

CAPÍTULO II. BASES TEÓRICAS.

1. CREEP EN MATERIALES METÁLICOS.

1.1. INTRODUCCIÓN.

En la selección de materiales que van a verse sometidos a altas temperaturas de servicio, son muchos los factores que han de tenerse presentes. