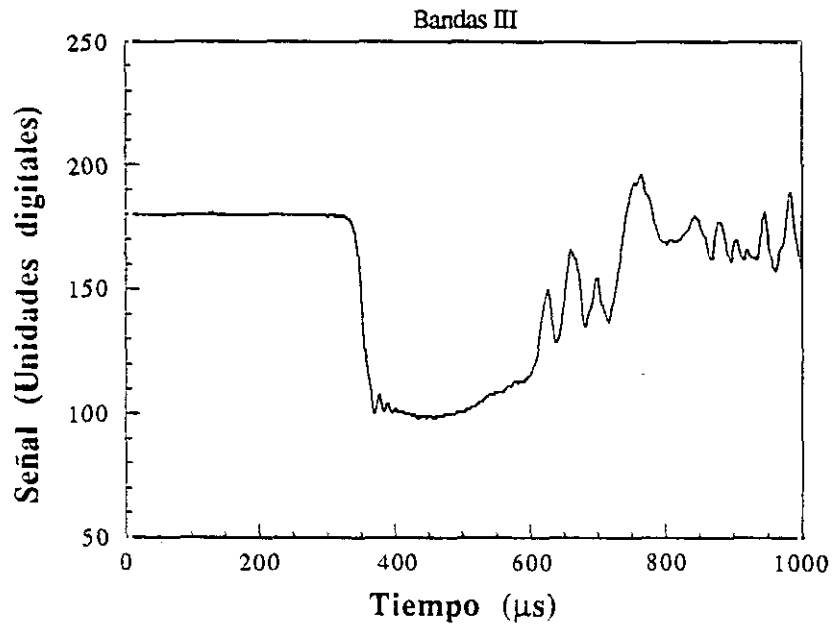


Figura 3.12 Señal digital registrada en el puente de bandas III

Es necesario aclarar que, las señales de cada una de las barras han sido amplificadas de acuerdo con el valor de la señal eléctrica en mV, producida en cada caso, no siendo, por tanto, comparables directamente. Una vez transformados los datos de cada uno de los puentes de bandas extensométricas en los valores de tensión correspondientes, σ_I , σ_{II} y σ_{III} , es posible determinar las tensiones y velocidades en los extremos de las barras en contacto con la probeta, utilizando las ecuaciones (3.6) y (3.7) del método de las características descrito en el apartado 3.2.2.

Los valores de las velocidades y tensiones en los extremos de las barras incidente y transmisora se recogen en las figuras 3.13 y 3.14.

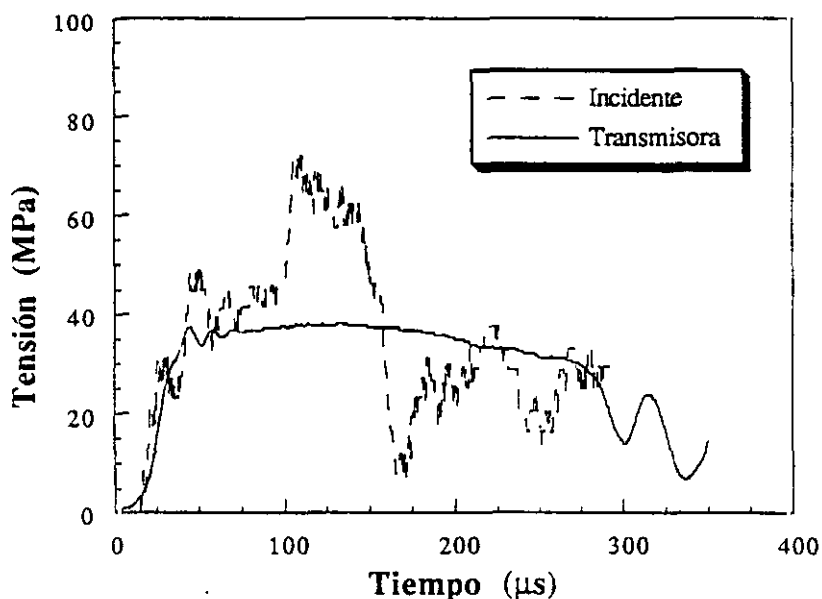


Figura 3.13 Tensiones en los extremos de ambas barras

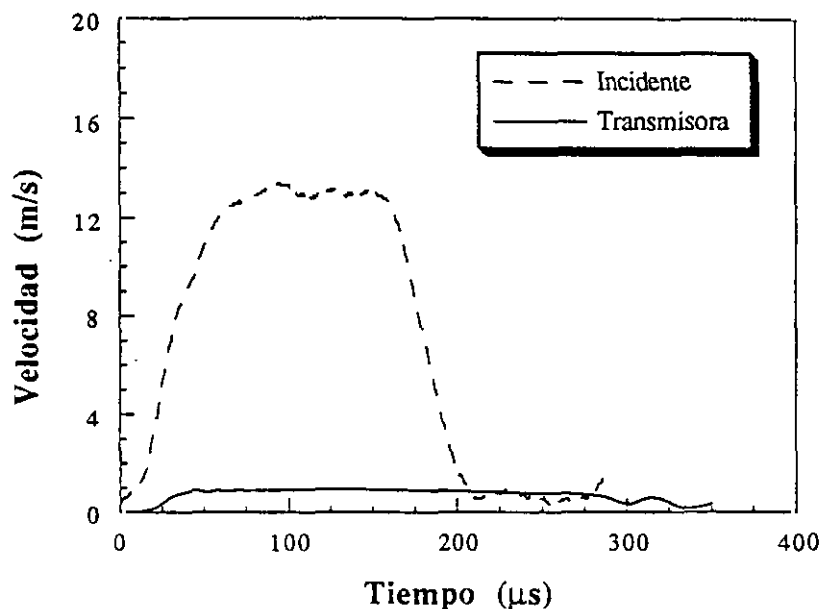


Figura 3.14 Velocidades en los extremos de ambas barras

Partiendo de las tensiones en los extremos de las barras incidente y transmisora, se puede determinar la tensión en la probeta, utilizando alternativamente las medidas realizadas en cualquiera de las dos barras. Sin embargo, como puede verse en la figura 3.13, la tensión en la barra incidente presenta un número elevado de oscilaciones e inexactitudes, que son una consecuencia del acoplamiento de tensiones medidas en diferentes puntos, σ_I y σ_{II} . La tensión medida en la barra transmisora no tiene estos problemas, pues se calcula directamente multiplicando por un factor la señal recogida en el puente de bandas III. Por tanto, la tensión ingenieril en la probeta se calculará siempre a partir de las medidas realizadas en la barra transmisora, multiplicando la tensión en esa barra por la relación de áreas barra/probeta.

$$s_{\text{probeta}} = \sigma_{\text{barra}} \frac{A_{\text{barra}}}{A_{\text{probeta}}} \quad (3.8)$$

siendo A_{barra} y A_{probeta} las secciones de la barra y de la probeta, respectivamente.

La velocidad de deformación ingenieril en la probeta se puede calcular con la expresión :

$$\dot{e} = \frac{(v_a - v_b)}{L_0} \quad (3.9)$$

donde v_a y v_b son las velocidades de los extremos de las barras incidente y transmisora, respectivamente y L_0 la longitud del fuste de la probeta, que en este caso es de 13 mm. La deformación ingenieril se obtiene al integrar la velocidad de deformación con respecto al tiempo

$$e = \int_0^t \dot{e}(t) dt \quad (3.10)$$

Las expresiones (3.9) y (3.10) llevan implícita la suposición de que a lo largo de todo el fuste de la probeta, la deformación es uniforme. Esto obliga necesariamente a que la probeta se encuentre en una situación de equilibrio o, en otras palabras, que las tensiones en los extremos de las barras incidente y transmisora deban ser iguales. La elección de probetas cortas, que ya se discutió en el apartado 3.2.1, garantiza que la situación de equilibrio requerida para este tipo de ensayos se alcance rápidamente; sin embargo, la comprobación experimental no puede realizarse, ya que la medida de la tensión en la barra incidente no es muy precisa.

La tensión, velocidad de deformación y deformación ingenieriles se representan frente al tiempo en las figuras 3.15, 3.16 y 3.17, respectivamente.

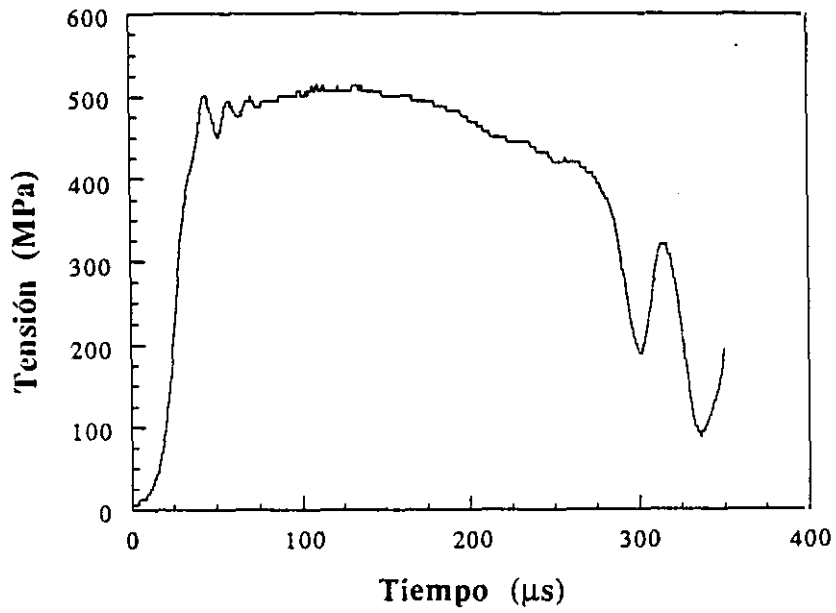


Figura 3.15 Tensión ingenieril en la probeta

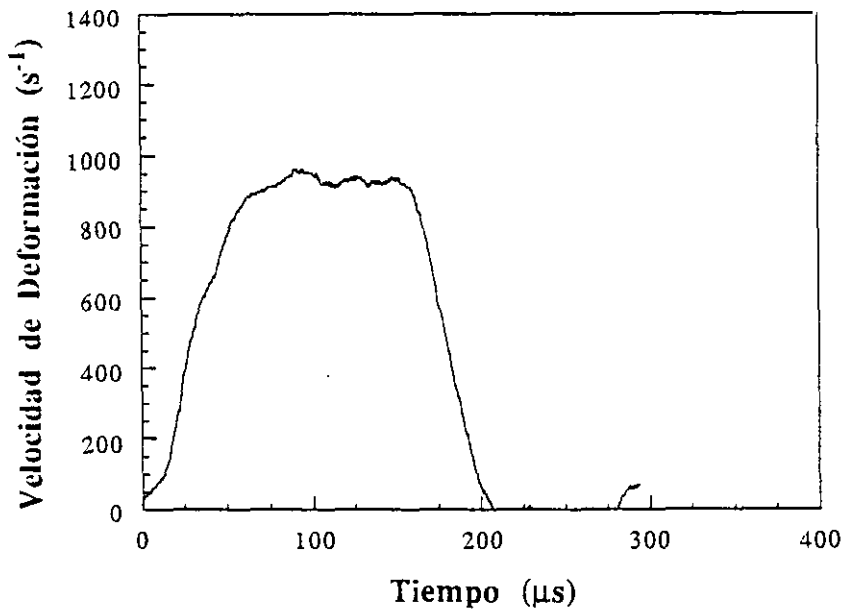


Figura 3.16 Velocidad de deformación ingenieril en la probeta

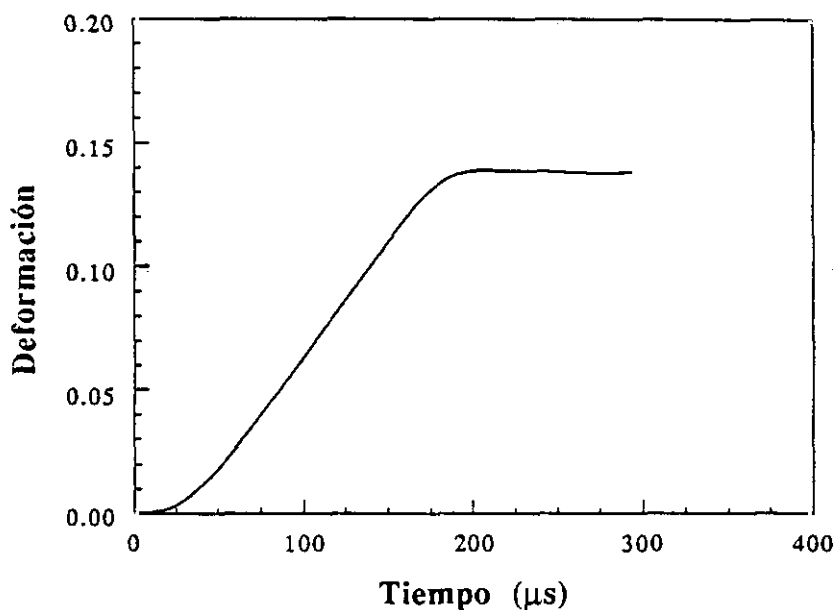


Figura 3.17 Deformación ingenieril en la probeta

El resultado final del ensayo aparece en la figura 3.18, en la que se representa la curva tensión-deformación ingenieril a altas velocidades de deformación (1000 s^{-1}).

Suponiendo conservación de volumen durante el proceso de deformación plástica en la probeta, pueden utilizarse las ecuaciones (2.26) y obtener la tensión, deformación y velocidad de deformación verdaderas de la probeta. Los resultados de utilizar las anteriores ecuaciones se recogen en la figura 3.19.

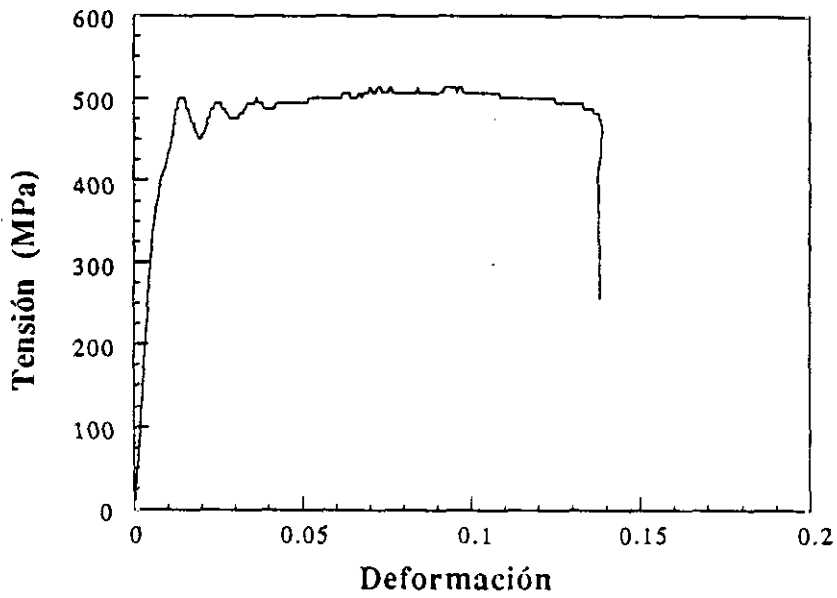


Figura 3.18 Curva Tensión-Deformación ingenieril (1000 s^{-1}).

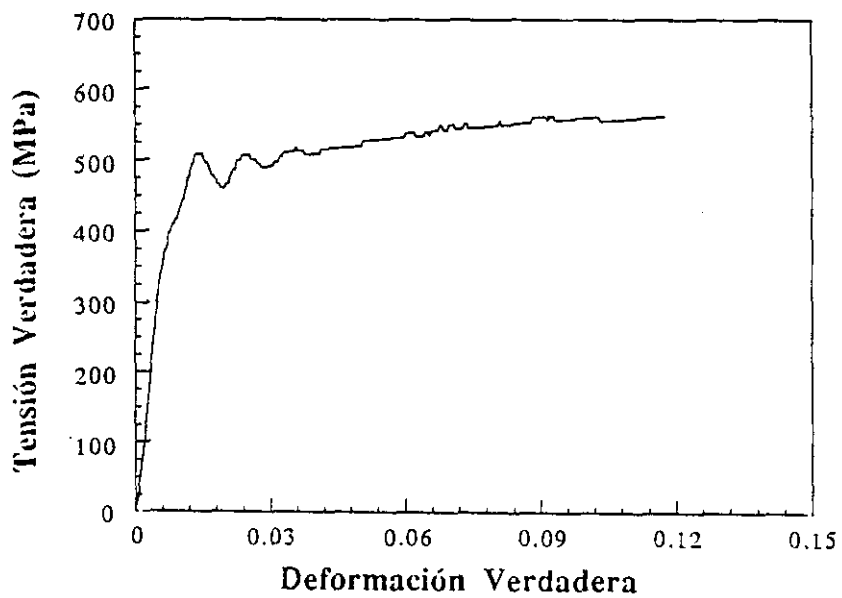


Figura 3.19 Curva Tensión verdadera-Deformación verdadera (1000 s^{-1}).

En la figura 3.20 se representan los resultados de tres ensayos en los que se midió directamente la deformación en el propio fuste de la probeta con bandas extensométricas. El límite de las bandas (donde se pierde la linealidad), no es igual en los tres casos, ya que la resistencia de las bandas depende de lo adecuado que haya sido el proceso de pegado, algo que es función, entre otras cosas, de la habilidad de la persona que hace la instrumentación.

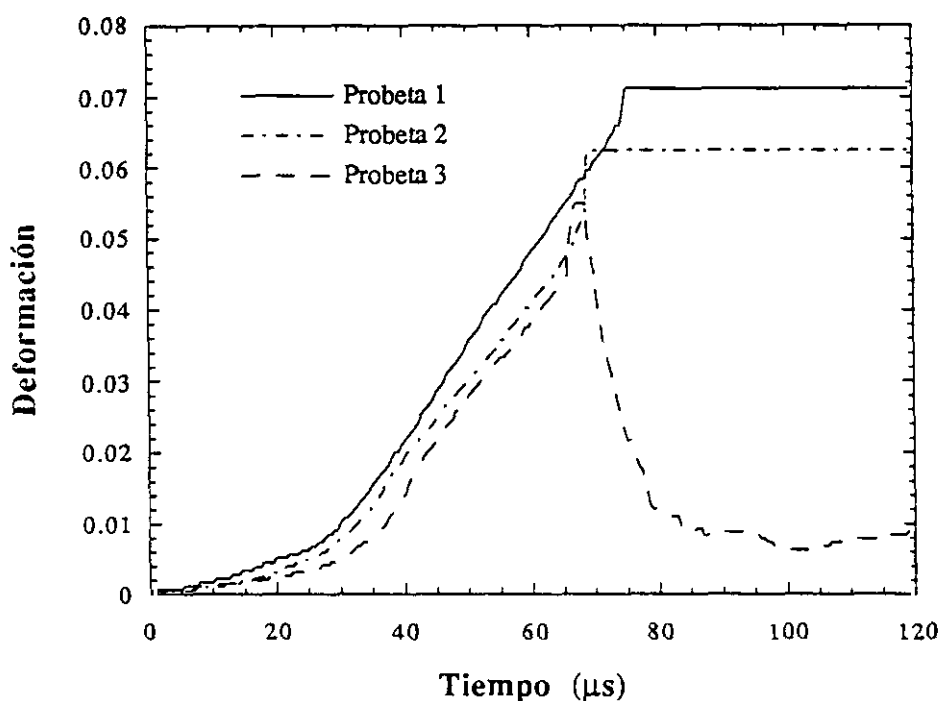


Figura 3.20 Medida de la deformación de la zona central del fuste de la probeta.

La figura 3.21 muestra la comparación de las curvas tensión-deformación verdaderas para la aleación Al 7017 T73, a velocidades de deformación muy diferentes, en concreto, siete órdenes de magnitud. Las probetas ensayadas a bajas velocidades de deformación tienen exactamente la misma geometría que las ensayadas en la Barra Hopkinson y, en cada condición, se realizaron al menos dos ensayos. Como puede apreciarse, el resultado obtenido en todos los casos es prácticamente similar, confirmando la escasa dependencia de

las propiedades mecánicas de esta aleación con la velocidad de deformación. Se detectan, no obstante, algunas diferencias entre las distintas condiciones: por un lado, el límite elástico y la resistencia a la tracción parecen tener valores algo más elevados para los ensayos a altas velocidades de deformación; por otro lado, la deformación de rotura es menor en estas condiciones que en las que pueden considerarse cuasiestáticas. En este caso, los valores obtenidos tienen una gran dispersión al analizar conjuntamente los resultados de diferentes ensayos en la Barra Hopkinson.

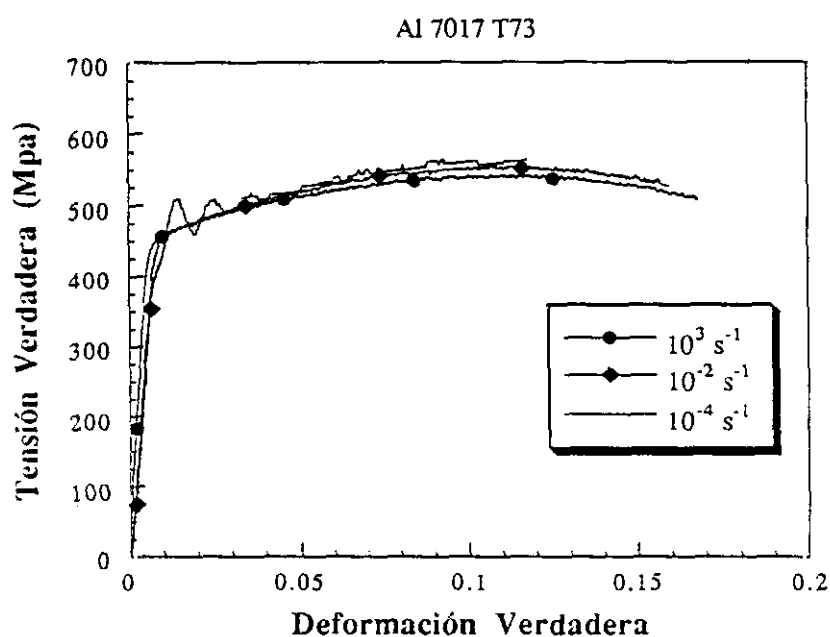


Figura 3.21 Comparación de ensayos a distintas velocidades de deformación.

Por último, en la figura 3.22 se compara la deformación calculada a través del método de las características con la medida en la banda extensométrica que se instaló en el punto medio del fuste de la probeta. Se ha utilizado el ensayo en el cual, la banda ha

soportado una mayor deformación antes de romperse, hecho que ocurrió en torno a un 7 % de deformación. La conclusión es bastante clara, a la vista de la gran diferencia entre ambas medidas: la deformación no es uniforme en todo el fuste de la probeta, pues en la zona central es muy superior a la deformación promedio obtenida por el procedimiento habitual.

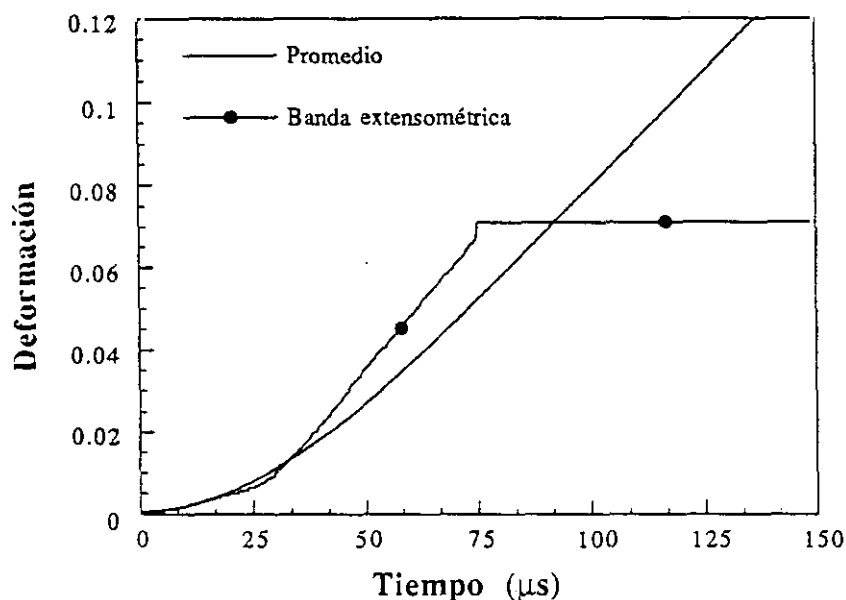


Figura 3.22 Deformación en la zona central y deformación media de la probeta.

Los resultados experimentales obtenidos en los ensayos dinámicos se resumen en la tabla 3.2. En el ensayo TXALA014 no pudo determinarse el límite elástico por estar afectados los datos experimentales por un exceso de ruido en esa zona.

Ensayo	E (GPa)	σ_y (MPa)	σ_{max} (MPa)	ϵ_{rotura}	$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)
TXALA011	61.3	507	563	0.13	930
TXALA012	52.9	515	570	0.14	980
TXALA013	47.5	515	578	0.15	1100
TXALA014	38.3	-----	560	0.15	1060
TXALA015	70.8	500	560	0.15	1100
TXALA016	110.5	489	552	0.16	1100

Tabla 3.2 Resultados de los ensayos dinámicos en Al 7017 T73.

Algunos aspectos de los resultados experimentales conviene que sean aclarados, especialmente el relacionado con la no uniformidad de la deformación en la probeta, que, como ya se dijo en el capítulo 1, es la principal fuente de inexactitud en estos ensayos.

En la tabla 3.2, puede observarse además que, las magnitudes calculadas a través de los resultados de deformación (E y ϵ_{rotura}), presentan una mayor dispersión que aquellas que se derivan únicamente de medidas de tensión (σ_y y σ_{max}). En algunas propiedades, como el módulo de elasticidad, la dispersión es tan grande que los valores determinados en los ensayos, carecen prácticamente de utilidad.

3.2.4 Resultados de fotografía ultrarrápida.

A continuación se muestran las imágenes de alta velocidad tomadas durante un ensayo de tracción en la Barra Hopkinson (TXALA013). En la figura 3.23 aparecen las fotografías originales. Las imágenes se han tomado con una separación temporal de $10 \mu\text{s}$.



Figura 3.23 Fotografía ultrarrápida de un ensayo de tracción dinámica.

En principio se pensó que esta técnica proporcionaría un método alternativo de medida de la deformación, puesto que, se podría medir la separación relativa entre los extremos de las barras. Sin embargo, la baja resolución de las fotografías, combinada con los pequeños valores de la deformación producidos en la probeta, hacen difícil obtener resultados cuantitativos. Como se ve en la figura 3.24, donde se comparan los resultados del método usual de propagación de ondas elásticas con los obtenidos por medio de las fotografías de alta velocidad, la dispersión de los valores es elevada, especialmente en la

zona en la que las deformaciones toman valores intermedios.

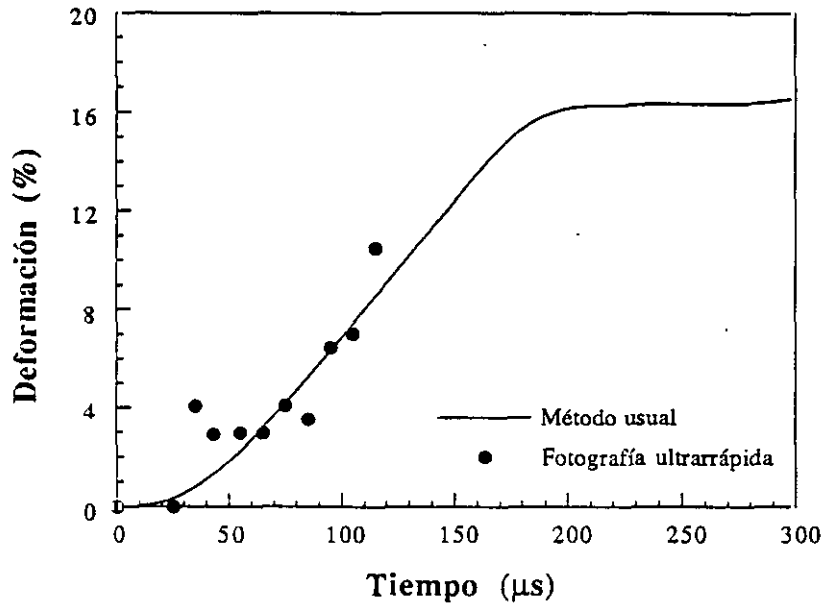


Figura 3.24 Medidas de la deformación obtenidas con fotografía ultrarrápida.

3.3 ANALISIS Y SIMULACION NUMERICA.

3.3.1 Simulación numérica de los ensayos.

Para realizar la simulación numérica de los ensayos de tracción dinámica en la Barra Hopkinson se ha utilizado el programa comercial ABAQUS [72].

La simulación de todo el dispositivo de tracción de la Barra Hopkinson, provoca dificultades de carácter numérico, como consecuencia del elevado número de contactos presentes entre los diversos componentes del sistema. Por este motivo, se decidió simular únicamente la probeta y las condiciones de carga a las que se ve sometida en un ensayo real. Si esta simplificación es aceptable o no, se reflejará al comparar los resultados numéricos con las observaciones experimentales.

La geometría de la probeta utilizada se describió en el apartado 3.2.1. El carácter axisimétrico de la probeta permite simular desde el eje de simetría hasta la superficie. En una primera aproximación al problema, se analizó la probeta completa. Posteriormente, se comprobó que la situación era similar a modelizar la parte de la probeta que queda fuera de la unión roscada, por lo que, esta última opción es la que finalmente se ha utilizado en los análisis numéricos.

La malla de elementos finitos empleada se muestra en la figura 3.25. La probeta se representa por 937 nudos y 276 cuadriláteros de 8 nudos cada uno. Los resultados que proporciona este tipo de elementos son más precisos, pues los valores de las magnitudes en el interior del elemento se pueden determinar utilizando una interpolación cuadrática en vez

de lineal, como en el caso de los cuadriláteros de 4 nudos.

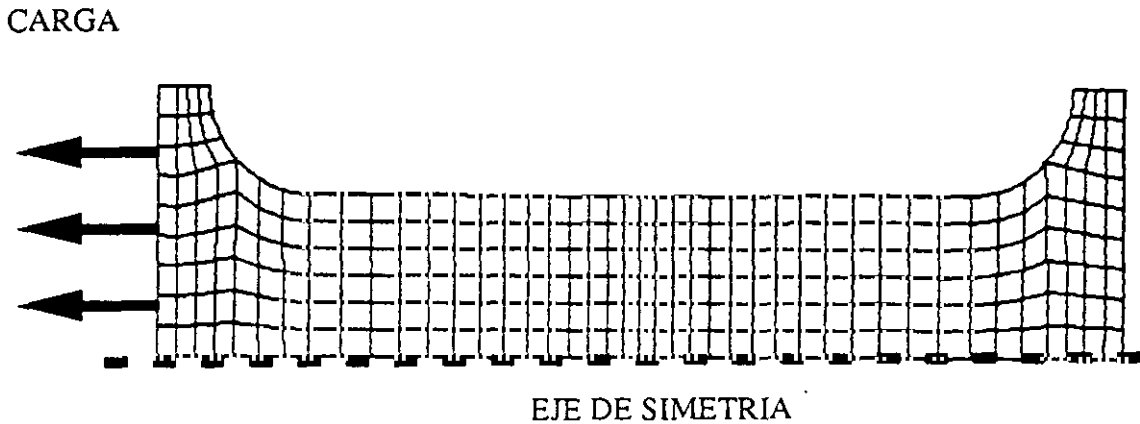


Figura 3.25. Discretización de la probeta.

Para el comportamiento del material se ha elegido un modelo bilineal elasto-plástico e independiente de la velocidad de deformación, con las características siguientes: módulo de elasticidad 71 GPa, coeficiente de Poisson 0.33, densidad 2700 kg/m^3 , límite elástico 500 MPa y pendiente de la curva tensión-deformación en la región de deformación plástica igual a 0.62 GPa. Estas propiedades son las mismas que las utilizadas en la simulación numérica de los ensayos de compresión de la aleación de aluminio 7017 T73. Las condiciones dinámicas de carga se han impuesto aplicando a los extremos de la probeta la curva de velocidades relativas obtenida de los resultados experimentales del impacto de un proyectil de acero de 400 mm de longitud contra el extremo de la barra de carga, a aproximadamente una velocidad de 14 m/s. El perfil de esta curva es trapezoidal, con un valor máximo de 14 m/s, 60 μs de tiempo de subida y 40 de bajada y duración total 220 μs .

3.3.2 Validación de la simulación numérica.

Para verificar el grado de fiabilidad del modelo numérico se dispone, en el caso de los ensayos de tracción dinámica, de información experimental de dos clases: por un lado la fuerza transmitida a través de la probeta y por otro las medidas de deformación realizadas en la zona central del fuste de la probeta por medio de bandas extensométricas.

En la figura 3.26 se compara la medida experimental de la fuerza transmitida con las fuerzas de reacción calculadas en los nudos del extremo de la probeta que tienen limitado el movimiento en la dirección de aplicación de la carga.

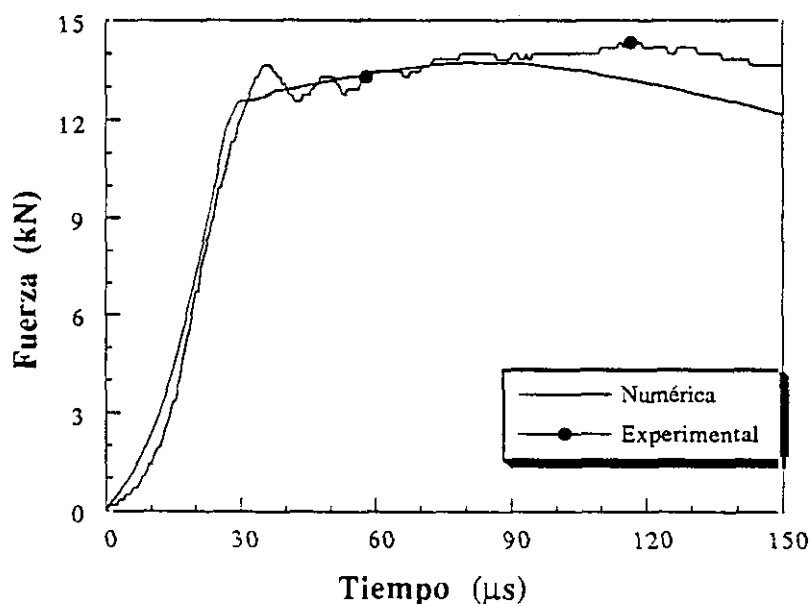


Figura 3.26 Comparación entre resultados experimentales y numéricos.

Como puede apreciarse, el acuerdo es muy bueno hasta que comienza a producirse el fenómeno de la estricción (aproximadamente a los 100 μs). Esto es lógico si se

considera que este fenómeno se produce en torno a alguna irregularidad del material y, por tanto, no puede simularse numéricamente, salvo que se introduzca artificialmente dicha irregularidad en la geometría. En este caso, ha consistido en una reducción del diámetro del fuste de la probeta en la zona central de un 0.1% con respecto a la zona más cercana a los extremos. Esta elección es absolutamente arbitraria, por lo que no es de extrañar que las diferencias entre modelo numérico y observaciones experimentales sean mayores a partir del comienzo de la estricción que durante el proceso de deformación plástica homogénea, donde esta irregularidad no tiene apenas influencia.

En la figura 3.27 se compara la deformación en el centro del fuste de la probeta, medida experimentalmente a través de una banda extensométrica, con la deformación calculada en el análisis numérico en uno de los elementos centrales de la malla de elementos finitos utilizada.

La coincidencia es casi total durante el tiempo en el que se dispone de datos experimentales, es decir, hasta una deformación de un 7% aproximadamente que, como se dijo, es la máxima deformación que soporta este tipo de bandas. De los resultados anteriores puede concluirse que el modelo numérico reproduce excelentemente la situación real hasta el comienzo de la estricción.

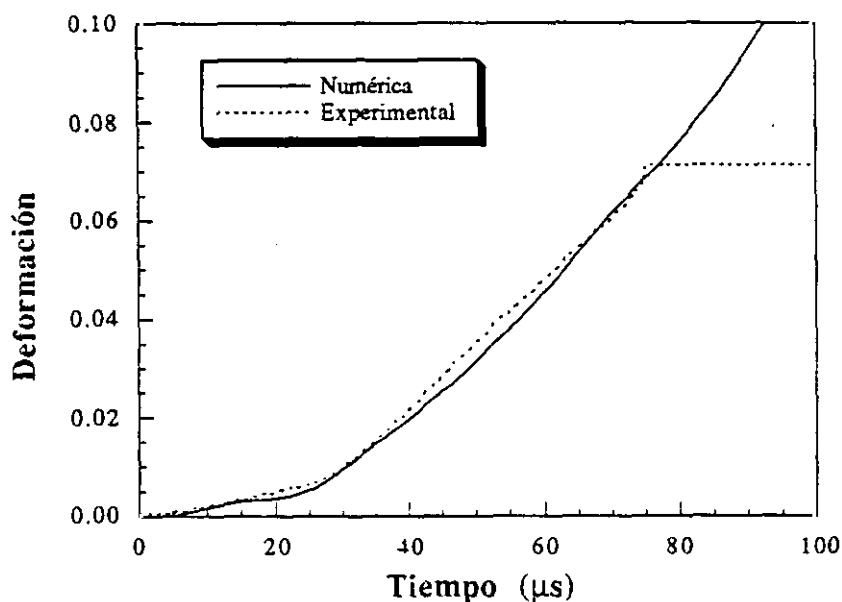


Figura 3.27 Comparación entre resultados numéricos y experimentales.

3.3.3 Resultados de la simulación numérica.

Como se planteó al comienzo de este capítulo, los dos objetivos fundamentales del análisis del ensayo de tracción dinámica son la determinación del tiempo necesario para que la probeta alcance una situación de equilibrio cuasiestático y la discusión de la hipótesis de deformación uniforme en la misma. A continuación, se exponen los resultados obtenidos en relación con cada uno de ellos, en la modelización de la aleación de aluminio 7017 T73.

- Equilibrio cuasiestático.

Un modo de comprobar si en un ensayo dinámico existe una situación de equilibrio cuasiestático, es comparar la distribución de tensiones en la probeta con la

correspondiente a un situación verdaderamente estática. El equilibrio se alcanzará cuando ambas distribuciones sean semejantes. Como caso estático de referencia se utilizará el proceso de deformación de una probeta exactamente igual que la empleada en los ensayos dinámicos, pero ahora, la curva de carga se aplicará en un tiempo mucho mayor.

Para facilitar el análisis de los resultados, éstos se presentan gráficamente, de forma que, dentro de la malla analizada, cada nivel de tensión está representado por un color diferente. En todas las figuras que se mostrarán, la carga se aplica en el extremo izquierdo de la probeta.

La distribución de tensiones axiales correspondiente a un instante intermedio del caso de deformación estática (dentro del régimen elástico con una tensión máxima en la probeta alrededor de 110 MPa) puede verse en la figura 3.28. La distribución de tensiones es simétrica con respecto al centro de la probeta, los dos extremos se encuentran sometidos a tensiones similares y no puede deducirse de la inspección de la figura, en cuál de ellos se ha aplicado la carga: la probeta se encuentra en equilibrio.

En la figura 3.29 se representa la distribución de tensiones axiales correspondientes a diferentes instantes del ensayo dinámico. Para los contornos de tensiones correspondientes a 5 y 10 μ s se observa que la distribución de tensiones no es uniforme en todo el fuste de la probeta. Además, las tensiones son diferentes en cada uno de los extremos y, por tanto, no puede determinarse una única fuerza aplicada a la probeta. Por otra parte, si la tensión no es uniforme, tampoco lo será la deformación. Durante este periodo de tiempo carece de sentido hablar de una tensión o deformación aplicadas a la probeta. Sin embargo, la situación es muy diferente cuando han transcurrido unos 15 μ s desde la aplicación de la carga: en este momento, la distribución de tensiones es ya simétrica

con respecto al centro de la probeta e igual en ambos extremos. El estado tensional es totalmente semejante al caso estático y, por tanto, tiene sentido hablar de una sola fuerza aplicada a la probeta. Por último, debe resaltarse que el valor máximo de la tensión en la probeta a los 15 μ s no supera los 150 MPa, es decir, menos de un tercio del límite elástico del material.

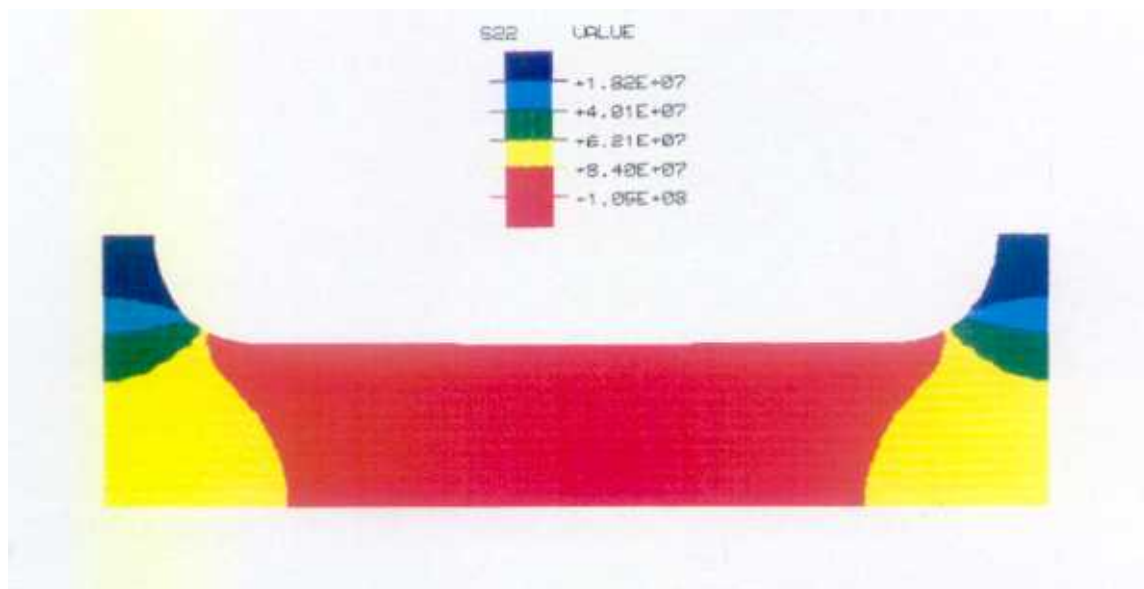


Figura 3.28 Distribución de tensiones en condiciones estáticas.

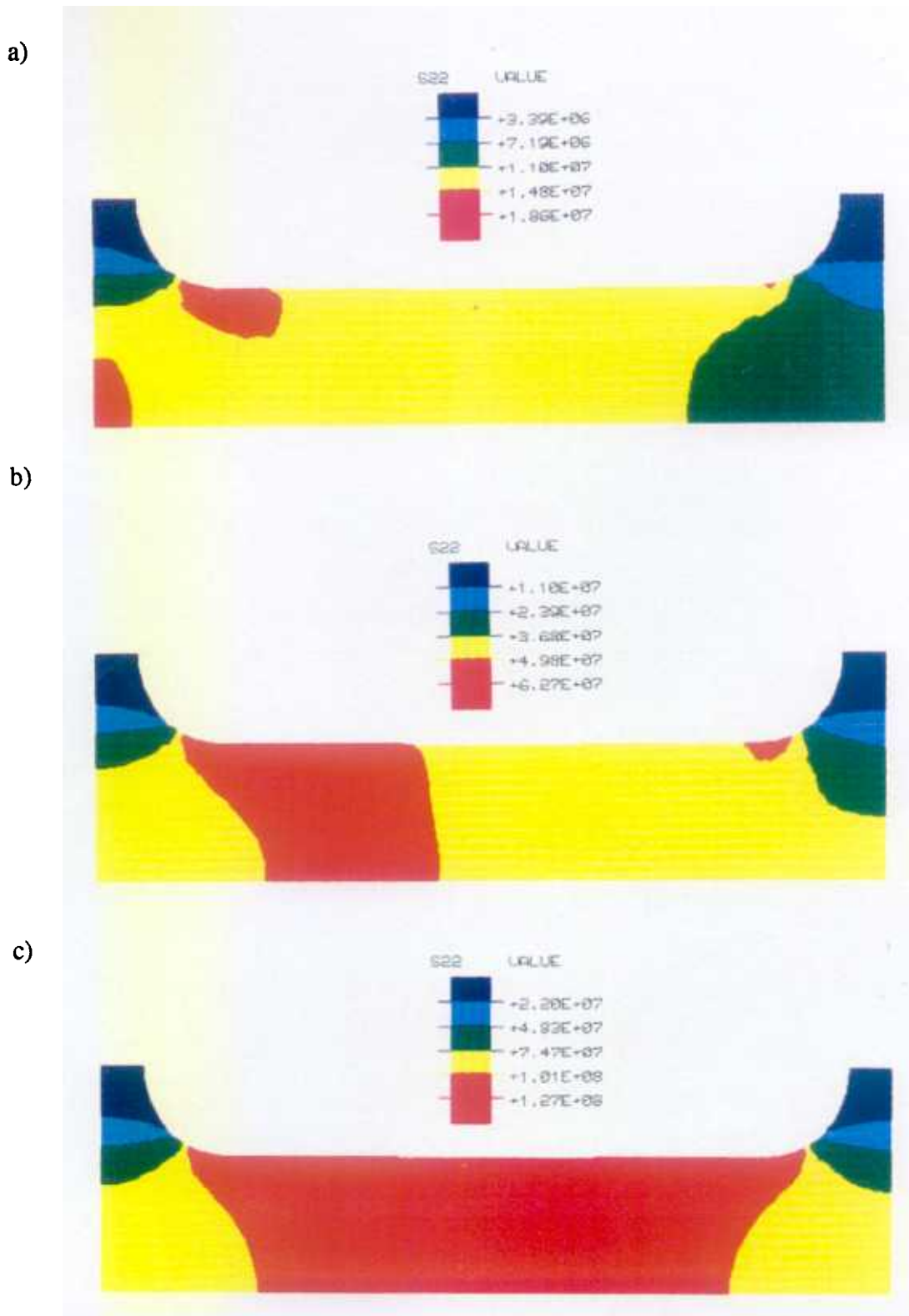


Figura 3.29 Distribución de tensiones en el caso dinámico a) $5 \mu\text{s}$, b) $10 \mu\text{s}$, c) $15 \mu\text{s}$.

- *Deformación uniforme.*

En el apartado de resultados experimentales se mostraron las diferencias entre la deformación media del fuste de la probeta y la deformación medida en su zona central. Estas diferencias observadas experimentalmente también se reflejan en los resultados numéricos. En la figura 3.30 se comparan la deformación media del fuste, calculada como el desplazamiento relativo de los extremos de la probeta dividido por la longitud inicial, con la deformación en la zona central. Estos resultados vuelven a confirmar la falta de uniformidad de la deformación en el seno de la probeta.

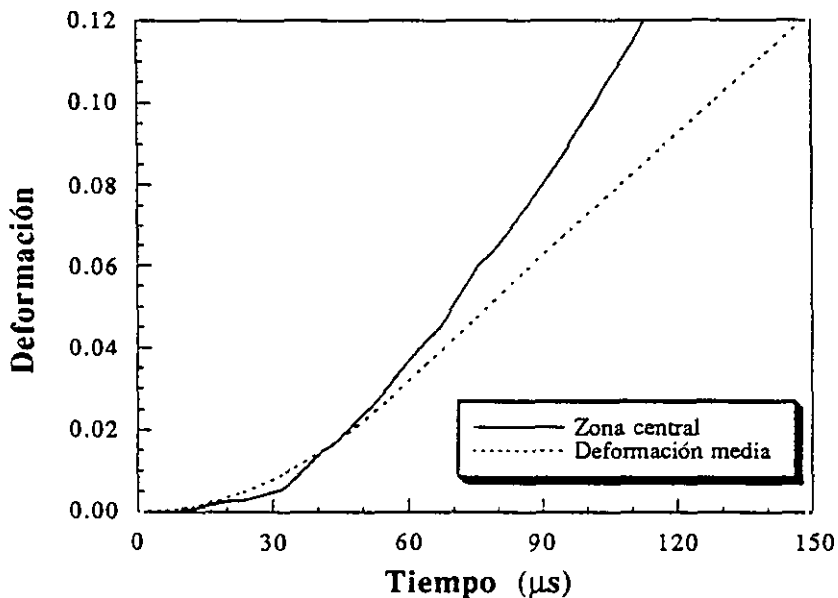


Figura 3.30 Deformación en la zona central y deformación media.

La simulación numérica permite visualizar el campo de deformaciones en distintos instantes. Por ejemplo, en la figura 3.31 se muestran los campos de deformación axial correspondientes a 10, 20 y 30 μs. Como ya se ha discutido, a los 10 μs de aplicación de la

carga, aún no se ha alcanzado la situación de equilibrio, la tensión no es uniforme y, en consecuencia, tampoco lo es la deformación. En los contornos correspondientes a 20 y 30 μs la situación es de equilibrio cuasiestático y la deformación, todavía elástica, es uniforme en el fuste de la probeta.

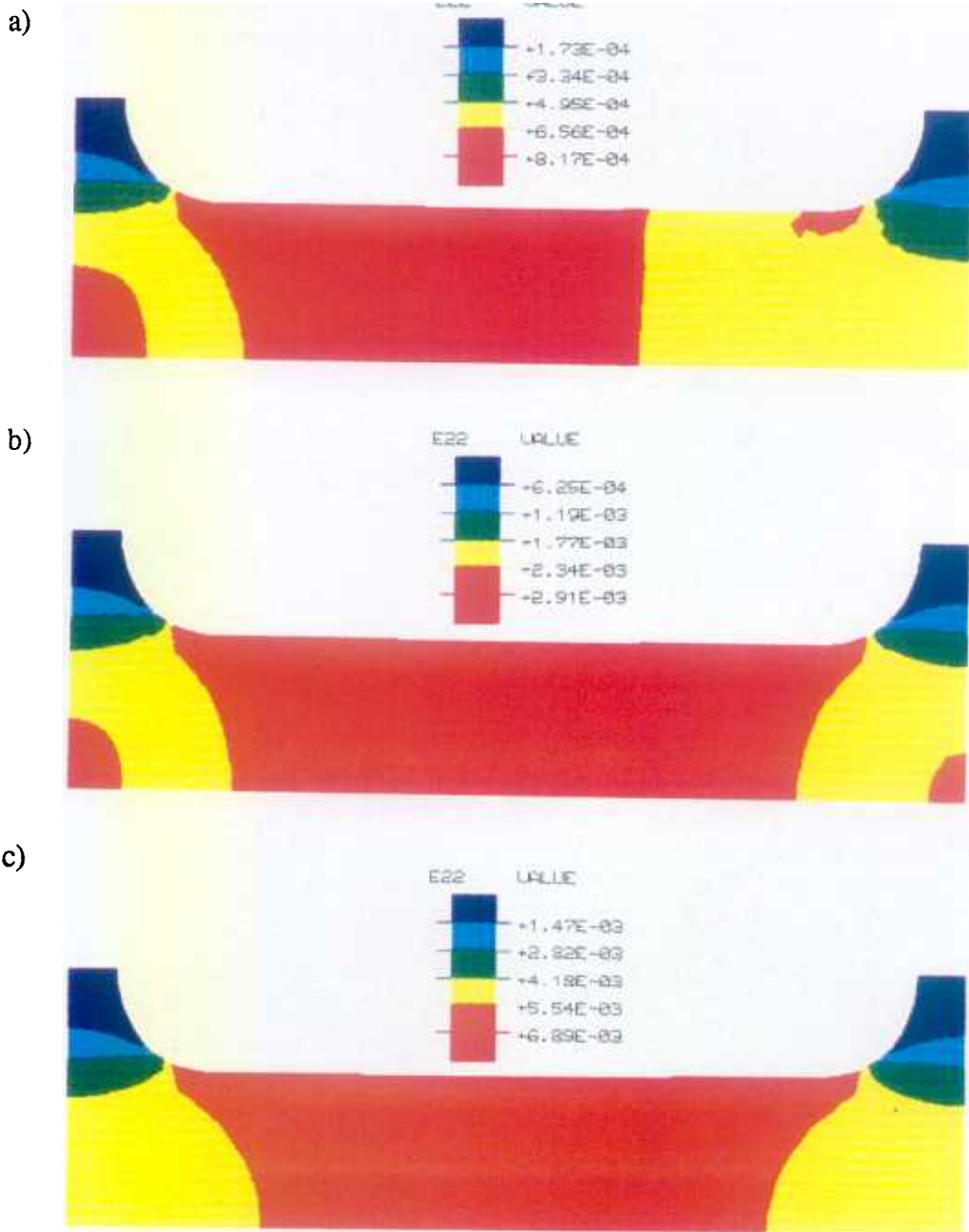


Figura 3.31 Campo deformacional en la probeta a) 10 μs , b) 20 μs , c) 30 μs

Cuando el material entra en régimen de deformación plástica, lo que sucede alrededor de los $40 \mu\text{s}$, el campo de deformaciones cambia y toma la forma que puede apreciarse en la figura 3.32. Aparece una zona central de deformación plástica uniforme, de una magnitud que decrece paulatinamente hasta el extremo de la probeta.

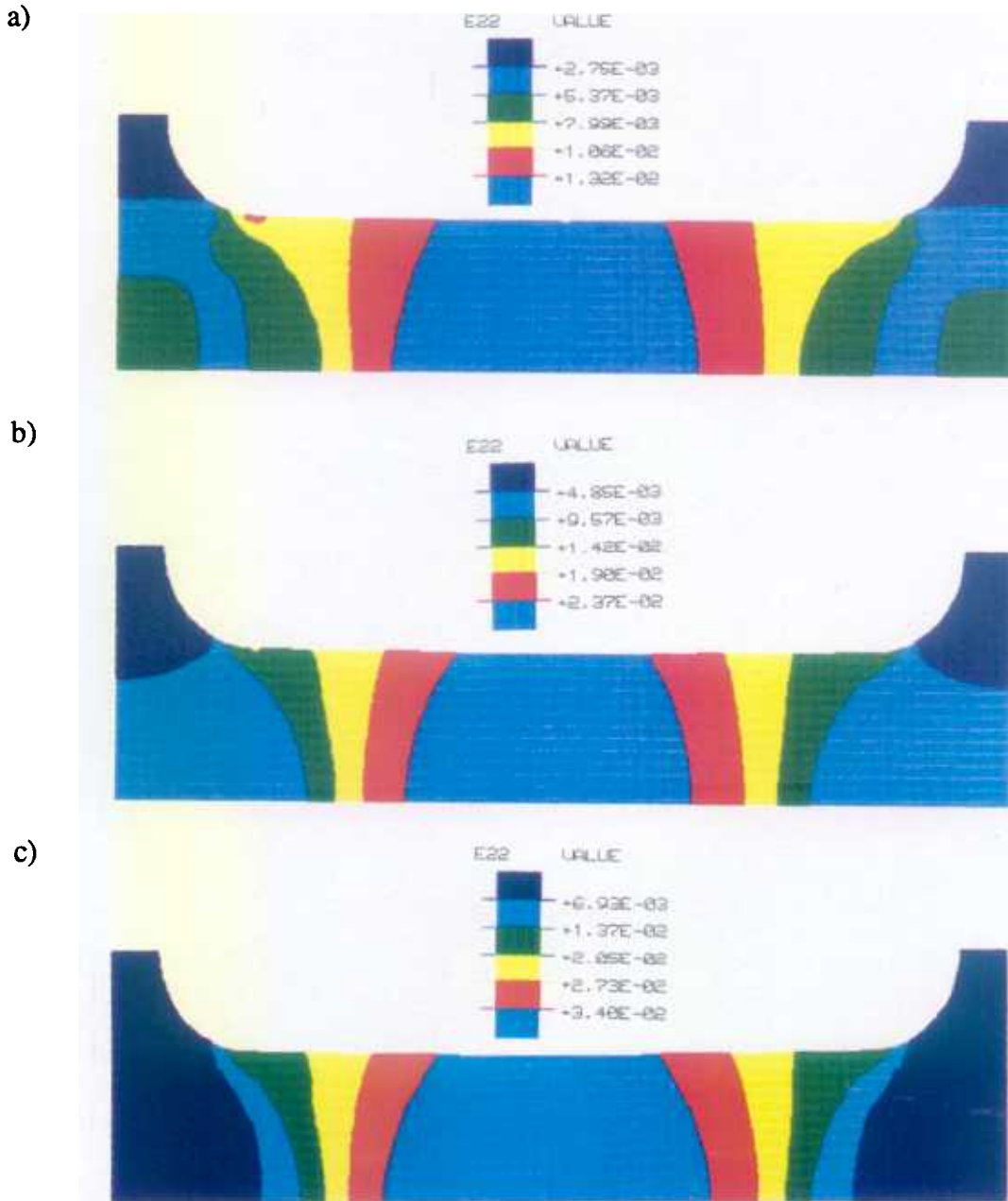


Figura 3.32 Campo deformacional en un ensayo dinámico. a) $40 \mu\text{s}$, b) $50 \mu\text{s}$, c) $60 \mu\text{s}$

Esta situación, como se aprecia en la figura 3.33, se mantiene prácticamente sin variación hasta que comienza el proceso de localización de la deformación plástica. Es el inicio del fenómeno de estricción.

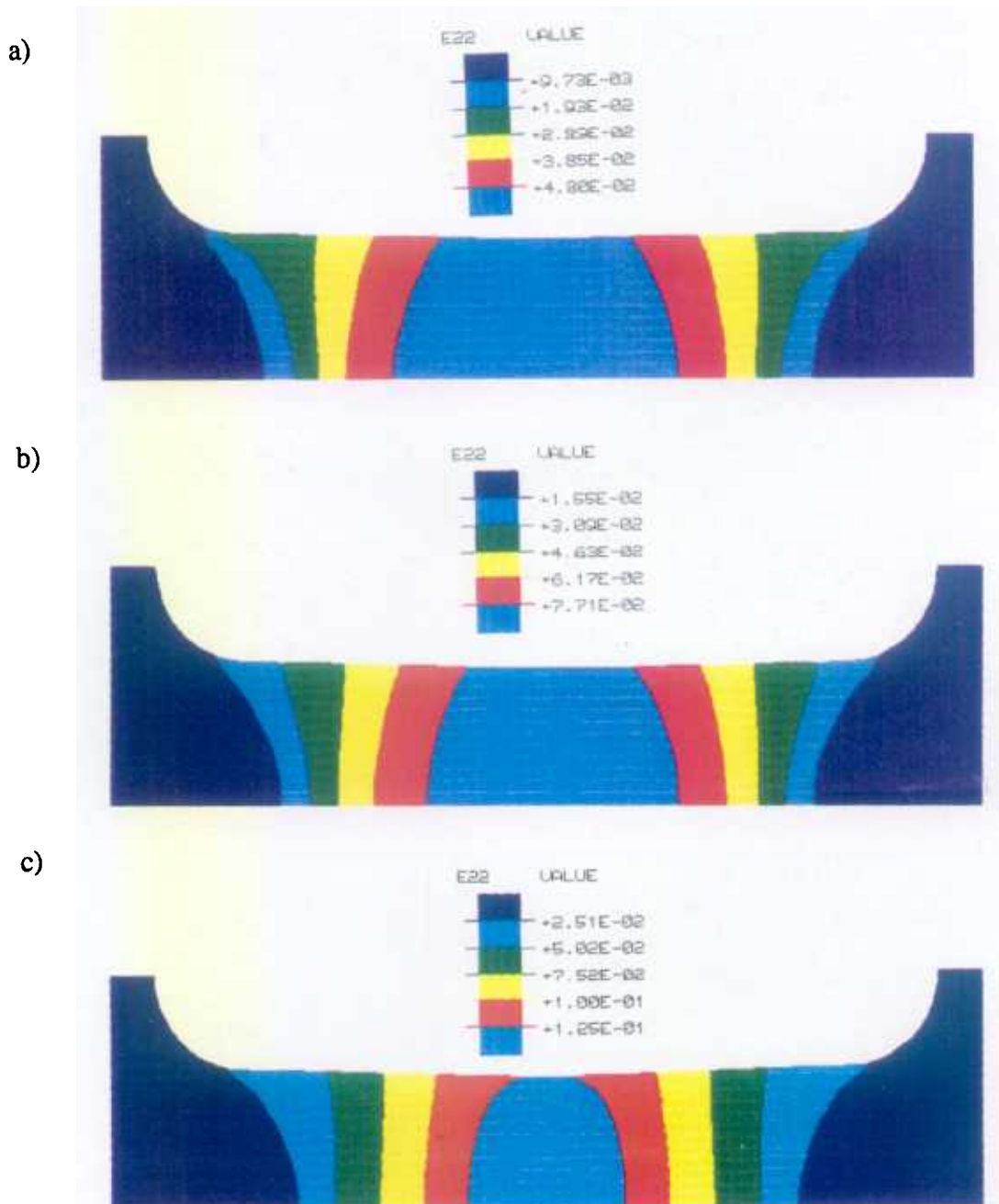


Figura 3.33 Campo deformacional en un ensayo dinámico a) 70 μ s, b) 90 μ s, c) 110 μ s.

En etapas posteriores ($200 \mu\text{s}$), figura 3.34 , la localización de la deformación es ya muy elevada.



Figura 3.34 Campo de deformación en un ensayo dinámico ($200 \mu\text{s}$)

Los resultados anteriores demuestran claramente que la hipótesis de deformación uniforme a lo largo del fuste de la probeta no es válida. Si el cálculo de la deformación se hiciera suponiendo que todo el fuste contribuye de igual modo al desplazamiento de los extremos, sería necesario establecer métodos correctores para calcular la deformación que proporcionen resultados realistas. Para ello, se considerarán dos etapas durante el ensayo correspondientes a los comportamientos en los regímenes elástico y plástico del material de la probeta:

1) Régimen elástico.

Los primeros instantes de esta etapa están asociados a una situación de falta de equilibrio cuasiestático, por lo que, los resultados del ensayo no son utilizables (Fig. 3.31a). Una vez alcanzado el equilibrio (figura 3.31-b), el desplazamiento de los extremos

se debe a la deformación uniforme del fuste más la deformación de las zonas de transición con las roscas. Al calcular la deformación como localizada sólo en el fuste, se sobrevalora la deformación del material y, consecuentemente, los valores del módulo de elasticidad deducidos de los ensayos son inferiores a los reales.

2) Régimen plástico.

En esta etapa la situación es contraria a la anterior. Aunque el fuste se deforma plásticamente, sólo su zona central lo hace de un modo uniforme. Para obtener una curva tensión-deformación realista, debe buscarse una relación entre el desplazamiento relativo de los extremos y la deformación en la zona central del fuste. Si utilizamos la longitud inicial de éste, L_0 , la deformación media así calculada será menor que la de la zona central, ya que promedia la contribución de esta zona con la de menor valor correspondiente a las zonas cercanas a los extremos. Por el contrario, si solamente se contabiliza la longitud de la zona central de deformación uniforme, L_u , la deformación media obtenida será apreciablemente mayor que la de la zona central, al achacar todo el desplazamiento producido en los extremos únicamente a la deformación en esta zona.

Consecuentemente, parece lógico ponderar las contribuciones de cada zona. Así, se propone una longitud efectiva, L_e , que se calcula como la media aritmética entre la longitud total del fuste, L_0 , y la de la zona central de deformación uniforme, L_u , es decir:

$$L_e = \frac{L_0 + L_u}{2} \quad (3.11)$$

La longitud L_u puede obtenerse por medio de los resultados numéricos, estimando la longitud de la zona de deformación uniforme. En este caso los valores hallados son:

$$L_o = 13 \text{ mm}$$

$$L_u = 5 \text{ mm}$$

$$L_e = 9 \text{ mm}$$

El resultado de calcular la deformación media con esta longitud efectiva y compararla con la deformación en el centro de la probeta puede observarse en la figura 3.35.

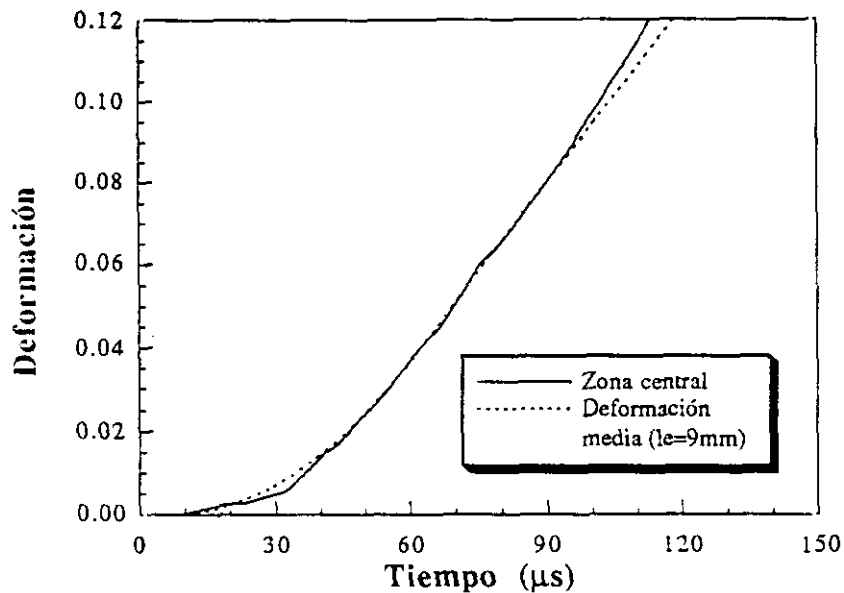


Figura 3.35 Comparación entre la deformación media y la de la zona central con $L_e=9\text{mm}$.

En definitiva, los campos de deformación de las etapas elástica y plástica son esencialmente distintos, lo que exige determinar un factor, $K(t)$, que aplicado a la deformación media del fuste medida en el ensayo, proporcione un valor real de la deformación del material. Este factor necesariamente será una función variable con el tiempo y puede definirse como el cociente entre la deformación real, ϵ , y la deformación media del fuste, medida en el ensayo ϵ_{media} .

$$K(t) = \frac{\epsilon}{\epsilon_{media}} = \frac{\epsilon}{\frac{\Delta(t)}{L_0}} \quad (3.12)$$

donde $\Delta(t)$ y L_0 son el desplazamiento relativo de los extremos y la longitud inicial del fuste, respectivamente. En la figura 3.36, se recoge la forma de este factor de corrección.

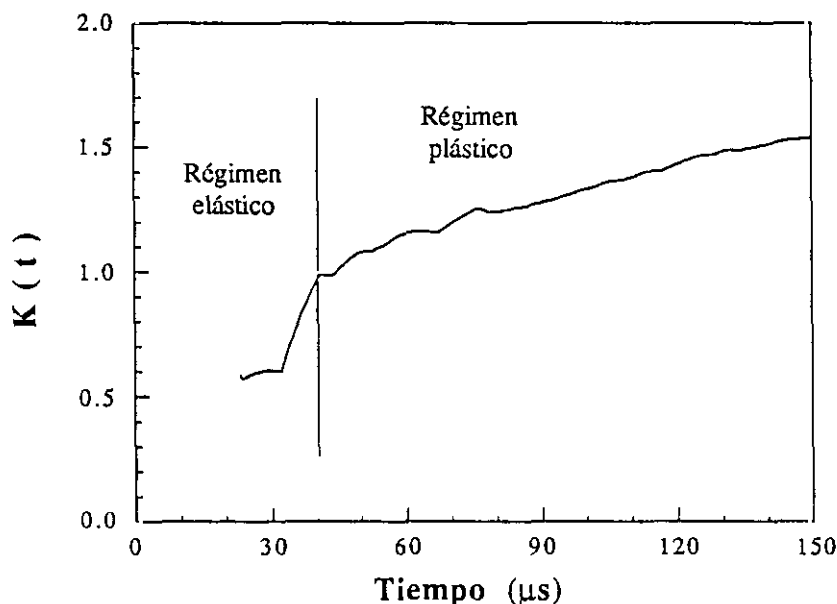


Figura 3.36 Factor de corrección para la deformación.

Los resultados presentados hasta el momento, incluyendo el valor de la longitud efectiva de la probeta para el régimen de deformación plástica, corresponden a un caso particular: el material Al 7017 T73 y la geometría de la figura 3.1. Cabe pensar que, cambios en la geometría de la probeta o en las propiedades del material ensayado, conduzcan a valores diferentes de la longitud efectiva. Sería, entonces, conveniente estimar la influencia que estos cambios pueden tener en los valores de este parámetro. Se trata, por tanto, de determinar la longitud efectiva de la probeta en el régimen de deformación plástica, en

diferentes situaciones, en las que se variarán algunas características geométricas de la probeta y algunas propiedades del material ensayado.

Para llevar a cabo este estudio, se realizarán varios análisis numéricos estáticos por el método de los elementos finitos. Los resultados se considerarán representativos también en condiciones dinámicas, con base en las siguientes hipótesis:

- En los ensayos dinámicos, la probeta alcanza una situación de equilibrio cuasiestático dentro del régimen de deformación elástica.
- Una vez alcanzado el equilibrio cuasiestático, los campos deformacionales en los ensayos estáticos y dinámicos son semejantes.

En primer lugar, se ha estudiado la variación de la longitud efectiva con la geometría de la probeta, concretamente, con la longitud del fuste, L_0 , y con el radio de curvatura de la zona de transición entre el fuste y las roscas, R . El diámetro del fuste, d , se ha mantenido en 6 mm para todos los casos analizados, que han sido un total de nueve, resultantes de la combinación de tres valores para L_0/d (1, 2.167 y 4) y otros tres para R/d (1/6, 1/3 y 1/2). Los resultados obtenidos en los análisis numéricos se resumen en las figuras 3.37 y 3.38. Como puede apreciarse, mientras que al aumentar la relación L_0/d del fuste de la probeta, la longitud efectiva se acerca a la longitud inicial L_0 , variaciones en el radio de curvatura de la zona de transición apenas tienen influencia en la distribución de la deformación en el interior de la probeta, al menos en el rango de valores analizados. Aunque estos resultados indican que cuanto mayor sea la longitud inicial del fuste, mayor será el porcentaje de éste que se deforme de manera uniforme, una probeta excesivamente larga podría no alcanzar el equilibrio cuasiestático dentro del régimen de deformación elástica.

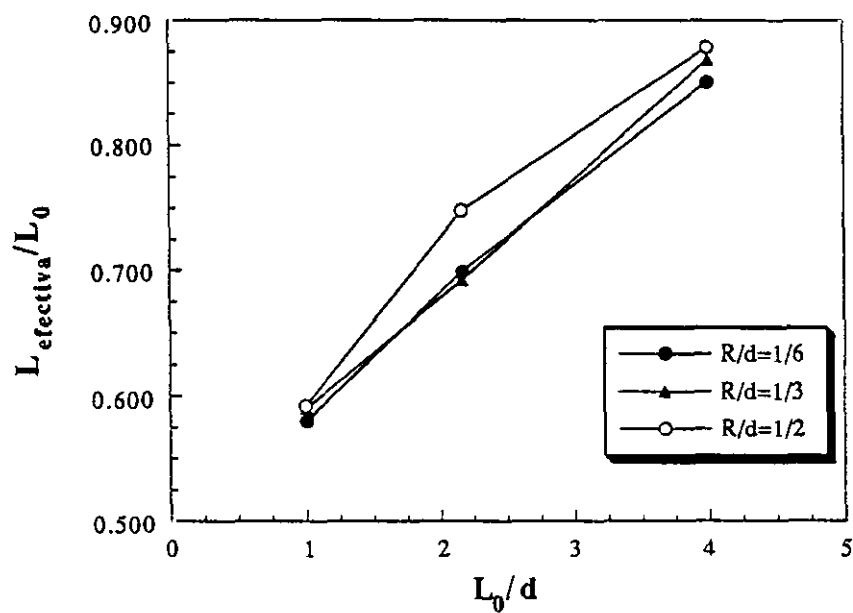


Figura 3.37 Variación de la longitud efectiva con la relación L_0/d .

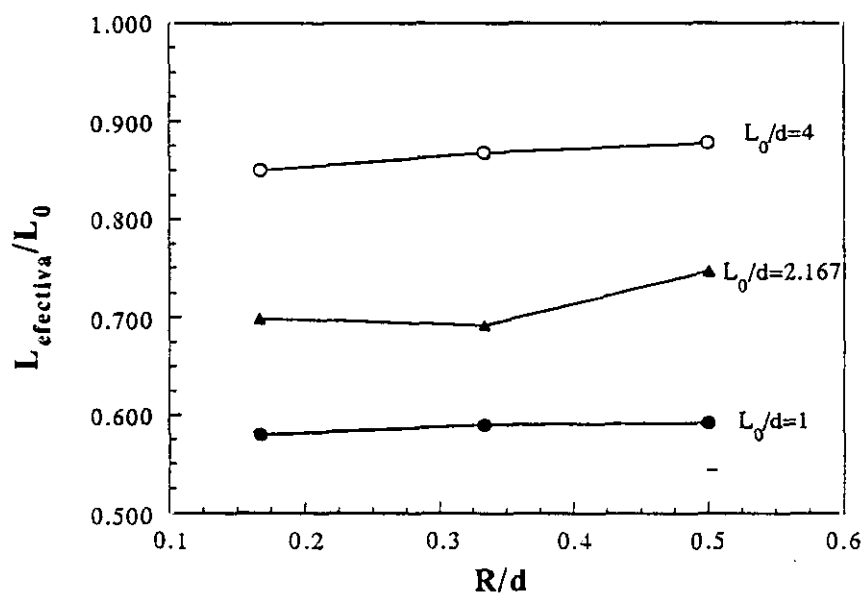


Figura 3.38 Variación de la longitud efectiva con la relación R/d .

En cuanto a las propiedades mecánicas del material ensayado, partiendo de las propiedades utilizadas para el Al 7017 T73, se ha estudiado la influencia del módulo de elasticidad (35, 50 y 71 GPa), la del límite elástico (250, 500 y 650 MPa) y la de la pendiente de endurecimiento (0.62, 2.22 y 3.33 GPa). Los resultados de estos análisis se recogen en las figuras 3.39, 3.40 y 3.41, y muestran un descenso en la longitud efectiva a medida que aumenta el módulo de elasticidad y el límite elástico. La influencia de la pendiente de endurecimiento tiene una tendencia inversa, es decir, a mayor capacidad de endurecimiento del material, mayor es la longitud efectiva.

Para explicar estas variaciones, debe recordarse que durante el flujo plástico del material, pueden distinguirse tres zonas en la probeta: la zona central del fuste, con deformación plástica uniforme y longitud L_u ; el resto del fuste (L_0-L_u), donde la deformación plástica decrece con la distancia al centro de la probeta; y, por último, los acuerdos con las roscas, que se deforman elásticamente en su mayor parte.

La existencia de la zona de transición entre la zona central del fuste (deformación plástica máxima) y los acuerdos con las roscas (deformación elástica), es una consecuencia de la necesaria continuidad de los desplazamientos, y surgirá en todos los casos, si bien, su extensión cambiará con las características geométricas y las propiedades del material.

Si el módulo de elasticidad del material aumenta, la deformación elástica de los acuerdos será menor, y mayor la zona de transición hasta la máxima deformación plástica (L_0-L_u). Puesto que L_0 es constante, L_u disminuye, y también lo hará la longitud efectiva L_e (Fig. 3.39).

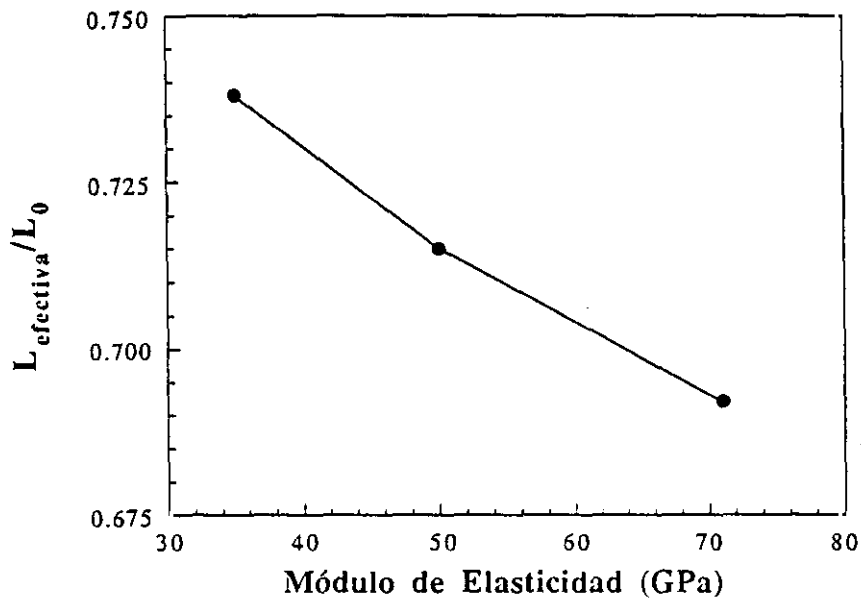


Figura 3.39 Variación de la longitud efectiva con el módulo de elasticidad.

Cuando lo que aumenta es el límite elástico, el tamaño de la zona de deformación elástica será mayor, ejerciendo una mayor influencia sobre el fuste, que se deformará en menor medida de modo uniforme. Las longitudes L_u y L_e disminuyen (figura 3.40).

En el caso de que el endurecimiento del material aumente, el proceso comienza de un modo similar, pero la zona de deformación uniforme L_u tiende a extenderse porque será más sencillo deformar el material menos endurecido (figura 3.41).

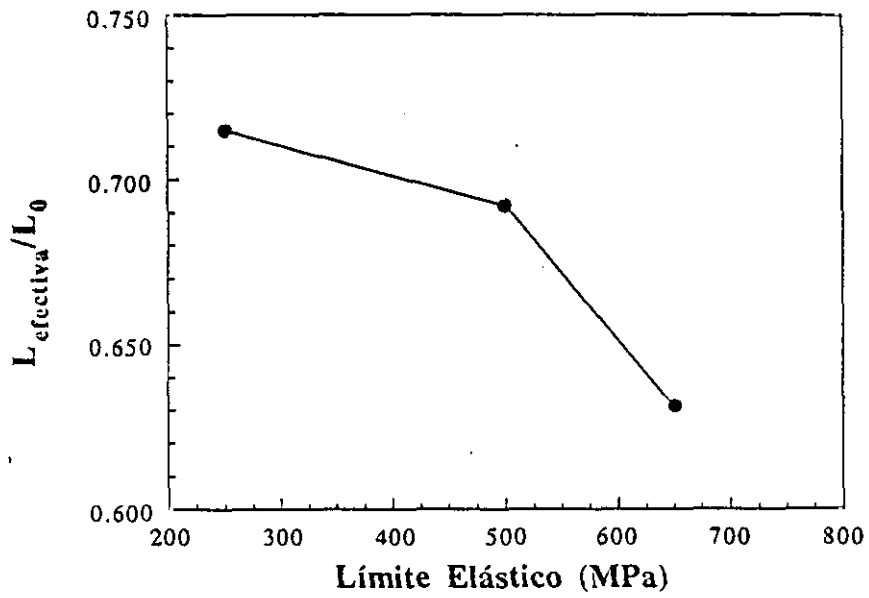


Figura 3.40 Variación de la longitud efectiva con el límite elástico.

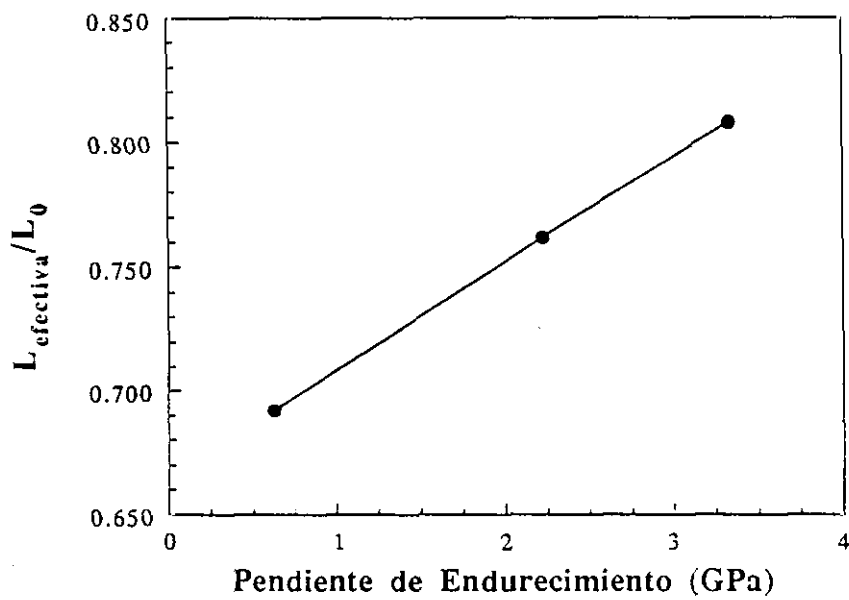


Figura 3.41 Variación de la longitud efectiva con la pendiente de endurecimiento.

Evidentemente para establecer conclusiones definitivas sería necesario desarrollar un mayor número de análisis, pero con los aquí realizados puede estimarse, al menos cualitativamente, la forma que la distribución de la deformación, representada por la longitud efectiva, puede tener en función de las propiedades del material.

3.3 DISCUSION DE RESULTADOS.

Las observaciones experimentales, junto con la simulación numérica de los ensayos de tracción dinámica en la Barra Hopkinson, han permitido profundizar en la situación real en la que se encuentran las probetas en este tipo de ensayos y, por tanto, acerca de la validez de las hipótesis empleadas. No hay que olvidar que los resultados son específicos de los casos concretos estudiados en esta tesis doctoral y que, como se ha demostrado, cambios en la geometría, material o condiciones de carga, darán lugar a resultados diferentes, aunque las tendencias aquí observadas puedan extrapolarse a situaciones semejantes. A continuación se resumen los aspectos más relevantes y se discuten los resultados obtenidos:

- 1) La probeta de tracción empleada alcanza el equilibrio cuasiestático mucho antes de que el material entre en la zona de deformación plástica. De este modo, los valores del límite elástico obtenidos en este tipo de ensayos son totalmente representativos del comportamiento del material. Esta conclusión es especialmente relevante porque el límite elástico es una de las propiedades de los materiales que en mayor grado se ve afectada por la velocidad de deformación.
- 2) La hipótesis de deformación uniforme no se confirma con los resultados experimentales y numéricos obtenidos y merece un estudio más detallado. Se han diferenciado dos etapas en

la deformación de la probeta: en el proceso de deformación elástica, no sólo se deforma el fuste de la probeta, sino que también lo hacen zonas adyacentes a la unión roscada con las barras; como consecuencia se sobrevalora la deformación y los valores del módulo de elasticidad resultantes son inferiores a los reales; durante la etapa de deformación plástica la zona central del fuste se deforma en mayor grado que el resto y la deformación promedio que resulta del cálculo habitual es inferior a la deformación que verdaderamente experimenta el material. Para soslayar este último problema, se ha definido una longitud efectiva de la probeta, de forma que la deformación promedio obtenida a través de ella coincida con la deformación de la zona central. Además, se ha estudiado la influencia que la geometría y las propiedades del material tienen en la distribución de la deformación en el interior de la probeta.

Para corregir globalmente todo el proceso de deformación de la probeta se ha determinado un factor, definido como el cociente entre la deformación real y la deformación media del fuste, que se obtiene del ensayo. Una vez hallado este factor de corrección, por medio de métodos de simulación numérica, puede utilizarse para obtener la deformación real en todo instante, a partir del desplazamiento relativo de las barras.

CAPITULO 4: ENSAYOS DINAMICOS DE TRACCION INDIRECTA.

4.1 PLANTEAMIENTO.

Los materiales cerámicos, por su elevada resistencia a la compresión, a la corrosión y a la alta temperatura, se emplean en la actualidad en numerosos campos de la industria, como por ejemplo, en la fabricación de componentes de motores o en el diseño de blindajes, donde sus propiedades erosivas los hacen especialmente indicados. Sus principales inconvenientes son la baja tenacidad y resistencia a tracción, aproximadamente un orden de magnitud menor que la de compresión.

En los materiales cerámicos, por su fragilidad, resulta muy difícil y costoso mecanizar probetas de tracción como las empleadas en el capítulo 3, por lo que, hay que diseñar un método alternativo para determinar sus propiedades en condiciones dinámicas.

Con este objeto, se han utilizado la geometría y principios de un ensayo cuasiestático de tracción indirecta, propuesto por Fernando Carneiro [83] como un método de medida de la resistencia a tracción del hormigón -un material con problemas de fragilidad semejantes a los de los materiales cerámicos-. En este ensayo, también conocido como ensayo brasileño, una probeta cilíndrica se sitúa entre las placas de una máquina de ensayos, con su eje perpendicular a la dirección de aplicación de la carga, que se aumenta continuamente hasta que se produce la rotura en algún punto del diámetro vertical.

La normativa del ensayo de tracción indirecta está recogida en el documento ASTM C 496-71 [84]. Entre otros aspectos, la velocidad de carga se limita al rango de (0.12-0.23 MPa/s), que puede catalogarse como cuasiestático. En algunos trabajos recientes como el de Allen Ross et al. [85], en hormigón o Nojima et al.[86], en materiales cerámicos, se ha extendido este ensayo para velocidades de carga mucho mayores, suponiendo que las condiciones son totalmente semejantes a las del caso cuasiestático, hipótesis de trabajo que, sin embargo, no está comprobada por ningún estudio numérico o experimental.

El objetivo de este capítulo es evaluar la validez de los ensayos dinámicos de tracción indirecta realizados en una Barra Hopkinson. Para ello, se emplearán técnicas de simulación numérica por el método de los elementos finitos, para comprobar si los resultados obtenidos de la resistencia a tracción son representativos del material o están afectados por la propagación de ondas en la probeta. También se realizará un estudio experimental, especialmente centrado en técnicas de fotografía ultrarrápida, que permita determinar la forma y lugar de la rotura.

4.2 EXPERIMENTACION.

4.2.1 Técnica experimental y análisis de resultados.

El sistema de ensayo es similar al utilizado para los ensayos de compresión, pero colocando la probeta entre las barras como se indica en la figura 4.1.

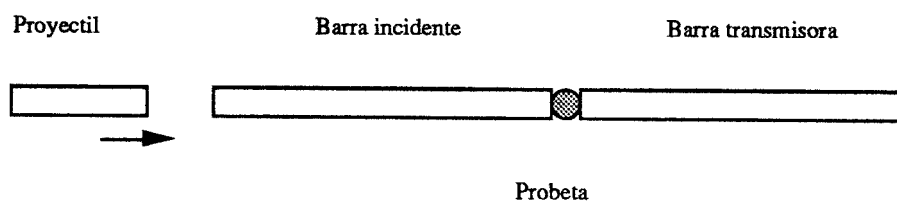
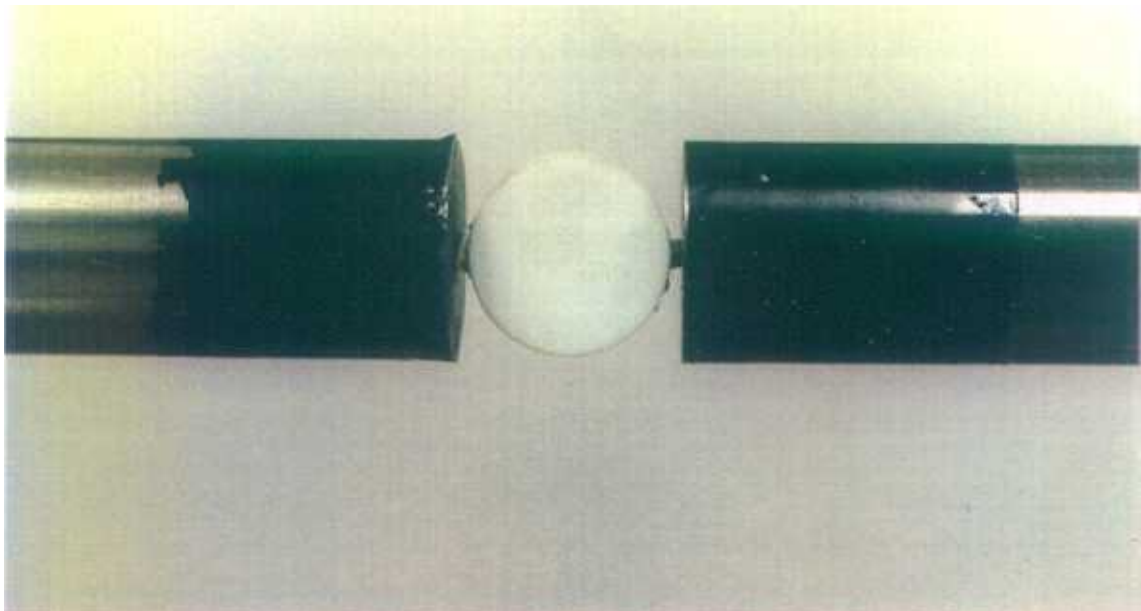


Figura 4.1 Ensayo brasileño en Barra Hopkinson.

Cuando se aplica una fuerza sobre la generatriz de un cilindro [87], un elemento de material situado en el diámetro vertical está sometido a una tensión de compresión vertical, σ_c , de valor

$$\sigma_c = \frac{2 P}{\pi L D} \left(\frac{D^2}{r (D - r)} - 1 \right) \quad (4.1)$$

y a una tensión de tracción horizontal, σ_t , constante a lo largo de todo el diámetro y de valor

$$\sigma_t = \frac{2 P}{\pi L D} \quad (4.2)$$

donde P es la carga de compresión aplicada, L la altura del cilindro, D su diámetro y r la distancia del elemento al punto de aplicación de la carga (figura 4.2).

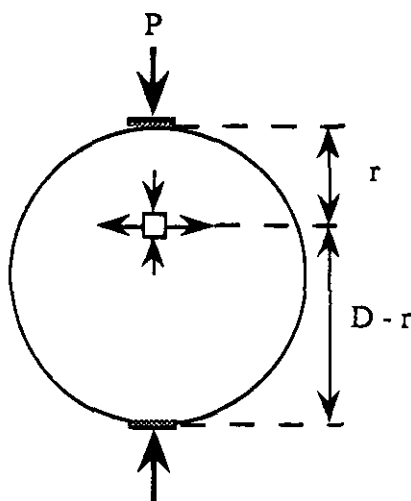


Figura 4.2 Tensiones en una probeta de un ensayo brasileño.

Este ensayo permite, por tanto, obtener un valor de la resistencia a tracción, σ_t , en función de la fuerza máxima registrada P_{max} y de la geometría de la probeta. En el ensayo

dinámico se obtiene la fuerza aplicada a la probeta cilíndrica a través de las medidas de deformación en las barras, de un modo similar a los casos de compresión y tracción.

4.2.2 Resultados de los ensayos: Materiales cerámicos.

En este apartado se realizaron ensayos de tracción indirecta o brasileños en dos tipos diferentes de materiales cerámicos: carburo de silicio nitrurado de 2.7 g/cm^3 de densidad -un material refractario empleado en la fabricación de hornos de alta temperatura- y alúmina prensada (96% de pureza) de 3.7 g/cm^3 de densidad -utilizada como blindaje en aplicaciones balísticas-.

Las probetas cilíndricas ensayadas tienen las siguientes dimensiones:

- Carburo de silicio nitrurado : altura 10 mm, diámetro 20 mm.
- Alúmina prensada: altura 4.5 mm, diámetro 18.7 mm.

Con estos materiales se realizó una serie de ensayos en la Barra Hopkinson, en los que el proyectil se lanzó contra la barra incidente a aproximadamente una velocidad de 13 m/s. En las próximas figuras (4.3 a 4.8) se muestran los resultados de dos ensayos correspondientes a los dos tipos de material. Posteriormente en la tabla 4.1 se recogen todos los resultados obtenidos.

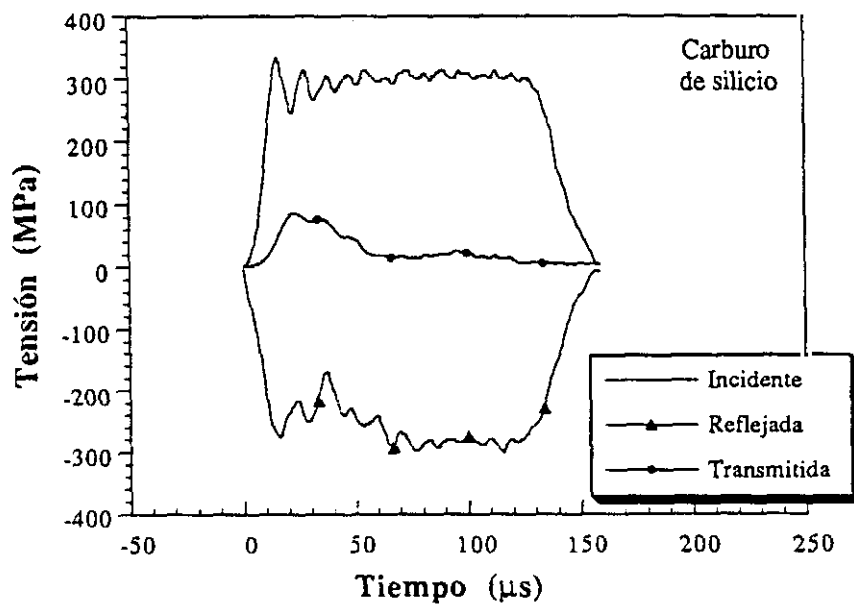


Figura 4.3 Ondas incidente, reflejada y transmitida.

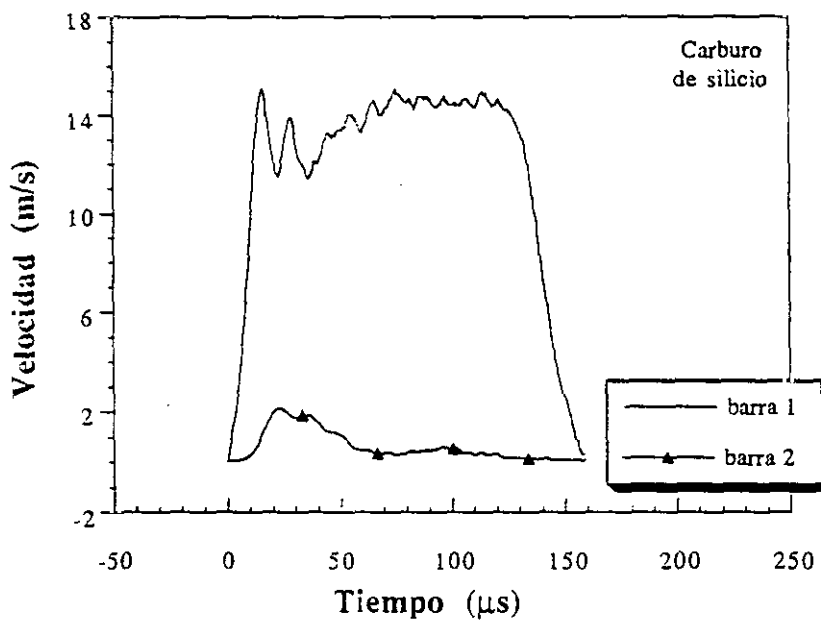


Figura 4.4. Velocidades en los extremos de ambas barras.

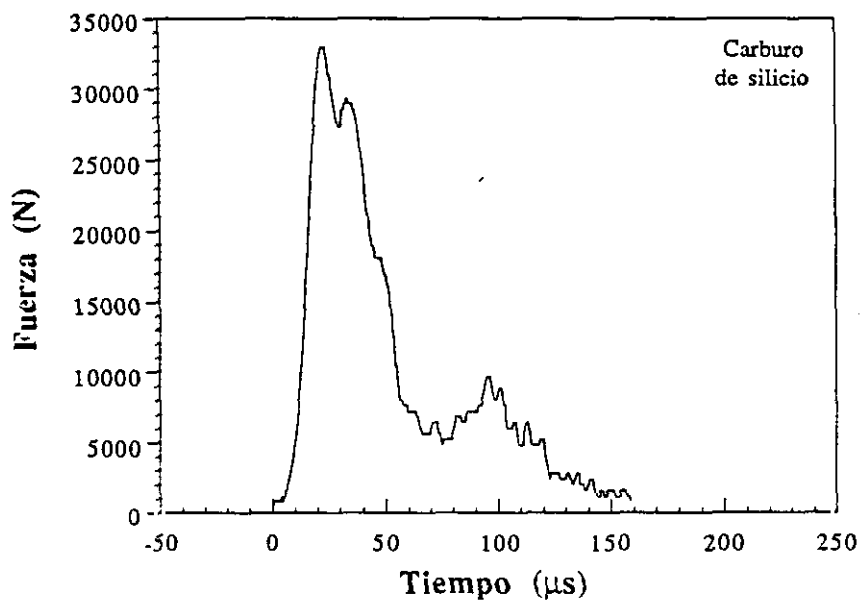


Figura 4.5 Fuerza aplicada durante el ensayo.

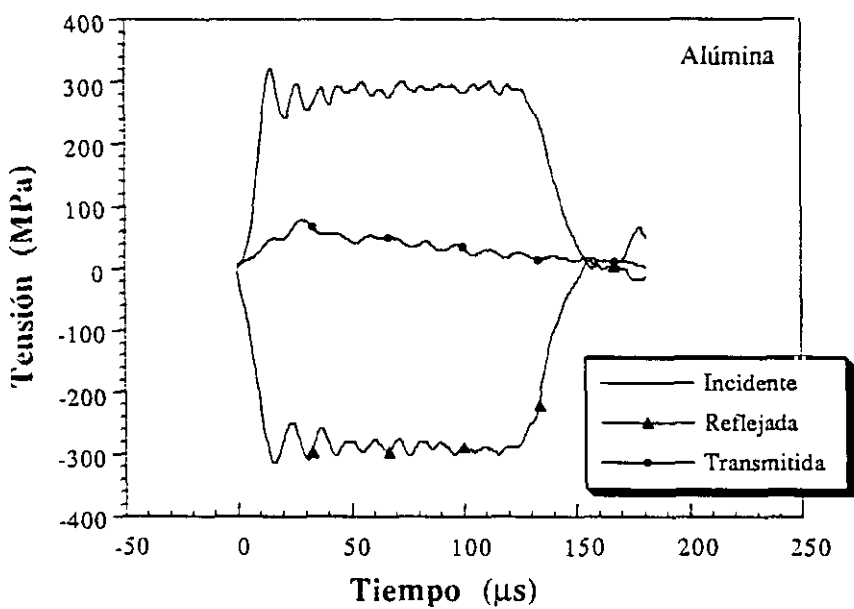


Figura 4.6 Ondas incidente, reflejada y transmitida.

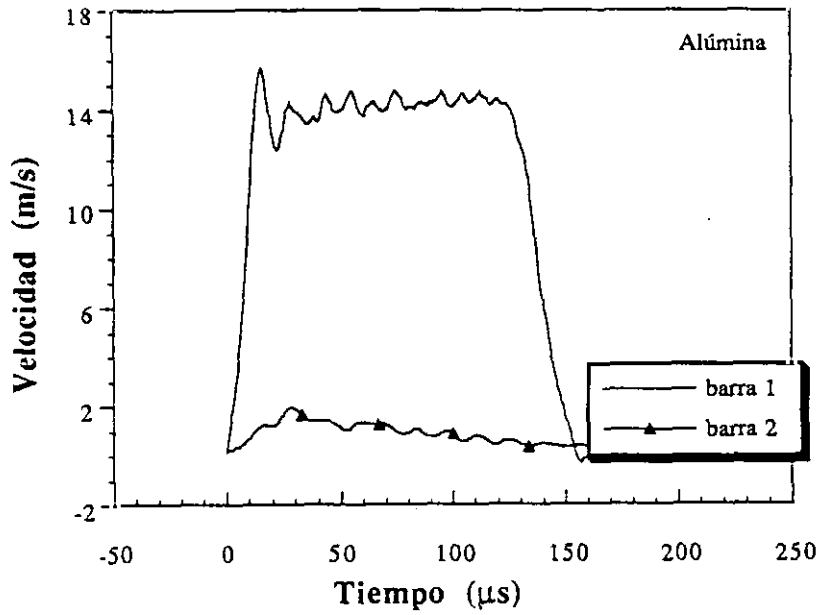


Figura 4.7 Velocidades en los extremos de ambas barras.

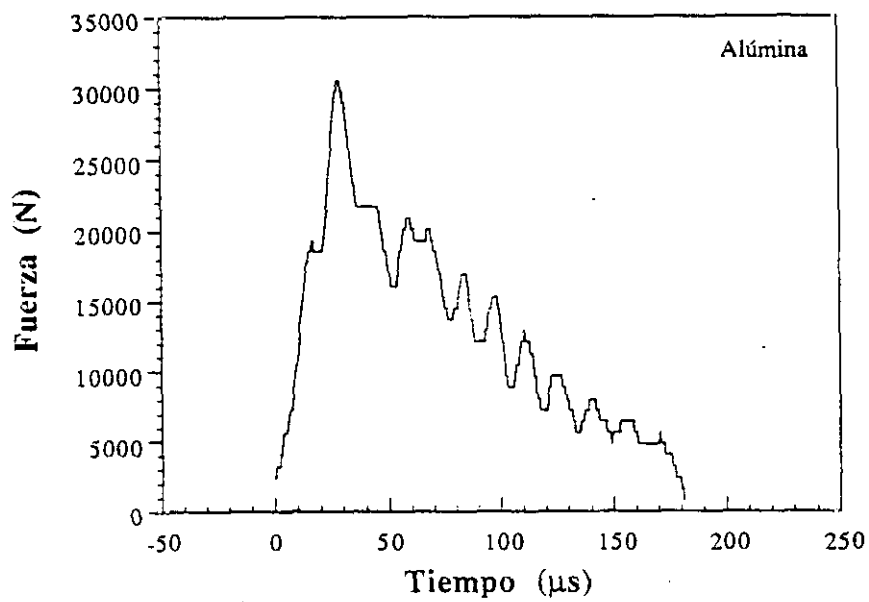


Figura 4.8 Fuerza aplicada durante el ensayo.

Las características de los materiales cerámicos hacen que una propiedad como la resistencia a tracción tenga una dispersión intrínseca, como consecuencia de que, factores tan diversos como la porosidad o los pequeños defectos superficiales, la afectan de un modo crítico. Por esta razón se muestran los resultados de los ensayos de tracción indirecta y se han calculado unos valores promedio, junto con una estimación de la dispersión observada.

A continuación, en la tabla 4.1, se presentan los resultados obtenidos en los ensayos.

<u>Material</u>	<u>Resistencia a tracción (MPa)</u>		
	<u>0.1 MPa/s</u>	<u>100 MPa/s</u>	<u>10⁶ MPa/s</u>
Carburo de silicio	75.7		104.7
	55.6		105.2
			84.7
			66.7
			78.5
		101.4	
Alúmina	261	235	231.6
	290	159	243.6
	239	266	165
	199.7	174.6	176.2
	258.2	189.2	149.1

<u>Material</u>	<u>Resistencia a tracción (MPa)</u>	<u>Velocidad de carga (MPa/s)</u>
SiC	70 ± 10	Estático (0.1)
	90 ± 20	Dinámico (10 ⁶)
Alúmina	250 ± 30	Estático (0.1)
	200 ± 40	Estático (100)
	190 ± 40	Dinámico (10 ⁶)

Tabla 4.1 Valores obtenidos en los ensayos brasileños.

Los resultados obtenidos a diferentes velocidades de carga parecen mostrar una cierta tendencia al aumento de la resistencia a tracción con la velocidad de carga en el caso del SiC y la contraria para la alúmina. En cualquier caso, teniendo en cuenta que las diferencias entre los resultados obtenidos para las distintas velocidades no son excesivamente altas y que la dispersión presente es elevada, no pueden extraerse conclusiones definitivas.

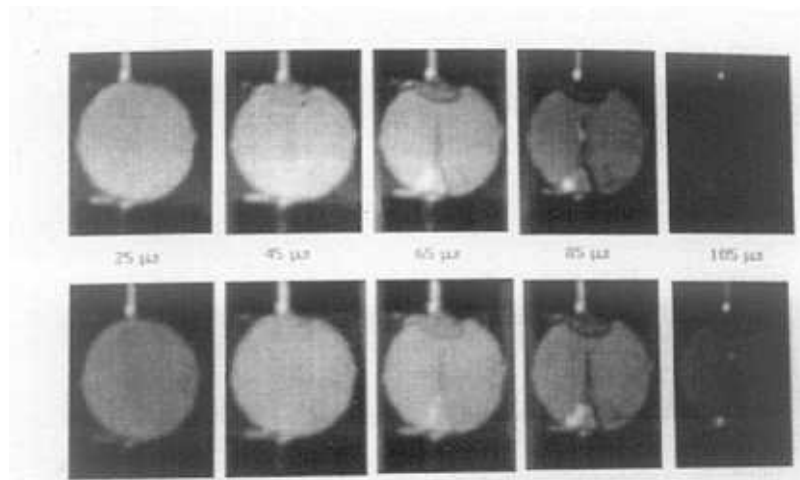
4.2.3 Resultados de fotografía ultrarrápida.

Aunque las técnicas de fotografía ultrarrápida están limitadas para proporcionar buenos resultados cuantitativos, su empleo como medio de obtener información cualitativa sobre el comportamiento de una probeta en un ensayo dinámico puede resultar muy útil e incluso imprescindible. Este es el caso de los ensayos de tracción indirecta, en los que se puede observar el proceso de rotura y así identificar la forma y lugar en que se produce.

Una de las bases en las que se fundamenta el ensayo de tracción indirecta es la localización de la rotura en el diámetro coincidente con la dirección de aplicación de la carga. Cuando esto es cierto, la resistencia a tracción del material puede relacionarse con la fuerza máxima registrada para producir la rotura a través de la ecuación 4.2. Pero si la rotura se produce fuera de este diámetro, la relación entre tensión y fuerza aplicada será diferente de la que se expresa en la citada ecuación.

En las próximas páginas se recogen las imágenes registradas durante diferentes ensayos dinámicos de tracción indirecta. Además de las imágenes originales se muestra también la representación en pseudocolores, porque puede ser útil en algunas ocasiones para localizar la grieta producida. El intervalo temporal entre imágenes, dentro de una misma fotografía, corresponde a 10 μ s.

Las figuras 4.9 a 4.12, recogen ensayos realizados en carburo de silicio nitrurado, con una velocidad de carga del orden de 10^6 MPa /s, aproximadamente siete órdenes de magnitud superior a la que marca la norma.



Ensayo dinámico de tracción indirecta

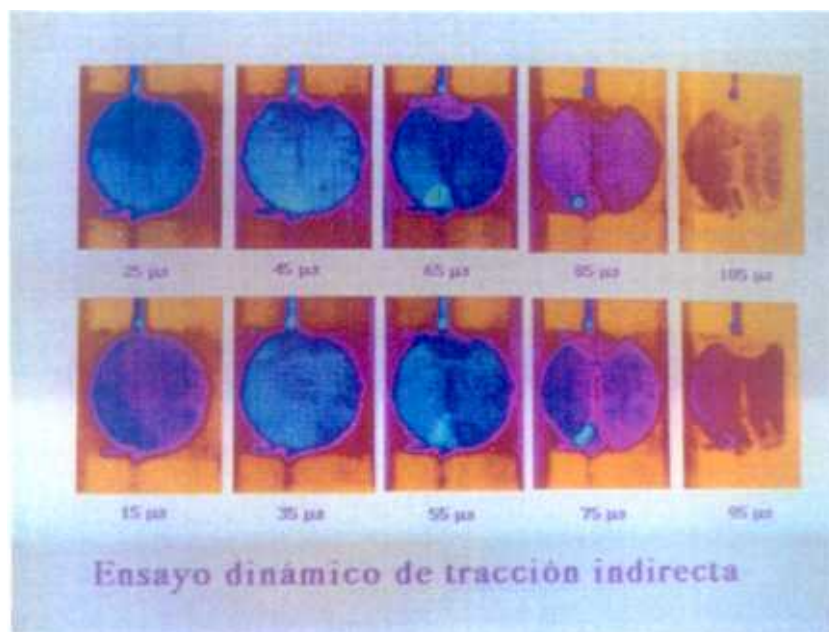


Figura 4.9 Imágenes registradas a alta velocidad durante un ensayo de tracción indirecta en carburo de silicio

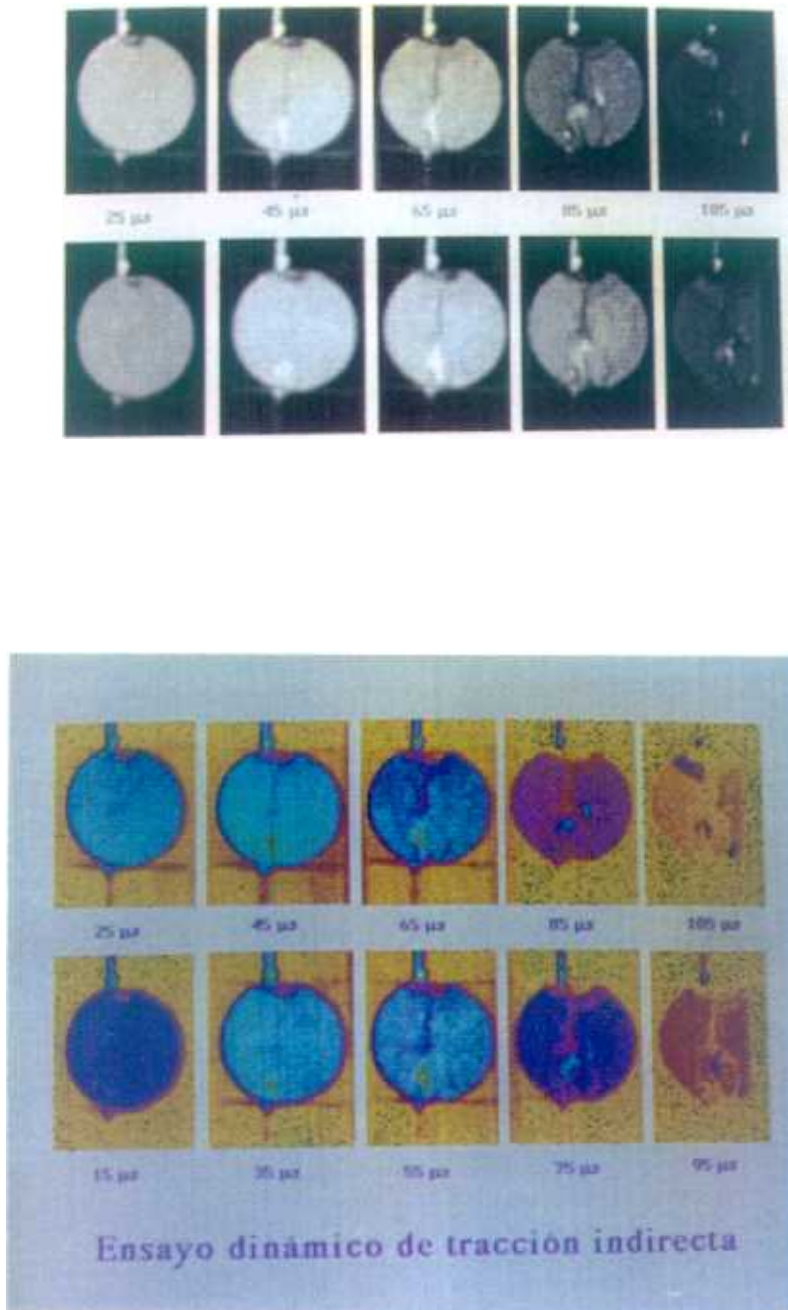
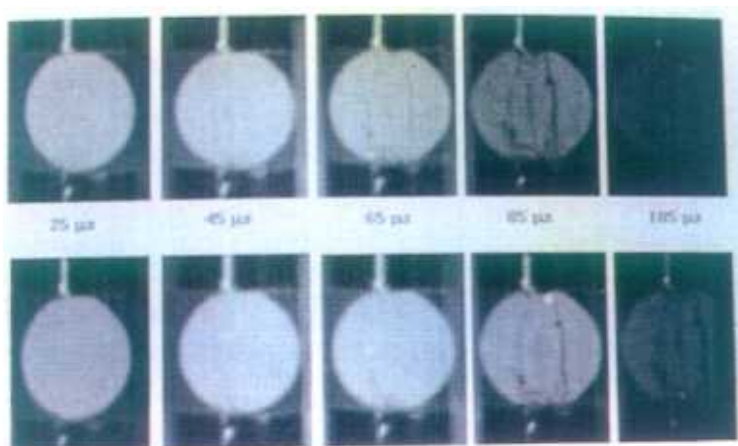
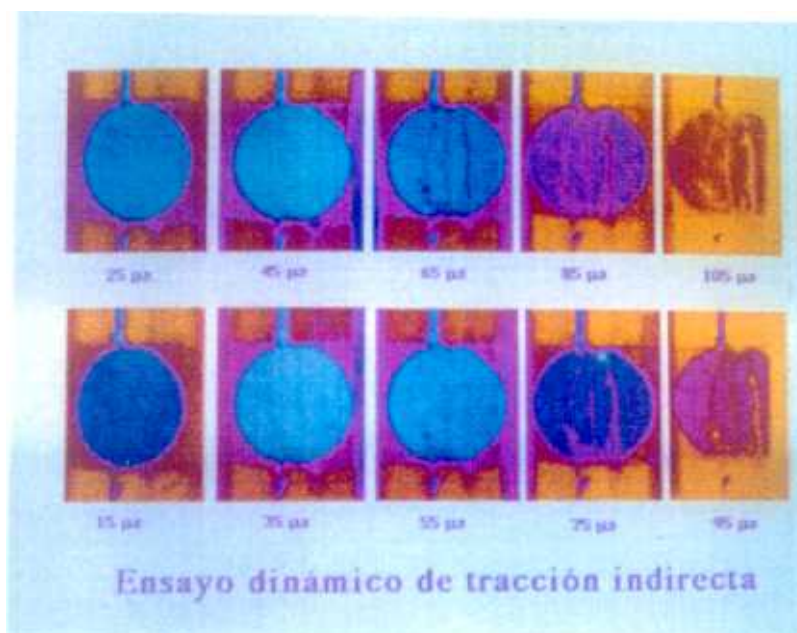


Figura 4.10 Imágenes registradas a alta velocidad durante un ensayo de tracción indirecta en carburo de silicio.



Ensayo dinámico de tracción indirecta



Ensayo dinámico de tracción indirecta

Figura 4.11 Imágenes registradas a alta velocidad durante un ensayo de tracción indirecta en carburo de silicio.



Figura 4.12 Imágenes registradas a alta velocidad durante un ensayo de tracción indirecta en carburo de silicio. Intervalo temporal 10 μs

En las figuras 4.9 y 4.10 aparecen dos ensayos en los que se ha obtenido una resistencia a tracción de 104.7 y 105.2 MPa, respectivamente. La rotura se ha producido entre los 35 y 45 μ s, algo que puede confirmarse con el registro de fuerza frente a tiempo resultante del ensayo. Asimismo, la rotura se localiza en el diámetro central coincidente con la aplicación de la carga, como se exige en las hipótesis de partida. Por tanto puede decirse que, durante estos ensayos, se han verificado las condiciones necesarias para que los resultados sean representativos del comportamiento del material.

No obstante, puede observarse una pequeña discrepancia con las condiciones iniciales, especialmente en el ensayo de la figura 4.10. Si se fija la atención en la zona de la probeta cercana al punto de aplicación de la carga, se aprecia la existencia de una zona rota por compresión mucho antes de que se produzca la rotura final por tracción en el diámetro vertical.

En la figura 4.11 la situación es muy diferente, porque la rotura se produce simultáneamente en el diámetro vertical y en dos cuerdas paralelas de la probeta, invalidando los resultados de resistencia a tracción deducidos del valor máximo de la fuerza (84.7 MPa).

La figura 4.12 recoge un caso de rotura muy particular. A pesar de que la imagen está claramente desenfocada, puede observarse como la rotura se produce en un punto concreto de la probeta, alejado del diámetro vertical y posiblemente asociado a un defecto del material. Evidentemente los resultados que este ensayo proporcione no deben tomarse en consideración, salvo que la presencia de defectos superficiales sea una propiedad del material que se pretende caracterizar.

En las figura 4.13 se recogen las imágenes tomadas en un ensayo de tracción

indirecta con probetas de alúmina, en el que la rotura no se produce en el diámetro central. La resistencia a tracción medida en este ensayo fue de 149.1 MPa.

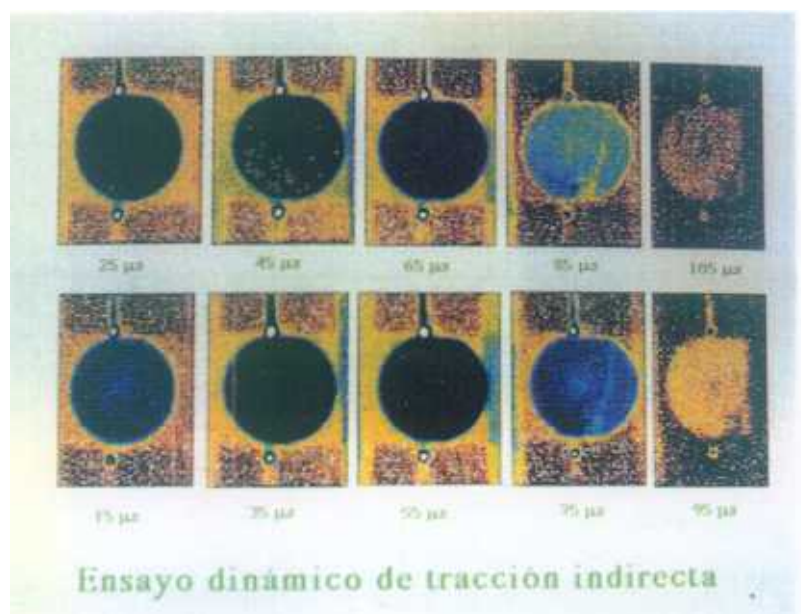


Figura 4.13 Imágenes registradas a alta velocidad durante un ensayo de tracción indirecta en alúmina.

4.3 ANALISIS Y SIMULACION NUMERICA.

4.3.1 Simulación numérica de los ensayos.

En la etapa de experimentación en este tipo de ensayos se obtuvieron resultados para dos tipos diferentes de materiales cerámicos: carburo de silicio nitrurado y alúmina. El proceso de simulación numérica, sin embargo, se ha limitado al caso de las probetas de carburo de silicio.

Para la simulación numérica de los ensayos dinámicos de tracción indirecta se ha empleado el programa ABAQUS [72], que ya se ha descrito en el capítulo anterior. La geometría cilíndrica permite, también en este caso, aprovechar la simetría y analizar la mitad de la probeta, como puede apreciarse en la figura 4.14. En esta ocasión se han empleado 1261 nudos y 400 cuadriláteros de 8 nudos cada uno. Con estos elementos se ha realizado un análisis en tensión plana.

Se ha supuesto que el material se comporta de un modo completamente elástico, con módulo de elasticidad 200 GPa, coeficiente de Poisson 0.33 y densidad 2690 kg/m³. Como condición de carga se ha impuesto una curva trapezoidal de velocidad en un extremo de la probeta, con valor máximo de 13 m/s y con una rampa de subida inicial de 20 μ s y una duración total de 50 μ s. Estos valores corresponden a los obtenidos en un ensayo en el que el proyectil impactó contra la barra incidente a aproximadamente 13 m/s.

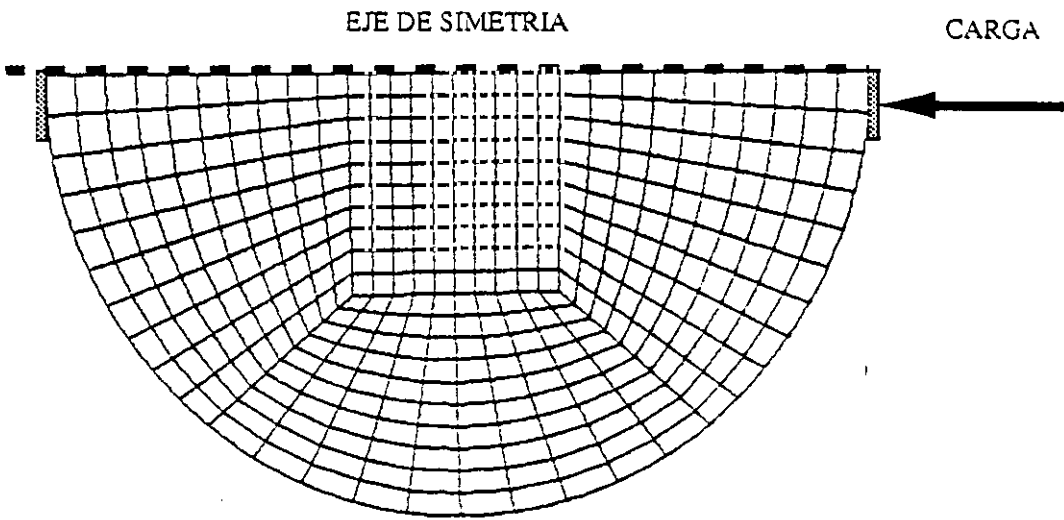


Figura 4.14 Discretización de una probeta de tracción indirecta.

4.3.2 Validación de la simulación numérica.

En la figura 4.15 se comparan valores experimentales y numéricos de la fuerza transmitida a través de la probeta y puede concluirse que, durante la etapa inicial, la suposición de un comportamiento puramente elástico hasta rotura no está muy alejado de la realidad.

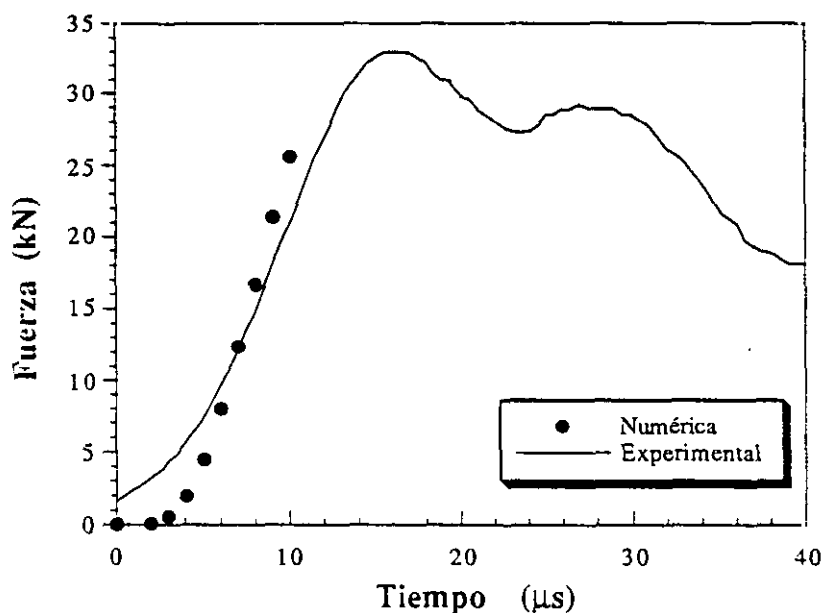


Figura 4.15 Comparación entre resultados numéricos y experimentales.

4.3.3 Resultados de la simulación numérica.

La simulación numérica de los ensayos brasileños persigue un objetivo más modesto que el análisis de los ensayos de tracción directa pues, en esta ocasión, se pretende únicamente determinar el tiempo necesario para alcanzar el equilibrio cuasiestático dentro de la probeta. Esta condición es un requisito imprescindible para aplicar la ecuación 4.2 que relaciona resistencia a tracción y fuerza máxima aplicada a la probeta, y que implícitamente supone que la carga se aplica en ambos extremos de la misma.

Con objeto de establecer el instante concreto en el que el estado tensional en un ensayo dinámico es semejante al correspondiente a un ensayo a baja velocidad de carga, se presentan a continuación las distribuciones de tensión axial en el interior de la probeta para distintos instantes de un ensayo dinámico.

En las figuras 4.16 y 4.17 puede apreciarse el estado tensional en el interior de la probeta, para 2, 4, 6 y 8 μs , después de haber aplicado la carga (En todas las figuras que se presentan la carga se aplica en el extremo derecho). A los 2 μs , la onda de tensión no ha alcanzado todavía el extremo más alejado que, por tanto, se encuentra descargado. En esta situación no tiene sentido hablar de fuerza aplicada a la probeta. En tiempos posteriores, 4 y 6 μs después de la aplicación de la carga, la tensión va uniformizándose poco a poco, pero sin alcanzar todavía la situación de equilibrio. Finalmente, como se aprecia en la figura 4.17, 8 μs después de la aplicación de la carga, las ondas de tensión han tenido tiempo suficiente para uniformizar la situación y se ha alcanzado el equilibrio entre ambos extremos. El ensayo es, a partir de este momento, equivalente a los desarrollados a baja velocidad de carga y las tensiones de tracción producidas en la probeta pueden observarse en la figura 4.18. En este instante, la tensión de tracción en el diámetro vertical es aproximadamente 50

MPa, valor que también puede obtenerse aplicando la ecuación 4.2 y la fuerza registrada.

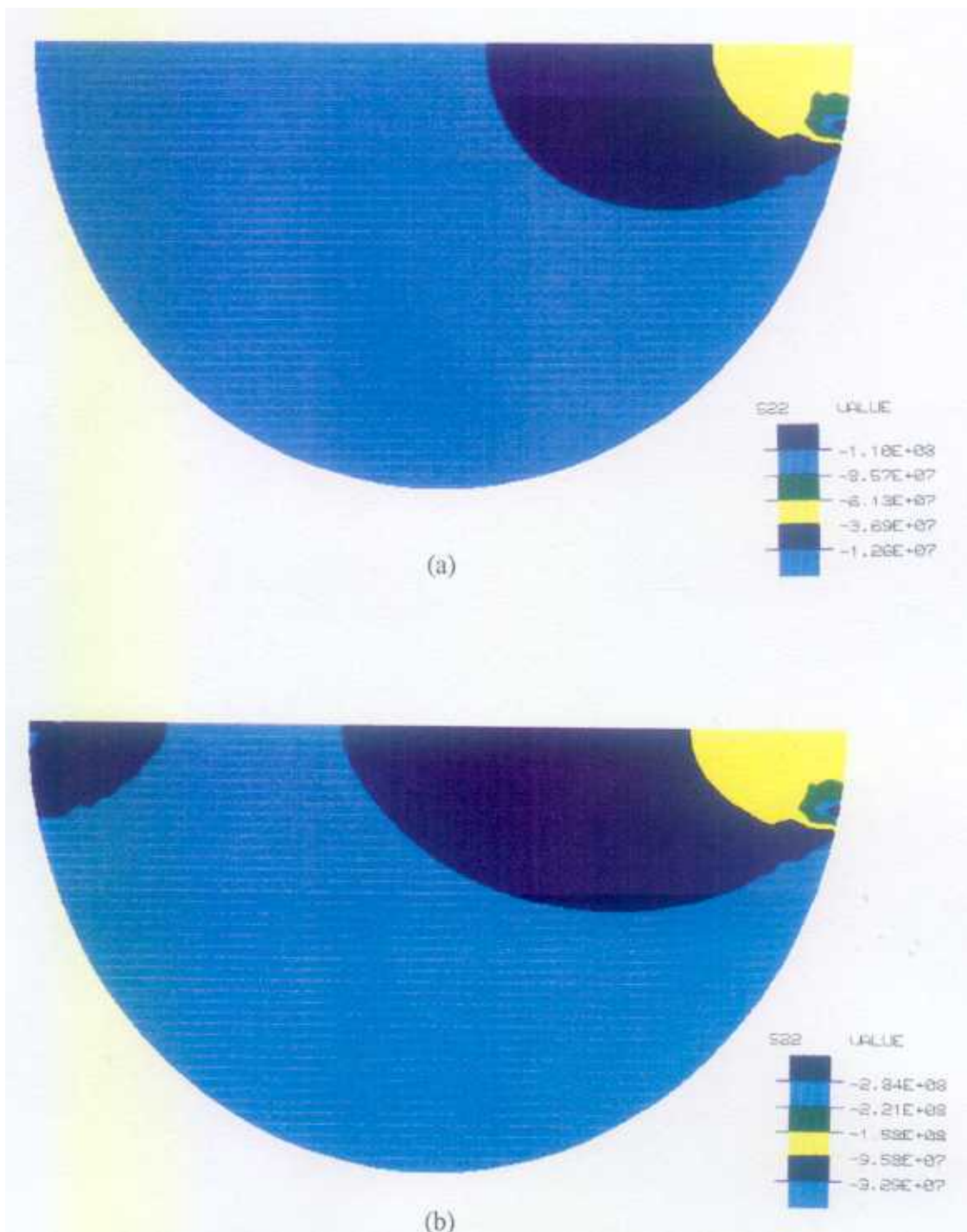


Figura 4.16 Distribución de tensiones en un ensayo dinámico de tracción indirecta transcurridos 2 μ s (a) y 4 μ s (b) desde la aplicación de la carga.

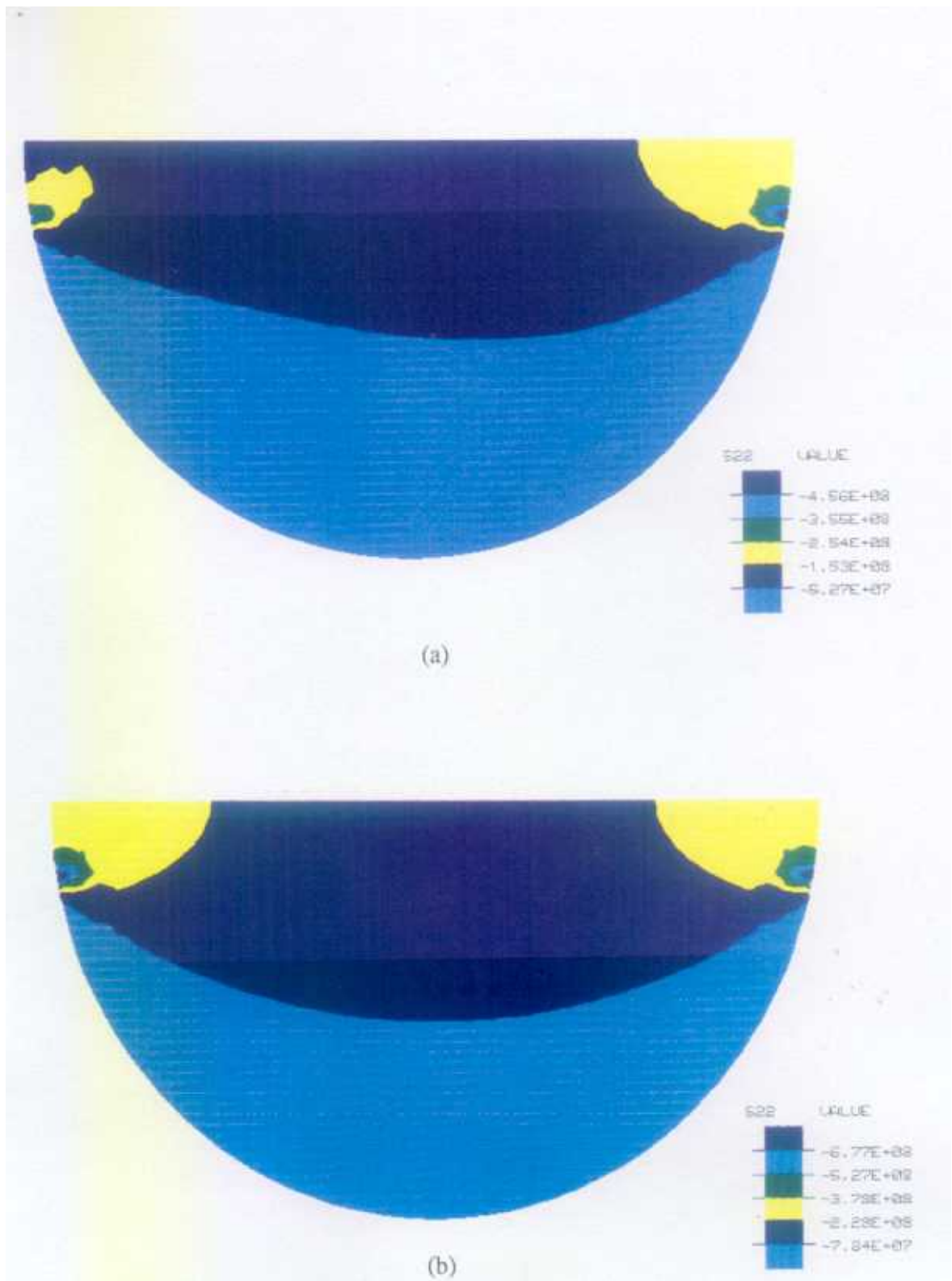


Figura 4.17 Distribución de tensiones en un ensayo dinámico de tracción indirecta transcurridos 6 μ s (a) y 8 μ s (b) desde la aplicación de la carga.



Figura 4.18 Tracciones en un ensayo dinámico de tracción indirecta.(8 μ s)

4.3 DISCUSION DE RESULTADOS.

Hasta ahora, aunque en contadas ocasiones, se habían utilizado los ensayos de tracción indirecta para determinar la resistencia a tracción dinámica de algunos materiales frágiles, sin comprobar si el método empleado seguía siendo válido cuando la velocidad de carga es varios órdenes de magnitud superior a la máxima permitida por la norma.

En esta tesis doctoral se han analizado los ensayos dinámicos de tracción indirecta, y los resultados obtenidos demuestran que pueden ser una alternativa a los tradicionales ensayos de tracción, en aquellos casos especiales en los que surjan dificultades prácticas en

la fabricación de probetas o en el sistema de aplicación de la carga, si se verifican las siguientes condiciones:

1) El equilibrio cuasiestático en el interior de la probeta debe alcanzarse antes de que se produzca la rotura en el diámetro vertical, pues de otro modo, la relación entre la fuerza aplicada y las tensiones de tracción será desconocida.

En las probetas analizadas de carburo de silicio nitrurado, la situación de equilibrio se alcanza en un ensayo dinámico transcurridos $8 \mu\text{s}$ desde la aplicación de la carga. Como la rotura no se produce hasta tiempos muy superiores, entre 30 y $40 \mu\text{s}$, son aplicables las mismas expresiones que en los ensayos estáticos, para obtener la resistencia a tracción en función de la fuerza máxima registrada en el ensayo. Evidentemente, el tiempo necesario para que la probeta alcance el equilibrio dependerá de su tamaño (en las probetas mayores las ondas de tensión tendrán que recorrer una mayor distancia).

2) La rotura del material debe localizarse en el diámetro central para que la expresión 4.2 pueda ser utilizada. A este respecto, la técnica de fotografía ultrarrápida proporciona una información sin la que sería prácticamente imposible determinar la validez de un ensayo dinámico de tracción indirecta. Por medio de ella, es posible observar la forma y lugar de la rotura y evaluar si se ha producido del modo esperado o si, por el contrario, se ha debido a otras causas.

En los ensayos realizados, se han encontrado situaciones muy diversas, que van desde roturas casi perfectas a casos en los que la rotura ha sido consecuencia de la presencia de defectos superficiales.

CAPITULO 5: ENSAYOS DINAMICOS DE TRACCION DIRECTA A TEMPERATURAS ELEVADAS.

5.1 PLANTEAMIENTO.

La temperatura y la velocidad de deformación son dos factores que pueden modificar el comportamiento de un material ante una sollicitación mecánica. En muchas aplicaciones se trabaja simultáneamente en condiciones de altas velocidades de deformación y temperaturas elevadas, por lo que sería de gran utilidad disponer de técnicas experimentales que pudieran reproducir esta circunstancia. Con esta intención, en este capítulo se analiza la metodología a seguir para determinar propiedades mecánicas de materiales a temperaturas elevadas. El sistema experimental se completa acoplado a la Barra Hopkinson un dispositivo que permita realizar ensayos de tracción directa, a distintas temperaturas, hasta los 300 °C.

La introducción de la temperatura en los ensayos de tracción en Barra Hopkinson modifica las condiciones habituales e incluso puede invalidar algunas de las hipótesis en las que este método de ensayo se fundamenta. Un cambio en la temperatura del material implica una variación de la impedancia mecánica y, por tanto, desde el punto de vista de la propagación de ondas elásticas, es equivalente a un cambio de material. En las próximas páginas se analizarán los resultados de una serie de ensayos dinámicos de tracción en el rango de 25 °C a 300 °C, y se comprobará si las variaciones de temperatura experimentadas por el sistema, hacen necesaria una modificación de la técnica del ensayo.

A lo largo de esta tesis doctoral se ha estudiado el comportamiento mecánico de la aleación de aluminio 7017 T73 en distintas condiciones de velocidad de deformación. En

este capítulo se completará el trabajo precedente con la incorporación de resultados a diferentes temperaturas.

5.2 EXPERIMENTACION.

5.2.1 Técnica experimental.

Los ensayos de tracción a temperaturas elevadas se realizaron acoplando un horno eléctrico de resistencia, especialmente desarrollado para esta tesis doctoral, al conjunto formado por las barras y la probeta como se indica en las figuras 5.1 y 5.2.

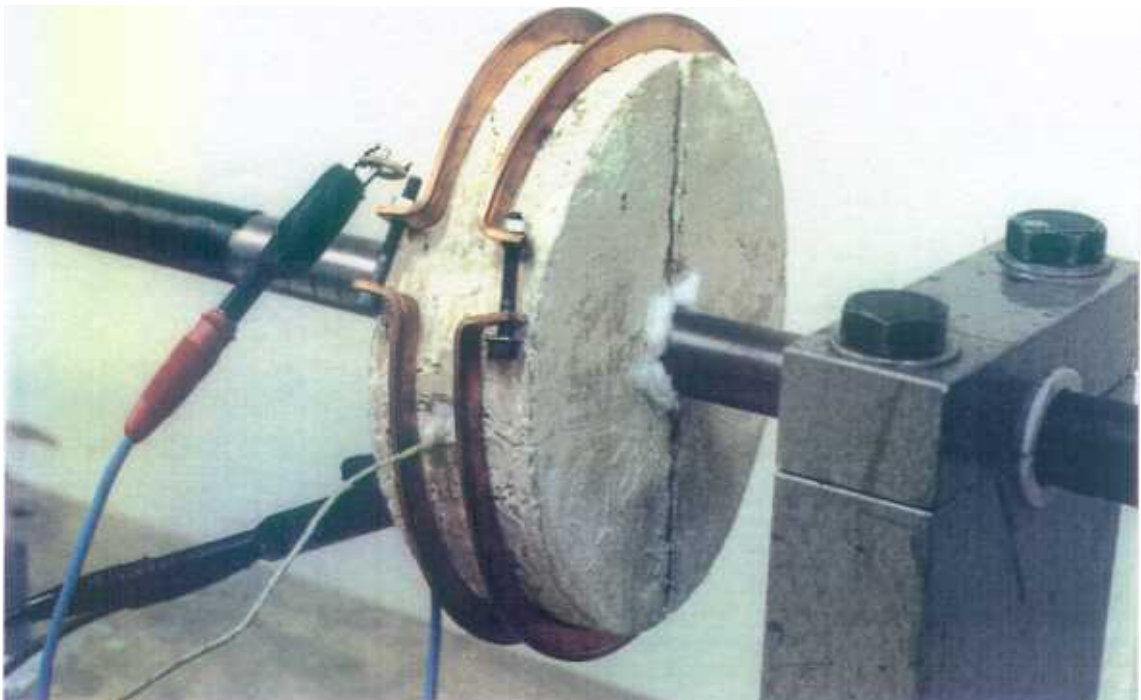


Figura 5.1 Horno acoplado a la Barra Hopkinson.

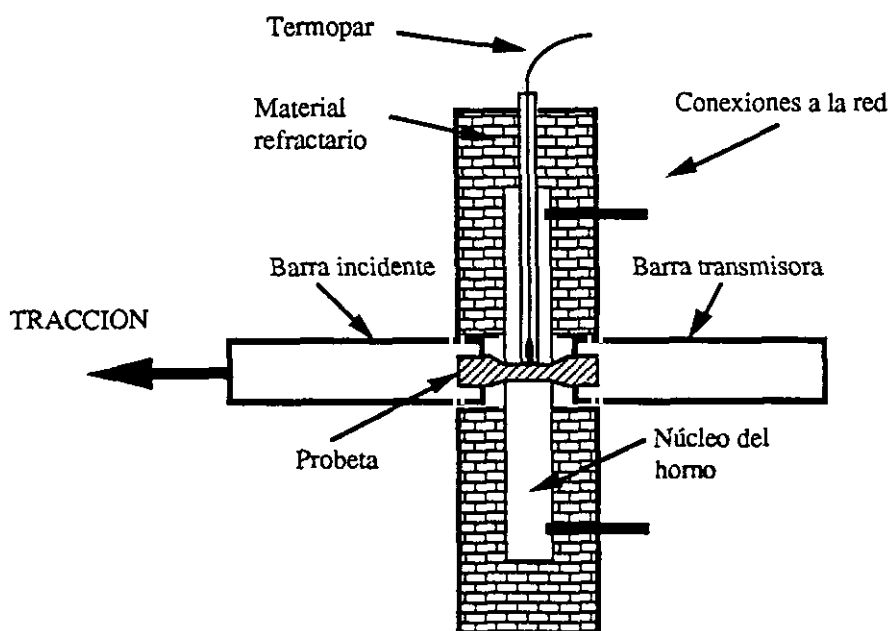


Figura 5.2 Esquema del ensayo de tracción dinámica a temperaturas elevadas.

El horno está formado por un núcleo interior metálico con un arrollamiento de kanthal para el paso de corriente, que constituye la fuente de calor. Este núcleo está rodeado por una capa de material refractario con forma exterior cilíndrica. El horno se ajusta interiormente a la probeta para que se vea favorecida la transmisión de calor, pero sin llegar a hacer contacto con ella para no coartarle la libertad de movimientos y de deformación. Por esta misma razón, se utiliza un contrapeso para sujetar el horno que evita que repose sobre la probeta. La temperatura se mide directamente en el material ensayado por medio de un termopar tipo K de cromel-alumel [88] que se introduce por un conducto habilitado para este fin en la estructura del horno. La temperatura se controla regulando el paso de corriente por el núcleo, alcanzándose valores superiores a los 300 °C. El horno permite calentar las probetas a una velocidad de 0.2 °C/s, aproximadamente, hasta alcanzar la temperatura elegida, momento en el que se realizaba el ensayo sin que transcurriera más de un minuto.

5.2.2 Influencia de la temperatura en los resultados.

El calentamiento de la probeta por el procedimiento indicado anteriormente, provoca también un aumento de la temperatura en las barras por transmisión de calor a través de la unión roscada con aquélla. En el momento del ensayo, la barra tendrá un perfil de temperaturas que alcanzará su valor máximo en el extremo en contacto con la probeta y disminuirá a medida que nos alejemos de él. Este cambio en la temperatura modificará las condiciones de propagación de las ondas elásticas generadas en la barra durante el ensayo, debido a la variación de la impedancia mecánica.

La impedancia mecánica, Z , de la barra, definida como el producto de la densidad ρ , la velocidad de propagación de las ondas elásticas longitudinales, c , y la sección A ($Z=\rho cA$), varía con la temperatura por tres motivos: el aumento de la sección como consecuencia de la dilatación del material, la variación de ρ y la disminución en la velocidad de propagación de las ondas elásticas con la temperatura. De este modo, una barra con un perfil de temperaturas variable se comporta, desde el punto de vista de la propagación de ondas elásticas, como una barra de sección variable. La figura 5.3 ilustra esta equivalencia.

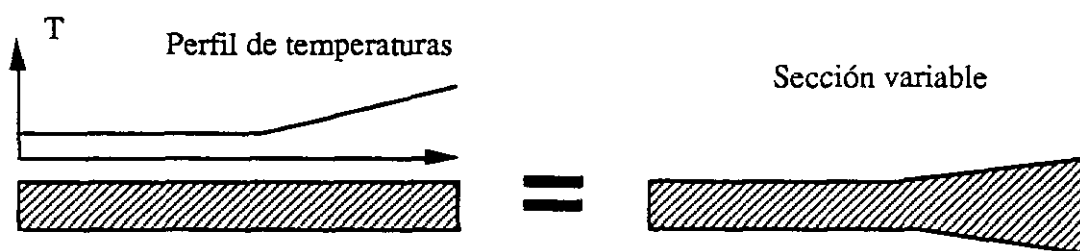


Figura 5.3 Sistemas equivalentes de impedancia variable.

Cuando una onda elástica se propaga por una barra de impedancia mecánica variable, se ve sometida a un proceso de reflexiones múltiples que no existe en el caso de una impedancia constante. Por esta razón, si la variación es importante, el análisis empleado en

un ensayo de Barra Hopkinson para determinar la velocidad de las partículas y la fuerza en el extremo de las barras incidente y transmisora, tiene que ser modificado para corregir este efecto.

Lundberg et al. [89] desarrollaron un método que permite determinar la fuerza y velocidad en el extremo de una barra de impedancia mecánica variable, a partir de las medidas de deformación en dos puntos pertenecientes a una zona de la barra con impedancia constante. Este método ha sido aplicado con éxito por Bacon et al.[90] en la determinación de la fuerza y velocidad en el extremo caliente de una barra sometida a cargas de impacto. Dividiendo la barra en N segmentos como se indica en la figura 5.4, su impedancia mecánica es una función de la posición, $Z(x)$, y puede representarse como una función escalonada que toma en el segmento j el valor $Z_j=[Z(x_{j-1})Z(x_j)]^{1/2}$. El primer segmento tiene como longitud la separación entre los puntos en los que se mide la deformación, x_a y x_b , y el resto, hasta el extremo x_f , tiene una longitud constante de valor $x_j-x_{j-1}=(x_f-x_b)/N$.

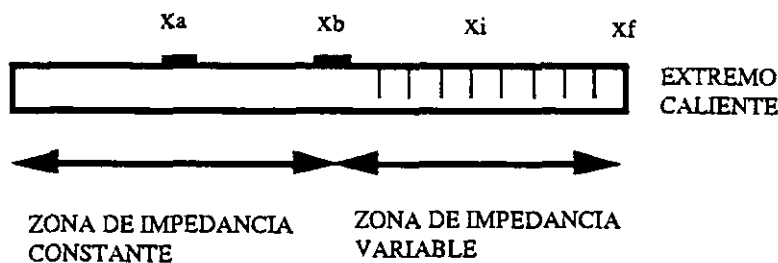


Figura 5.4 Modelo discreto de una barra de impedancia variable.

Partiendo de las medidas de las deformaciones, $\epsilon_a(t)$ y $\epsilon_b(t)$, en los puntos de abscisa x_a y x_b , respectivamente, pueden obtenerse las fuerzas desarrolladas en estas posiciones:

$$F_a(t) = A E \epsilon_a(t) \qquad F_b(t) = A E \epsilon_b(t) \qquad (5.1)$$

La velocidad de las partículas de la barra en la posición x_a , está relacionada con las magnitudes anteriores por la siguiente expresión:

$$v_a(t) = v_a(t_p) + \frac{1}{Z_1} [- F_a(t) - F_a(t_p) + 2F_b(t-t_{ba})] \quad (5.2)$$

donde $t_p = t - 2t_{ba}$, $t_{ba} = (x_b - x_a)/c_1$, siendo c_1 y Z_1 la velocidad de propagación de las ondas elásticas y la impedancia mecánica en la zona uniforme, respectivamente. Una vez conocidas la fuerza y la velocidad de las partículas en una posición de la barra, los valores correspondientes a una sección x_j se determinan con las siguientes expresiones:

$$F_j(t) = \frac{1}{2} [F_{j-1}(t+t_j) + F_{j-1}(t-t_j)] + \frac{Z_j}{2} [v_{j-1}(t+t_j) - v_{j-1}(t-t_j)] \quad (5.3)$$

$$v_j(t) = \frac{1}{2} [v_{j-1}(t+t_j) + v_{j-1}(t-t_j)] + \frac{1}{2Z_j} [F_{j-1}(t+t_j) - F_{j-1}(t-t_j)]$$

donde $t_j = (x_j - x_{j-1})/c_j$, y c_j y Z_j son la velocidad de propagación de las ondas elásticas y la impedancia del segmento j , respectivamente. Finalmente la fuerza y velocidad en el extremo x_f de la barra se obtienen sustituyendo j por N en las expresiones anteriores.

Para comprobar si las correcciones anteriores son necesarias, se ha medido el gradiente de temperaturas en las barras y se ha evaluado la influencia que este gradiente de temperaturas puede tener en los resultados obtenidos en los diferentes casos. El perfil de temperaturas presente en las barras en el momento de realizar el ensayo a temperaturas elevadas, se midió usando termopares tipo K (cromel-alumel) que se colocaron en la superficie de las barras desde un punto situado a 2 cm del extremo hasta 10 cm de distancia, con una separación de 1 cm. Una vez instrumentada la barra y conectado el sistema de adquisición de datos, se procedió al calentamiento de la probeta como si se realizara un ensayo normal a 300 °C, la temperatura más elevada a la que se ha ensayado el material.

Las temperaturas facilitadas por los termopares se recogen en las figuras 5.5 y 5.6. En la primera se presenta la variación de la temperatura con la distancia al extremo, para

distintos intervalos de tiempo transcurridos desde que, por primera vez, se alcanza la temperatura elegida para realizar el ensayo. En la segunda puede verse la variación de la temperatura con el tiempo para distintas posiciones.

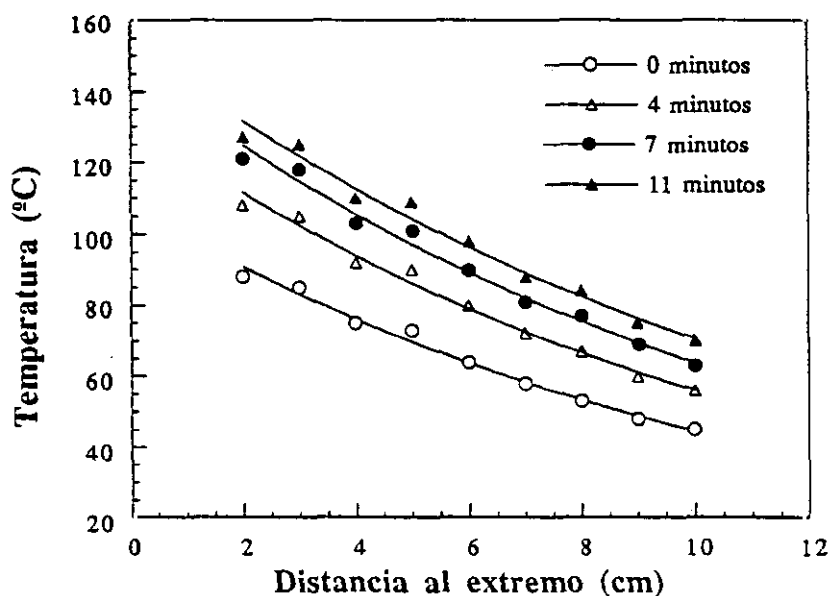


Figura 5.5 Variación de la temperatura con la distancia al extremo para distintos instantes.

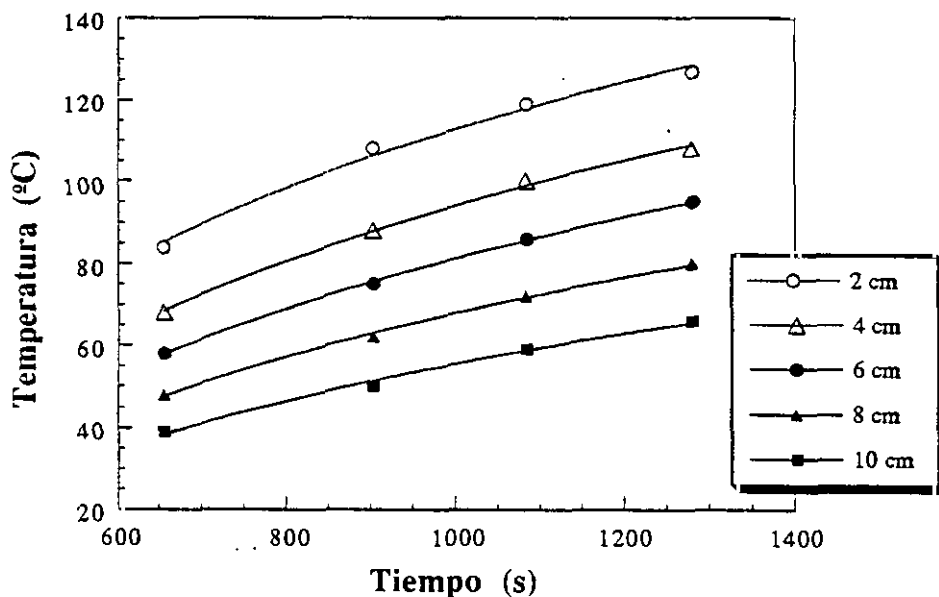


Figura 5.6 Variación de la temperatura con el tiempo en distintas posiciones.

De la figura 5.5 puede deducirse la temperatura del extremo de la barra, pues los valores obtenidos se ajustan a una expresión del tipo:

$$T = T_0 \exp (-m x) \quad (5.4)$$

típica del perfil de temperaturas de una barra con un flujo de calor en un extremo y que ya ha alcanzado el flujo estacionario [91]. En el caso que nos ocupa no se da esta última condición, pero es posible solucionar la ecuación general del calor por el método de separación de variables, obteniendo una expresión para la variación de la temperatura con el tiempo y otra para la variación de la temperatura con la posición. La solución tendrá la forma general:

$$f(x,t) = H(x) * G(t) \quad (5.5)$$

La figura 5.4 proporciona la dependencia de la temperatura con la posición para distintos instantes. Por ejemplo, para $t = 11$ minutos

$$H(x) = 153.87 \exp (- 0.07781 x) \quad (5.6)$$

lo que implica que el extremo de la barra, ($x=0$), se encuentra, en este instante, a $154 \text{ }^\circ\text{C}$ aproximadamente. Esta temperatura es superior a la que adquirirá el extremo de la barra en un ensayo, donde no se mantiene tanto tiempo a la probeta a $300 \text{ }^\circ\text{C}$.

Para evaluar la influencia real que este gradiente de temperaturas tiene en los resultados de los ensayos de tracción en Barra Hopkinson, se realizaron dos ensayos con el extremo de la barra incidente libre. En el primero de ellos, el extremo se mantuvo a temperatura ambiente y en el segundo a la misma temperatura que en los ensayos de Al 7017 T73 a $300 \text{ }^\circ\text{C}$. La condición de extremo libre equivale a una condición de tensión nula para

ambas temperaturas. Aplicando el método usual de cálculo, en el caso de la temperatura ambiente, la onda incidente se vería totalmente reflejada en el extremo, con el correspondiente cambio de signo, de forma que la composición de las ondas incidente y reflejada (medidas en la zona de impedancia constante) sea igual a cero. En el caso de la alta temperatura, si las variaciones de la impedancia mecánica de la barra fueran importantes, la onda incidente sufriría múltiples reflexiones antes de alcanzar el extremo, y el método usual proporcionaría una tensión en el extremo distinta de cero, puesto que las ondas incidente y reflejada no serían iguales. Por el contrario, si las variaciones de impedancia son pequeñas, no se encontrarán diferencias entre los dos ensayos.

En la figura 5.7 se recoge la variación temporal de la tensión en el extremo de la barra para los dos casos analizados, y se comparan con la tensión incidente generada por el impacto en el otro extremo de la barra. Como puede observarse, las tensiones en el extremo de la barra a las dos temperaturas son prácticamente indistinguibles y, aunque aparecen algunas oscilaciones en torno a cero que son consecuencia del acoplamiento de las ondas incidente y reflejada, su valor es despreciable frente al de la tensión generada por el impacto del proyectil en la barra incidente.

El resultado de estos ensayos de extremo libre permite concluir que, aunque exista un gradiente de temperaturas en las barras, como consecuencia del calentamiento de la probeta, su magnitud no es, en los ensayos realizados, lo suficientemente importante como para que las barras incidente y transmisora no puedan ser consideradas con una impedancia mecánica constante. Esta conclusión podría haberse establecido con los datos de variación del módulo de elasticidad del acero con la temperatura que pueden encontrarse en la literatura. Para cambios inferiores a 200 °C, como ocurre en la situación analizada, las variaciones son despreciables [92]. Si, además, se considera que el efecto de la dilatación térmica compensa en parte esta variación, es lógico que las variaciones en la impedancia mecánica de las barras no sean apenas apreciables en este rango de temperaturas. Obviamente, si la temperatura de

los ensayos aumentara, llegaría el momento en el que las correcciones se harían imprescindibles.

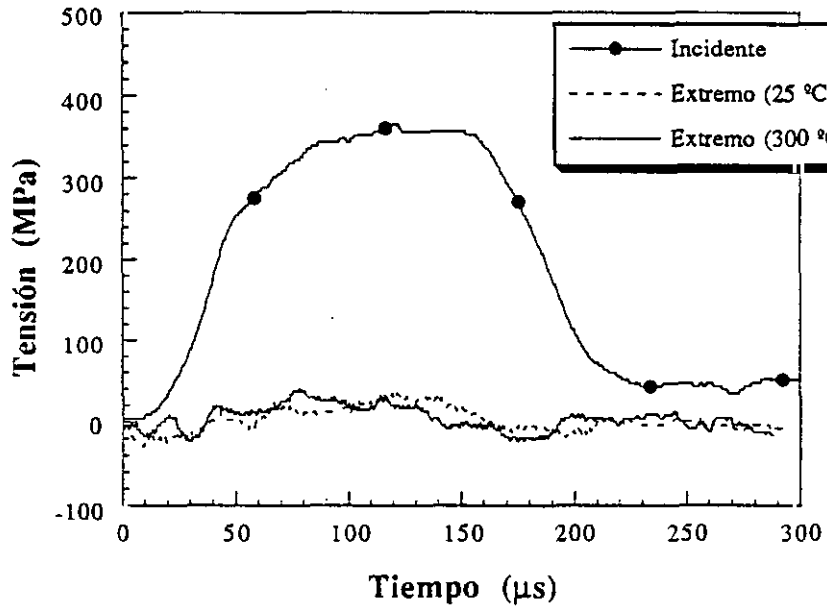


Figura 5.7 Ensayos de extremo a diferentes temperaturas.

4.2.3 Resultados de los ensayos: Al 7017 T73.

Con el propósito de determinar la variación de las propiedades de la aleación de aluminio 7017 T73 con la temperatura y velocidad de deformación, se han realizado ensayos de tracción, estáticos y dinámicos, hasta 300 °C de temperatura (al menos dos probetas de cada condición). En las figuras 5.8 y 5.9 se recogen los resultados obtenidos.

El material se comporta, a temperatura ambiente, de un modo similar en un amplio rango de velocidades de deformación. La única excepción a este comportamiento son los valores del límite elástico obtenidos en los ensayos dinámicos, algo superiores a los correspondientes a los ensayos a bajas velocidades de deformación. Distintos autores [74] han obtenido resultados análogos en otras aleaciones de aluminio de alta resistencia.

A medida que la temperatura aumenta, el material se ablanda y el límite elástico es menor, aunque las diferencias encontradas entre las dos velocidades de deformación analizadas, siguen siendo pequeñas hasta temperaturas alrededor de los 150 °C. Sin embargo, la situación cambia bruscamente cuando la temperatura alcanza los 300 °C. En este caso, como se aprecia en la figuras 5.8 y 5.9, los resultados obtenidos son claramente diferentes. En condiciones de deformación estática, los valores del límite elástico y de la máxima tensión soportada por el material, se sitúan por debajo del 50 % de los correspondientes al caso dinámico a esta misma temperatura.

En la figura 5.10 se comparan los resultados de la aleación 7017 T73 con los de otras aleaciones de aluminio de alta resistencia (7075 T73 y 6061 T6) obtenidos por otros autores [93 y 94].

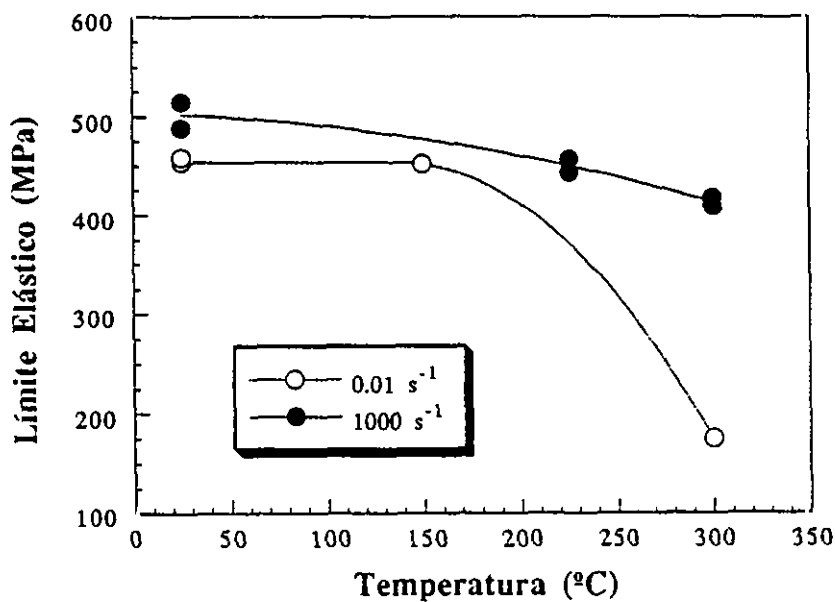


Figura 5.8 Variación del límite elástico con la temperatura.

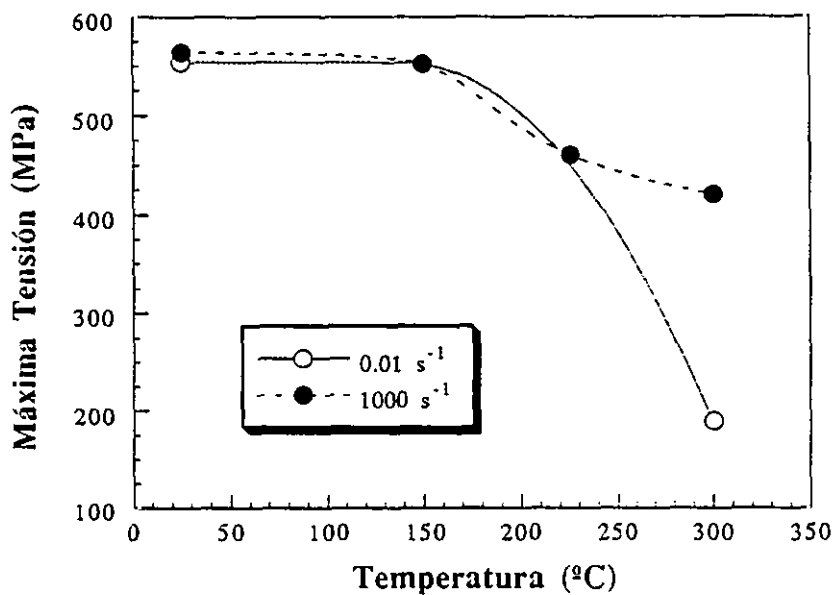


Figura 5.9 Variación de la máxima tensión con la temperatura.

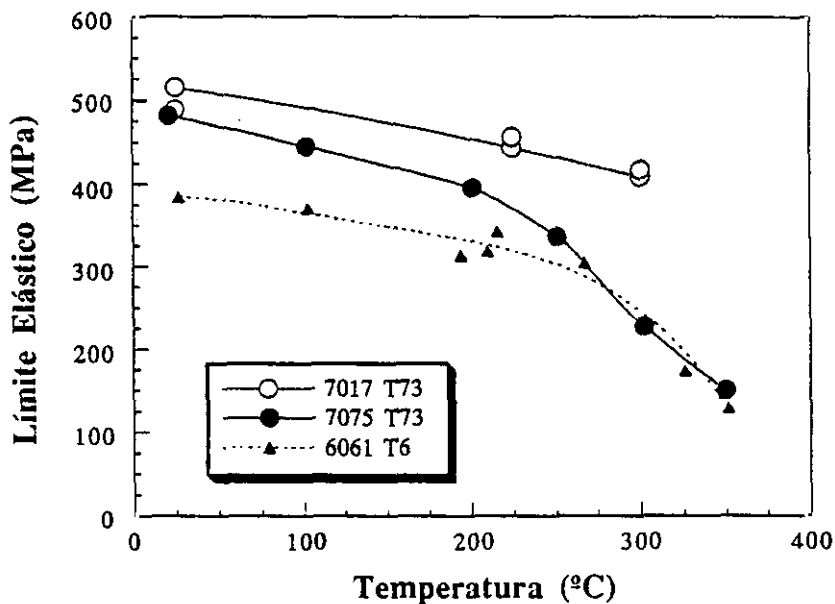


Figura 5.10 Comparación entre diferentes aleaciones de Al.

De la figura 5.10 puede deducirse que, la caída en las propiedades mecánicas con la temperatura en la aleación 7017 T73 es menor que en la 7075 T73 o en la 6061 T6, aunque en todos los casos se observa una pérdida progresiva de propiedades con la temperatura, que empieza a ser muy notable en el entorno de los 300 °C.

Con los resultados anteriores puede ajustarse un modelo del tipo Johnson-Cook [95 y 96] al comportamiento del material, donde el límite elástico es una magnitud que depende de la deformación, de la velocidad de deformación y la temperatura de acuerdo con la siguiente expresión:

$$\sigma_y = [A + B (\epsilon^p)^n] [1 + C \ln \dot{\epsilon}^p] [1 - (T^*)^m] \quad (5.8)$$

donde A, B, C, m y n son constantes dependientes del tipo de material, ϵ^p , la deformación

plástica equivalente, $\dot{\epsilon}^p$, la velocidad de deformación plástica y T^* , el cociente entre la temperatura del ensayo y la de fusión del material.

Con un ajuste de los datos obtenidos para la aleación de aluminio 7017 T73 se han determinado los siguientes valores de las constantes:

$$A = 475 \text{ MPa} , B = 0.62 \text{ GPa} , n = 1, C = 0.008949 , m = 2.117$$

Las constantes B y n dan cuenta del endurecimiento por deformación del material y se obtuvieron de los ensayos estáticos realizados a 25 °C. La constante m representa la variación de las propiedades del material con la temperatura y el valor que aquí se proporciona se obtuvo de los datos del límite elástico obtenidos a 10^3 s^{-1} para las diferentes temperaturas. La dependencia con la velocidad de deformación se manifiesta a través de la constante C, cuyo valor se obtuvo de los ensayos a 25 °C para las dos velocidades de deformación tratadas. Los resultados de los ensayos a velocidad de deformación de 10^{-2} s^{-1} y a 300 °C de temperatura, no se han contabilizado porque, en estas condiciones, el comportamiento del material es tan distinto del resto de los casos estudiados que un ajuste conjunto se hace prácticamente imposible.

La caracterización del material debería completarse con resultados a velocidades de deformación intermedias y con un rango mayor de temperaturas si se pretende asegurar que este material puede ser descrito por un modelo del tipo de Johnson-Cook. Esta tarea, sin embargo queda fuera de los objetivos básicos de esta tesis doctoral.

- Estudio fractográfico.

La aleación de aluminio 7017 T73, como la mayoría de las aleaciones Al-Zn-Mg de la serie 7XXX [97 y 98], presenta una microestructura con granos alargados en la dirección de laminación, como consecuencia del proceso de fabricación. Esta microestructura se conoce como estructura “hojaldre“ [99] y se representa en la figura 5.11. El tratamiento térmico T73

constituye un sobre-envejecimiento que genera precipitados semi-coherentes e incoherentes con la matriz, que además se encuentra salpicada de inclusiones.

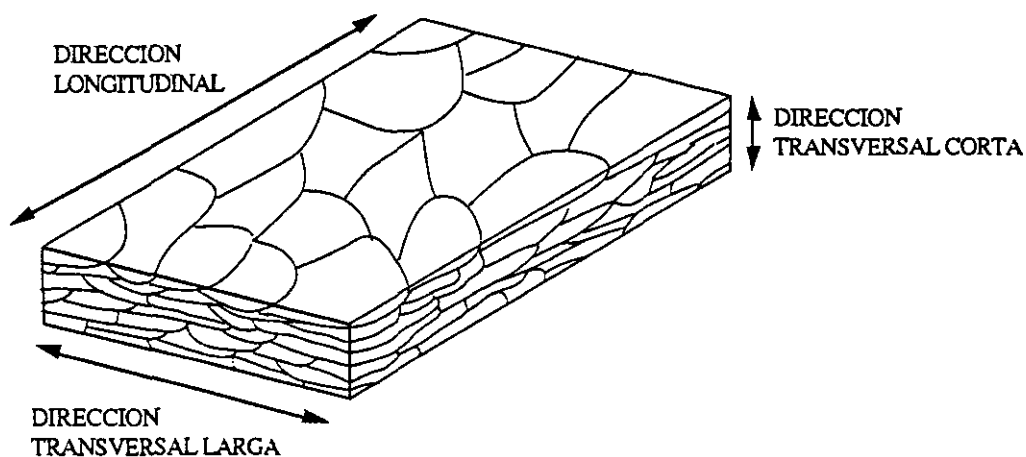
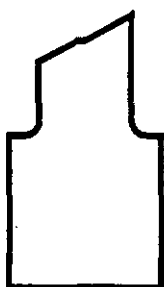


Figura 5.11 Microestructura de la aleación AL 7017 T73.

El estudio de la superficie de fractura se realizó con la idea de encontrar una razón que justificase la variación de las propiedades del material con la temperatura, y se ha limitado a los casos extremos; es decir, se han analizado las probetas correspondientes a 25°C y 300 °C para velocidades de deformación de 10^{-2} s^{-1} y 10^3 s^{-1} .

La primera diferencia se manifiesta en la apariencia macroscópica de la superficie de fractura. En todos los casos se ha producido una rotura por cortante, a aproximadamente 45°, figura 5.12-a, con excepción del material ensayado a 10^{-2} s^{-1} y 300 °C, donde la rotura ha sido mucho más dúctil con forma de copa y cono, figura 5.12-b. Como se recordará, los valores del límite elástico y la tensión de rotura en estas condiciones eran marcadamente inferiores a los obtenidos en los ensayos dinámicos.

a) Rotura por cortante



b) Rotura dúctil

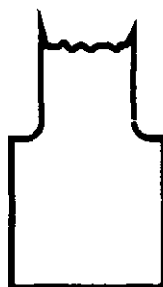


Figura 5.12 Roturas observadas en las probetas ensayadas.

Para estudiar con mayor detalle las superficies de fractura se han tomado imágenes de microscopía electrónica de barrido [100]. En la figura 5.13 se muestra una zona de la probeta ensayada a 25 °C y 10^3 s^{-1} , con 500 aumentos. En la fotografía puede apreciarse la existencia de una dirección muy marcada, como era de esperar teniendo en cuenta la microestructura del tipo “hojaldre” que presenta este material. Aparte de esta circunstancia, la apariencia de la superficie de fractura, con varias grietas secundarias, indica que ha existido un proceso de delaminación en la dirección transversal corta durante la aplicación de la carga. Los granos alargados de este material se han separado en un instante determinado en la dirección transversal corta y, a partir de este momento, han soportado la tensión individualmente hasta que se ha producido la rotura. En la figura 5.14 se esquematiza este mecanismo de rotura.

La situación es muy similar en las probetas ensayadas a 10^{-2} s^{-1} y 25 °C y la información disponible no permite establecer diferencias entre los casos de alta y baja velocidad de deformación. En caso de existir, estas diferencias no deben ser excesivamente importantes porque las curvas tensión deformación obtenidas en estas condiciones son muy similares, como ya se vio en capítulos precedentes.

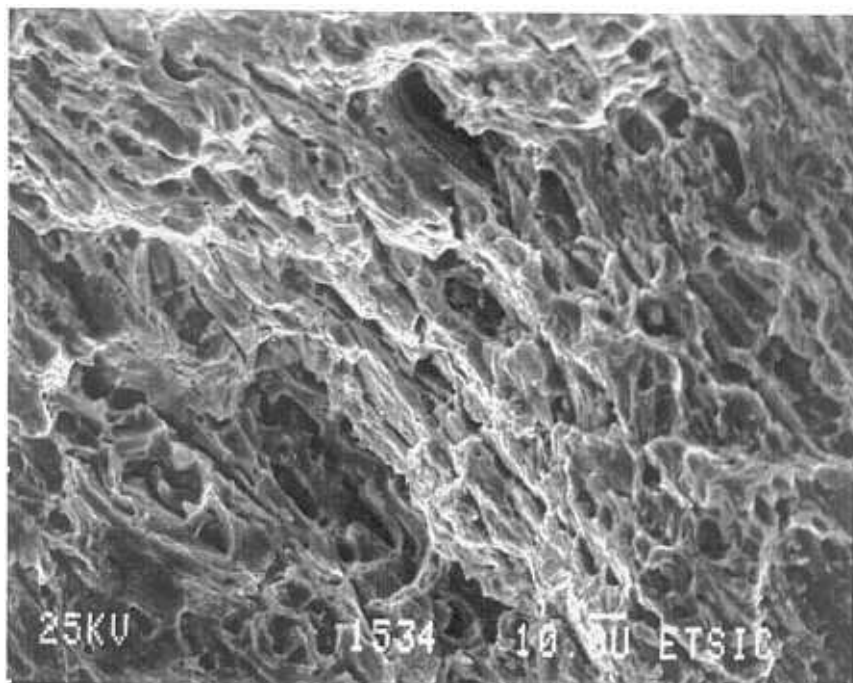


Figura 5.13 Superficie de fractura para 10^3 s^{-1} y $25 \text{ }^\circ\text{C}$ (X500).

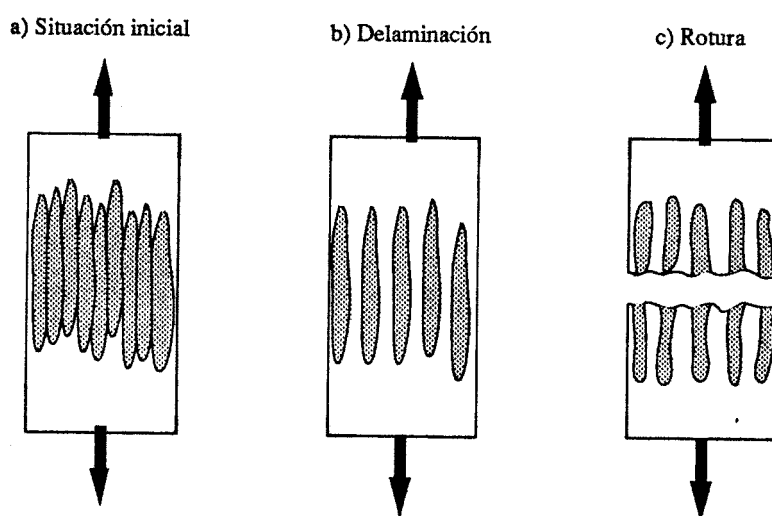


Figura 5.14 Micromecanismo de rotura a 10^3 s^{-1} y $25 \text{ }^\circ\text{C}$.

Los ensayos realizados a 300 °C muestran características muy distintas a las de temperatura ambiente. En primer lugar, calentar hasta esta temperatura, implica un proceso adicional de sobrevejecimiento, con un aumento del tamaño de los precipitados. La microestructura es, por tanto, ligeramente distinta y ésto se manifiesta en las diferentes curvas tensión-deformación obtenidas. El micromecanismo que da origen a la fractura del material es, en este caso, la nucleación, coalescencia y crecimiento de cavidades, como se aprecia con total claridad en la figura 5.15 (500 aumentos) correspondiente a una velocidad de deformación de 10^3 s^{-1} . Para confirmar la tesis anterior, en la figura 5.16 se muestra un detalle de la superficie a mayores aumentos, en el que aparece una inclusión de aproximadamente unas 10 μm en torno a la que se ha formado un hueco. Los límites de este hueco de gran tamaño se encuentran salpicados por pequeños huecos que probablemente se han generado alrededor de precipitados.

La figura 5.17 recoge el aspecto de la superficie de fractura en el caso del ensayo a 10^{-2} s^{-1} y 300°C. Es sorprendente la similitud entre este caso y el anterior considerando que, tanto la curva tensión-deformación obtenida como la apariencia macroscópica de la superficie de fractura, son muy diferentes. La única diferencia observable entre las dos superficies (Fig. 5.15 y 5.17) se refiere a la ausencia de pequeños huecos alrededor de precipitados en el caso de la velocidad de deformación más baja.

A pesar de que la velocidad de deformación tiene gran influencia en las propiedades mecánicas del material a alta temperatura, los resultados de este análisis fractográfico no permiten detectar cambios en los micromecanismos de fractura debidos a una variación de esta magnitud y las diferencias, cuando existen, son muy ligeras. Por el contrario, la temperatura aparece como un factor clave en el modo de rotura del material.

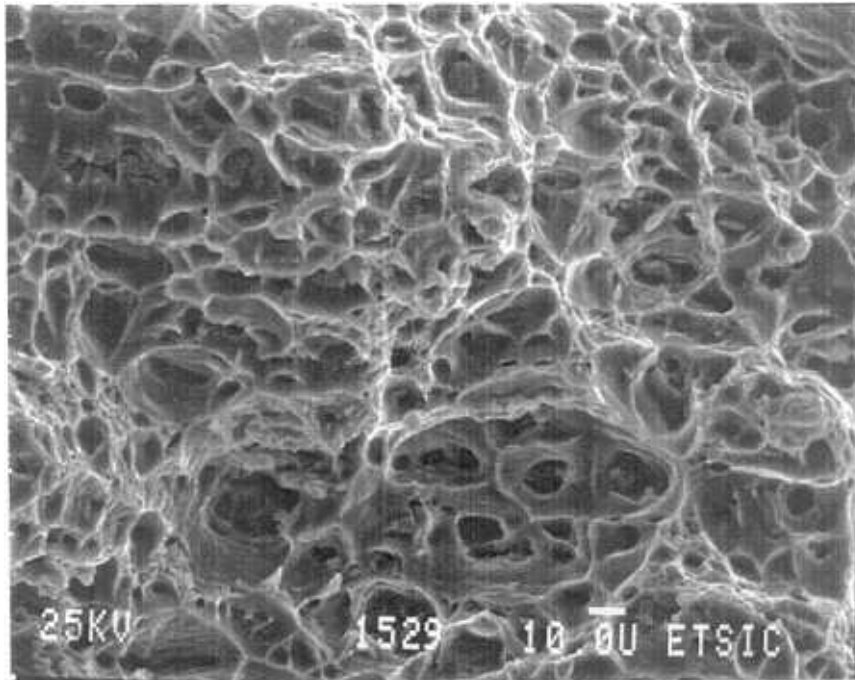


Figura 5.15 Superficie de fractura para 10^3 s^{-1} y $300 \text{ }^\circ\text{C}$.

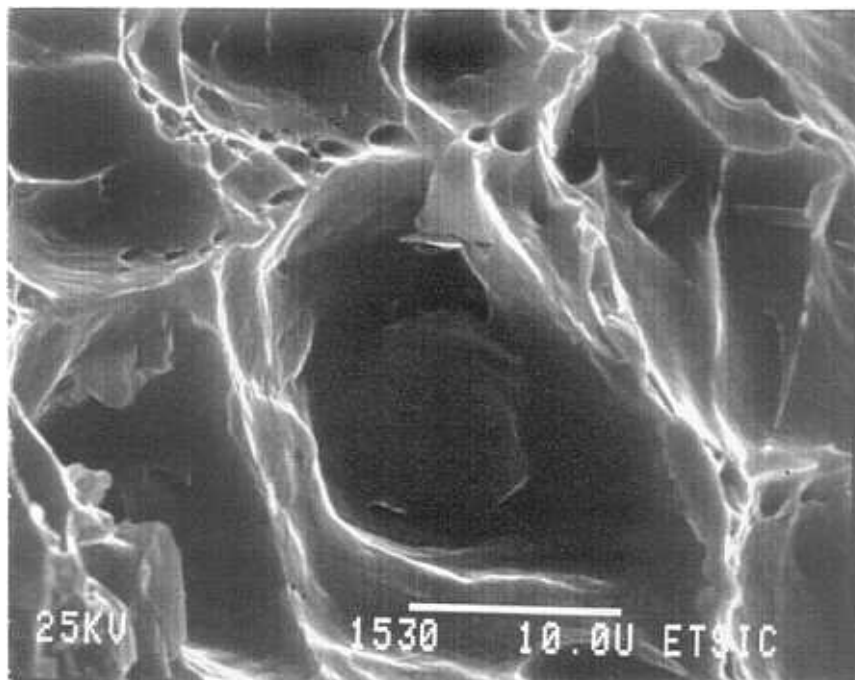


Figura 5.16 Detalle de la superficie de fractura para 10^3 s^{-1} y $300 \text{ }^\circ\text{C}$.

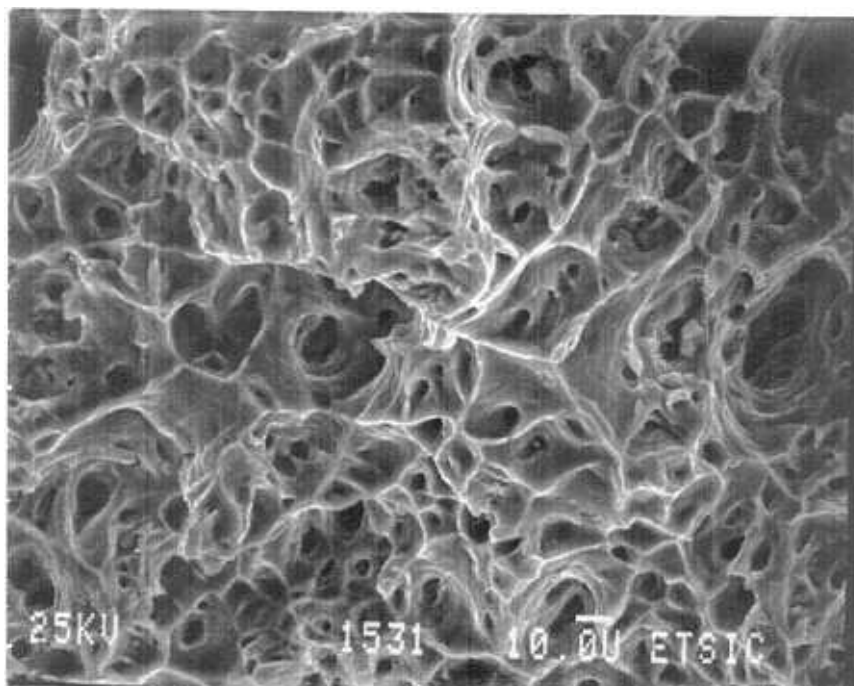


Figura 5.17 Superficie de fractura para $10^{-2} s^{-1}$ y $300\text{ }^{\circ}\text{C}$.

5.3 DISCUSION DE RESULTADOS.

En los resultados de este capítulo debe diferenciarse entre los relativos al método experimental y los correspondientes al comportamiento del material considerado.

En cuanto a los primeros puede decirse que, la introducción de la temperatura en los ensayos, lleva aparejada una variación de la impedancia mecánica de las barras y, por tanto, los fenómenos de propagación de ondas en los que se basan los ensayos dinámicos en la Barra Hopkinson, se verán afectados por la circunstancia anterior. La necesidad, o no, de corrección vendrá determinada por la magnitud del cambio de temperatura en las barras incidente y transmisora.

En los ensayos realizados en esta tesis doctoral se han alcanzado temperaturas de

300°C en las probetas y se ha demostrado que era innecesario efectuar correcciones en los mismos. En aquellos otros que se realicen a temperaturas superiores, se sugiere la utilización de la corrección de Lundberg [89], para analizar la propagación de ondas elásticas en barras de impedancia variable. En consecuencia, el sistema experimental desarrollado en esta tesis doctoral, permite determinar las propiedades mecánicas de materiales a alta velocidad de deformación y alta temperatura.

Como ejemplo de aplicación del método experimental, se ha estudiado la variación del comportamiento mecánico de la aleación de aluminio 7017 T73 con la velocidad de deformación y la temperatura. Desde el punto de vista macroscópico, la velocidad de deformación tiene escasa influencia en la respuesta del material a temperatura ambiente, donde se obtienen curvas tensión-deformación muy similares para las velocidades de deformación que se han considerado. Sin embargo, al aumentar la temperatura hasta los 300°C, el material se ablanda y, en estas condiciones, la velocidad de deformación juega un papel crucial, llegando a diferencias del 100 % entre los valores del límite elástico y de la tensión de rotura, obtenidos en condiciones estáticas y dinámicas. Estos resultados se han comparado con los de otras aleaciones de aluminio de alta resistencia, encontrando tendencias que, a grandes rasgos, pueden considerarse similares. Como resultado final se ha ajustado el modelo de Johnson-Cook al comportamiento de este material.

Los aspectos microestructurales relacionados con los mecanismos de rotura, se han analizado con la ayuda de la microscopía electrónica de barrido. Se ha comprobado que el material se rompe a baja temperatura, con poca deformación plástica y sin apenas estricción. Se ha identificado un proceso de delaminación en la dirección transversal corta. Este micromecanismo desaparece a temperaturas más elevadas, a las que la deformación de rotura es mucho mayor y se activa un mecanismo típicamente dúctil de nucleación, coalescencia y crecimiento de cavidades.

6. CONCLUSIONES Y LINEAS DE TRABAJO FUTURO

6.1 CONCLUSIONES.

Los trabajos desarrollados en esta tesis doctoral, han demostrado que los ensayos basados en la Barra Hopkinson constituyen un método eficaz para determinar las propiedades mecánicas de los materiales a altas velocidades de deformación (hasta 1000 s^{-1}) y a temperaturas elevadas (hasta los $300 \text{ }^\circ\text{C}$).

A partir de los resultados obtenidos, pueden establecerse las siguientes conclusiones, que se presentan agrupadas por cada tipo de ensayo.

Ensayos de compresión.

- Se ha demostrado que este tipo de ensayos permite caracterizar materiales con un límite elástico inferior al del material de las barras que forman el equipo experimental. Los resultados que proporcionan son una buena representación del comportamiento dentro del régimen de deformación plástica. Las inexactitudes son, sin embargo, mucho mayores durante el régimen de deformación elástica, obteniéndose valores del módulo de elasticidad claramente inferiores a los reales del material.
- Se ha comprobado que, a pesar de que las probetas normalmente utilizadas tienen diámetros similares a los de las barras, una reducción sustancial de la sección de aquéllas permite ampliar el abanico de materiales que pueden ser caracterizados con esta técnica. En el caso de la aleación de aluminio 7017 T73, probetas con una sección un 60 % menor que la

de las barras proporcionan resultados totalmente representativos del comportamiento del material a altas velocidades de deformación.

- Se ha confirmado que el rozamiento entre barras y probeta conduce a una sobrevaloración en el ensayo de la tensión necesaria para deformar el material, y por tanto, a curvas tensión-deformación no representativas del comportamiento del mismo. Para disminuir este efecto puede utilizarse un medio lubricante, como por ejemplo el disulfuro de molibdeno, que ha mostrado un buen poder de lubricación a temperatura ambiente.

Ensayos de tracción directa.

- El tipo de probeta utilizado en estos ensayos posibilita la determinación de la relación constitutiva de materiales con un límite elástico superior al de las barras, dado que el diámetro de éstas es mucho mayor que el de aquéllas.

- Se ha comprobado que el estado tensional en el interior de la probeta, es semejante al correspondiente a un ensayo cuasiestático, transcurridos unos pocos microsegundos desde el inicio del proceso de deformación. En el caso analizado, la citada situación de equilibrio se alcanza antes de que el material se deforme plásticamente, por lo que, el valor del límite elástico obtenido en el ensayo es representativo del comportamiento del material.

- Se ha contrastado, numérica y experimentalmente que, la distribución de deformaciones en el interior de la probeta no es uniforme y que, la hipótesis de uniformidad que normalmente se supone, sobrevalora la deformación del material durante el régimen elástico y la infravalora durante el plástico. Con el fin de corregir estos efectos, se ha propuesto la utilización de una longitud efectiva de probeta, que permita determinar la verdadera deformación plástica del material. Para el caso de las probetas de Al 7017 de 13 mm de fuste, se ha obtenido una longitud efectiva de 9 mm. Posteriormente, se ha estimado la

influencia que ejercen la geometría de la probeta y las propiedades del material ensayado sobre esta magnitud. Por último, para corregir conjuntamente la deformación elástica y plástica, se ha determinado un factor de corrección, variable durante el ensayo, y que permite obtener la deformación en cada instante, en función del desplazamiento relativo de los extremos de la probeta.

- Se ha diseñado y construido un horno que se ha acoplado al dispositivo experimental y se han realizado ensayos de tracción dinámica hasta los 300 °C de temperatura, extendiendo el rango de condiciones que pueden ser analizadas con esta técnica. Se ha demostrado que, para estas temperaturas, no es necesario introducir ninguna corrección al método de obtención de resultados, porque la variación de la impedancia mecánica de las barras de acero que componen el sistema es despreciable.

Ensayos de tracción indirecta.

- Se ha llevado a cabo, por primera vez, un análisis numérico y experimental del ensayo dinámico de tracción indirecta, a velocidades de carga del orden de 10^6 MPa/s. Con los resultados obtenidos, puede afirmarse que este ensayo constituye un método alternativo a los ensayos de tracción directa, para obtener un valor de la resistencia a tracción de materiales frágiles y de difícil mecanizado (cerámicos, mortero, hormigón).

- En el material cerámico analizado (carburo de silicio nitrurado), se ha verificado que el equilibrio cuasiestático se alcanza en los ensayos dinámicos, mucho antes de que se produzca la rotura del material. Esta circunstancia demuestra que, para relacionar la fuerza aplicada con la tensión de tracción generada en el material, puede emplearse en los ensayos dinámicos la misma expresión que en los estáticos.

- Se ha sincronizado con el sistema de ensayo un dispositivo de fotografía de alta velocidad,

que permite visualizar el inicio de la rotura de la probeta. Las imágenes captadas en distintos ensayos, indican que la dispersión de los resultados que se obtiene en los ensayos dinámicos, se debe, en gran medida, a que la rotura no se produce siempre en el diámetro central, como exige la hipótesis en la que se basa el ensayo. Se considera, por tanto, imprescindible el uso de técnicas de fotografía ultrarrápida para discernir qué ensayos proporcionan resultados válidos de la resistencia a tracción del material y cuáles no.

Como aplicación de los métodos anteriores para la determinación de las propiedades mecánicas de materiales a altas velocidades de deformación y a temperaturas elevadas, se ha estudiado el comportamiento de la aleación de aluminio 7017 T73 y de dos materiales cerámicos (carburo de silicio nitrurado y alúmina de 96% de pureza), estableciéndose las siguientes conclusiones:

- Se han determinado las propiedades mecánicas de la aleación de aluminio 7017 T73 a diferentes velocidades de deformación y temperaturas, ajustando un modelo del tipo de Johnson-Cook a su comportamiento. La expresión deducida es la siguiente:

$$\sigma_y \text{ (MPa)} = [475 + 0.62 (\epsilon^P)] [1 + 0.008949 \ln \dot{\epsilon}^P] [1 - (T^*)^{2.117}]$$

Además, se han analizado los micromecanismos causantes de la rotura a las diferentes temperaturas estudiadas, observándose que a 300 °C el único mecanismo presente es la nucleación, crecimiento y coalescencia de cavidades mientras que, a temperatura ambiente, también se ha identificado un mecanismo de delaminación en la dirección transversal corta del material.

- Por medio de los ensayos dinámicos de tracción indirecta, se ha obtenido un valor de la resistencia a tracción de 90 MPa para el carburo de silicio nitrurado, y de 190 MPa para la alúmina de 96% de pureza.

6.2 LINEAS DE TRABAJO FUTURO.

A la vista de las conclusiones establecidas en esta tesis doctoral, se recomienda realizar las siguientes investigaciones futuras:

- Dado que algunos materiales se comportan de modo diferente en tracción y compresión, sería conveniente implementar un sistema de calentamiento que permitiera realizar ensayos de compresión a distintas temperaturas, para poder comparar los resultados obtenidos con los dos tipos de ensayos en condiciones ambientales equivalentes.

- Estudiar la posibilidad de extender la obtención de resultados en los ensayos dinámicos de tracción directa, más allá de la estricción de la probeta. En primer lugar, podría analizarse numéricamente la aplicabilidad a los ensayos dinámicos de la corrección propuesta por Bridgman [101] para condiciones estáticas. Si el resultado fuera positivo, sincronizar con el dispositivo experimental técnicas de fotografía ultrarrápida, para poder determinar la evolución temporal del radio del cuello de estricción, dato necesario para aplicar la mencionada corrección.

- Desarrollar un dispositivo experimental para realizar ensayos dinámicos en materiales cerámicos a muy altas temperaturas (1500°C), a las que estos materiales muestran una cierta plasticidad. La complicación experimental aumenta notablemente al trabajar a estas temperaturas, puesto que debería acoplarse un sistema de refrigeración que evitara el daño de los distintos componentes.

- Diseñar ensayos, basados en la técnica de Barra Hopkinson, que proporcionen magnitudes diferentes a las de una curva tensión-deformación, como por ejemplo, ensayos de fractura dinámica.

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.

- [1] N. Jones y T. Wierzbicki (1983), "Structural Crashworthiness", Butterworth & Co. (Publishers) Ltd.
- [2] J.D. Campbell (1973), "Dynamic Plasticity: Macroscopic and Microscopic Aspects" Materials Science and Engineering 12, 3-21
- [3] E. Orowan (1940), Proc. Phys. Soc. (London), 52, 8.
- [4] G.D. Dieter (1988), "Mechanical Metallurgy", McGraw-Hill Book Company, London, p 301
- [5] J.A. Zukas (1982), "Stress Waves in Solids" En "Impact Dynamics" (J.A. Zukas, T. Nicholas, H.F. Swift, L.B. Greszczuk y D.R. Curran, Eds.) 1-28. John Wiley & Sons, New York (U.S.A.)
- [6] J.S. Wilbeck, C.E. Anderson, A.B. Wenzel, P.S. Westine y U. Lindholm (1988), "A Short Course on Penetration Mechanics", Southwest Research Institute, San Antonio, Houston, (U.S.A.)
- [7] J. D. Achenbach (1975), "Wave Propagation in Elastic Solids", American Elsevier, New York.
- [8] G.B. Whitmann (1974), "Linear and Nonlinear Waves", Wiley, New York.

- [9] H. Kolsky (1963), "Stress Waves in Solids", Dover, New York.
- [10] W. Johnson (1972), "Impact Strength of Materials", Crane, Russak, New York.
- [11] T. von Karman (1942), Nat. def. Res. Counc. Rep. A-29.
- [12] G. I. Taylor (1942), British Ministry of Home Security, Civil Defense Res. Comm. Rep. RC329.
- [13] K.A. Rakhmatulin (1945), Prikl. Mat. Mekh. 9, 91.
- [14] L.E. Malvern (1951), J. Appl. Mech., Trans. ASME, 18, 203.
- [15] E.R. Wood y A. Philips (1967), J. Mech. Phys. Solids, 15, 241.
- [16] H.G. Hopkins (1968), En "Engineering Plasticity" (J. Heyman y F.A. Leckie, Eds). Cambridge Univ. Press, Cambridge, 277
- [17] R.F. Rolsten (1974), Trans. N.Y. Acad. Science, 36, 416.
- [18] P.S. Follansbee (1985), " High Strain Rate Compression Testing ", Handbook of Metals 8th Edn. Vol.8, 190.
- [19] H. Norton (1980), "Sensores y Analizadores", Editorial G.G., Barcelona, España
- [20] E. Orowan (1950), Technical Report MW / F / 22 / 50, British Iron and Steel Res.Assn.

- [21] N. Loizou y R.B. Sims (1953), *J. Mech Phys. Solids*, 1, 234.
- [22] J.F. Alder y V.A. Philips (1954), *J. Inst. Met.*, 83, 80.
- [23] B. Lengyel y M. Mohitpour (1972), *J.Inst. Met.*, 100,1.
- [24] G.B. Dudder (1985), " Drop Tower Compression Test ". *Handbook of Metals 8th Edn. Vol.8*, 196.
- [25] B. Hopkinson (1914), "A Method of Measuring the Pressure Produced in the Detonation of Explosives or by the Impact of Bullets". *Phil.Trans. A*, Vol 213, 437.
- [26] R.M. Davies (1948), "A Critical Study of the Hopkinson Pressure Bar", *Phil. Trans. A*, Vol 240, 375.
- [27] H. Kolsky (1949), "An Investigation of the Mechanical Properties of Materials at Very High Rates of Loading". *Proc. Royal Soc. B*.Vol 62, 676.
- [28] U.S. Lindholm and L.M. Yeakley (1965), " Dynamic Deformation of Single and Polycrystalline Aluminium ", *J. Mech. Phys. Solids*, Vol 13, pp 41-53.
- [29] G.L. Wulf (1979), " High Strain Rate Compression of Titanium and some Titanium Alloys", *Int. J. Mech. Sci.*, Vol. 21, pp 713-718.
- [30] A.J. Holzer y R.H. Brown (1979), " Mechanical Behaviour of Metals in Dynamic Compression ", *J. Eng. Mat. Tech.*, Vol. 101, pp 238-247.
- [31] J. Lankford (1981), "Temperature-Strain Rate Dependence of Compressive Strength

and Damage Mechanisms in Aluminum Oxide“, J. Mat. Sci. Vol 16, p 1567.

- [32] L. Pochhammer (1876), “On the Propagation Velocities of Small Oscillations in an Unlimited Isotropic Circular Cylinder“ J. Reine Angewandte Math., Vol 81, p 324.
- [33] C. Chree (1889), “The Equations of an Isotropic Elastic Solid in Polar and Cylindrical Coordinates, Their Solutions and Applications“ Cambridge Phil. Soc. Trans., Vol 14, p 250.
- [34] P.S. Follansbee y C. Frantz (1983), “ Wave Propagation in the Split Hopkinson Pressure Bar “, J. Eng. Mat. and Tech., Vol 105. pp 61 to 66.
- [35] J.C. Gong, L.E. Malvern y D.A. Jenkins (1990), “ Dispersion Investigation in the Split Hopkinson Pressure Bar “, J. Eng. Mat. and Tech., Vol 112. pp 309 to 314.
- [36] D. Bancroft (1941), “The Velocity of Longitudinal Waves in Cylindrical Bars“ Physical Review, Vol 59, pp 588-593.
- [37] E.D.H. Davies and S.C. Hunter (1963), “The Dynamic Compression Testing of Solids by the Method of the Split Hopkinson Pressure Bar “, J. Mech. Phys. Solids., Vol 11, p 155.
- [38] S. K. Samanta (1971), J. Mech. Phys. Solids, 19, p 117.
- [39] ASTM E9 (1984), “Compression Testing of Metallic Materials at Room Temperature“, Anual Book of ASTM Standards, Philadelphia.
- [40] J.Z. Malinowski and J.R. Klepaczko (1986), “A Unified Analytic and Numerical

Approach to Specimen Behaviour in the Split Hopkinson Pressure Bar “, *Int. J. Mech. Sci.* Vol 28. No.6. pp 381 to 391.

- [41] L.D. Bertholf and C.H. Karnes (1975), “Two-dimensional Analysis of the Split Hopkinson Pressure Bar System“, *J. Mech. Phys. Solids*, Vol.23, pp 1 to 19.
- [42] G. Gazeaud (1987), “Simulation Numerique du Test de Compression Dynamique Utilisant des Barres D'Hopkinson “. Institut Franco-Allemand de Rech. de Saint-Louis. Rap. R128/87.
- [43] G. L. Wulf (1974), “Dynamic Stress-Strain Measurement at Large Strains“, en *Mechanical Properties at High Rates of Strain. Ins.Phys. Conf., Ser. No.21*, London.
- [44] D.A. Gorham (1979), “Measurement of Stress-Strain Properties of Strong Metals at Very High Rates of Strain“, *Inst. Phys. Conf., Ser. No. 47: Chapter 1*.
- [45] J. Harding, E.D. Wood y J.D. Campbell (1960), “Tensile Testing of Materials at Impact Rates of Strain“, *J. Mech. Eng. Sci.*, Vol 2, p 88-96.
- [46] U.S. Lindholm y L.M. Yeakley (1968), “High Strain Rate Testing: Tension and Compression“, *Exp. Mech.*, Vol 8, p 1-9.
- [47] T. Nicholas (1980), “Dynamic Tensile Testing of Structural Materials using a Split Hopkinson Bar Apparatus “, Technical Report AFWAL-TR-80-4053.
- [48] C. Albertini y M. Montagnani (1974), “Testing Techniques Based on the Split Hopkinson Bar“, en *Mechanical Properties at High Rates of Strain*, Ed. J. Harding,

Ins. Phys., London.

- [49] W.W. Baker y C.H. Yew (1966), "Strain Rate Effects in the Propagation of Torsional Plastic Waves", J. Appl. Mech., Vol 33, p 917-923.
- [50] J. Duffy, J.D. Campbell y R.H. Hawley (1971), "On the Use of a Torsional Split Hopkinson Bar to Study Rate Effects in 1100-0 Aluminium ", J. App. Mech. , March 1971, pp 83-91.
- [51] A. Marchand, J. Duffy, A. Christman y S. Suresh (1988), "An Experimental Study of the Dynamic Mechanical Properties of an Al-SiCw Composite". Eng. Frac. Mech., Vol 30, No 3, p 295
- [52] J. D. Campbell y W.G. Ferguson (1970), "The Temperature and Strain Rate Dependence of Shear Strength of Mild Steel", Philo. Mag., Vol. 21, p 63-82.
- [53] J. Harding y J. Huddart (1979), "The Use of the Double-Notch Shear Test in Determining the Mechanical Properties of Uranium at Very High Rates of Strain", Proc. 2nd. Int. Conf. Mechanical Properties at High Rates of Strain, J. Harding Ed., Ins. Phys. London, p 49-61.
- [54] D. Ruiz (1991), "Mechanical Behaviour of Materials at High Rates of Strain: A Study of the Double Notch Shear Test", PHD. Thesis, University of Oxford.
- [55] A.D. Dowling, J. Harding y J.D. Campbell (1970), "The Dynamic Punching of Metals", J. Ins. Metals, Vol 98, p 215-224.
- [56] C. Ruiz y R. Mines (1985), "The Hopkinson pressure bar: an alternative to the

instrumented pendulum for Charpy tests“, *Int. J. of Fracture*, 29, p 101-109.

- [57] J.R. Klepaczko (1982), “ Discussion of a New Method in Measuring Fracture Toughness Initiation at High Loading Rates by Stress Waves “, *J. Eng. Mat. Tech.* 104, 29.
- [58] S.Suresh, T. Nakamura, Y.Yeshurun, K.H. Yang y J. Duffy (1990), “Tensile Fracture Toughness of Ceramic Materials: Effects of Dynamic Loading and Elevated Temperatures“, *J. Am. Ceram. Soc.*, 73, p 2457-66
- [59] G.I. Taylor (1948), “The Use of Flat Ended projectiles for Determining dynamic Yield Strength: I. Theoretical Considerations“, *Proc. Roy. Soc. A*, Vol 194, p 289-299.
- [60] A.C. Whiffin (1948), “The Use of Flat Ended projectiles for Determining Dynamic Yield Strength: II. Tests on Various Metallic Materials“, *Proc. Roy. Soc. A*, Vol 194, p 200-232.
- [61] D.C. Erlich, D.A. Shockey y L. Seaman (1981), “Symmetric Rod Impact Technique for Dynamic Yield Determination“, *AIP Conf. Proc. No. 78, Sec. Topical Conf. on Shock Waves in Condensed Matter*, Menlo Park, CA, p 402-406.
- [62] C.R. Hoggatt y R.F. Recht (1969), *Exp. Mech.*, 9, 441.
- [63] G.R. Fowles (1973), “Shock Wave Physics“ en “Metallurgical Effects at High Strain Rates“, Ed. by R.W. Rhode, B.M. Butcher, J.R. Holland, C.H. Karnes, Plenum Press, New York.

- [64] S.P. Marsh (1980), en "LASL Shock Hugoniot Data", University of California Press, Berkeley.
- [65] H.F. Swift (1982), "Image Forming Instruments", En "Impact Dynamics" (J.A.Zukas, T.Nicholas, H.F.Swift, L.B. Greszczuk y D.R. Curran, Eds.) 1-28. John Wiley & Sons, New York (U.S.A.)
- [66] J.A. Zukas (1990), "High Velocity Impact Dynamics", John Wiley & Sons, New York (U.S.A.)
- [67] R.D. Richtmeyer y K.J. Morton (1967), "Difference Methods for Initial Value Problems", John Wiley & Sons, New York (U.S.A.)
- [68] O.C. Zienkiewicz (1980), "El Método de los Elementos Finitos", Editorial Reverté, Barcelona, España.
- [69] Ch. Anderson (1987), "An Overview of the Theory of Hydrocodes", Int. J. of Impact Eng., Vol 5, p 39-59.
- [70] R. Courant, K. Friedrichs y H. Lewy (1928), "On the Partial Differential Equations of Mathematical Physics", Math. Ann., Vol 100, p 32-74.
- [71] J.O. Hallquist (1982), "Theoretical Manual for DYNA2D", Lawrence Livermore National Laboratory, University of California, Report UCID-19401.
- [72] USERS ABAQUS MANUAL (1989), Hibbitt, Karlsson & Sorensen Company
- [73] A.L.Window y G.S. Holister (1982), "Strain Gauge Technology", Applied Science

Publishers, Essex, England.

- [74] J. Duffy (1980) en J. Harding Ed., "Mechanical Properties at High Rates of Strain", Institute of Physics, London, p 1.
- [75] R. Hill (1950) "The Mathematical Theory of Plasticity", Oxford University Press.
- [76] J. Von Neumann y R.D. Richtmeyer (1951), "A Method for the Numerical Calculations of Hydrodynamic Shocks", J. App. Phys., Vol 21, p 232-237.
- [77] D.A. Gorham (1991), "An Effect of Specimen Size in the High Strain Rate Compression Test ". Journal de Physique IV, 1991, pp 411-418.
- [78] G.D.Dieter (1988), "Mechanical Metallurgy", McGraw-Hill Book Company, London, p 295
- [79] T. Nicholas (1981), " Tensile Testing of Materials at High Rates of Strain ", Experimental Mechanics, May 1981, p177-185.
- [80] S. Ellwood, L.J. Griffiths y D. J. Parry (1982), "A Tensile Technique for Materials Testing at High Strain Rates", J. Phys. E. Sci. Instrum., Vol. 15, 1982, pp 1169-1172.
- [81] M.M. Al Mowsawi, W.F. Deans y S.R. Reid (1988), " A New Method for High Rate Tension Test " en "Impact loading and Dynamic Behaviour of Materials" (Edited by C.Y. Chiem, H.D.Kunze y L.W. Meyer). DGM Informationsgesellschaft mbH Germany.

- [82] J. Harding (1991), "Testing Techniques at Impact Rates of Strain", Short Course on Mechanical Properties of Materials At High Rates of Strain, University of Oxford.
- [83] A.M.Neville (1973), "Properties of Concrete", Pitman Publishing.
- [84] ASTM C 496-71, "Splitting Tensile Strength of Cylindrical Concrete Specimens".
- [85] C. Allen Ross, P.Y. Thompson y J. W.Tedesco (1989), "Split Hopkinson Pressure Bar Tests on Concrete and Mortar in Tension and Compression", ACI Materials Journal p 475
- [86] T. Nojima y K. Ogawa (1989), "Impact Strength of Ceramics", Proc. of the Fourth Conf. on Mech. Properties of Mat. at High Rates of Strain, Ed. J.Harding, Oxford.
- [87] S. Timoshenko y J.N. Godier (1975), "Teoría de la Elasticidad", Editorial Urmo, Bilbao, España.
- [88] Manual on the Use of Thermocouples in Temperature Measurement (1981), ASTM STP 470 B
- [89] B. Lundberg, J. Carlsson y K.G. Sundin (1990), "Analysis of Elastic Waves in Non-Uniform Rods from Two Point Measurement", Journal of Sound and Vibration 137, p 483-493
- [90] C. Bacon, J. Carlsson y J.L. Lataillade (1991), "Evaluation of Force and Particle Velocity at the Heated End of a Rod Subjected to Impact Loading", Journal de Physique III, p 395.

- [91] J. Aguilar (1986), "Curso de Termodinámica", Editorial Alhambra, Madrid, España.
- [92] D. J. Steinberg, S.G. Gochram y M.W. Guinan (1980), "A Constitutive Model for Metals Applicable to High Strain Rate", J. App. Phys. 51, p 1498.
- [93] C.G. Burstow et al. (1988), "The Response of 7075-T73 Aluminium Alloy at High Rates of Strain", En Impact loading and Dynamic Behaviour of Materials (Edited by C.Y. Chiem, H.D.Kunze y L.W. Meyer). DGM Informationsgesellschaft mbH Germany. p 557.
- [94] Z. Rosenberg, D. Dawicke, E.Strader y S.J. Bless (1986) " A New Technique for Heating Specimens in Split Hopkinson Bar Experiments Using Induction Coil Heaters ". Exp. Mech. 1986, pp 275-278.
- [95] G. R. Johnson y W. H. Cook (1983), "A Constitutive Model and Data for Metals..." Proc. Seventh Int. Symp.on Ballistics, La Haya, Holanda.
- [96] G.R. Johnson y T.J. Holmquist (1988), "Evaluation of Cylinder Impact Test Data for Constitutive Model Constants", J. App. Phys. 64, 3901-3910.
- [97] L.F. Mondolfo (1971), " Structure of the aluminium: magnesium: zinc alloys ", Metals and materials, Vol 5, pp 95-124.
- [98] I.J. Polmear (1981), "Light Alloys", Edward Arnold, London
- [99] H. L. Ewalds y R.J.H. Wanhill (1989), "Fracture Mechanics", Edward Arnold, London

[100] "Failure Analysis of Metallic Materials by Scanning Electron Microscopy", Ed. S. Bhattacharyya, V.E. Johnson, S. Agarwal y M.A.H. Howes, IIT Research Institute, Chicago, Illinois.

[101] P.W. Bridgman (1952), "Studies in Large Plastic Flow and Fracture", McGraw Hill.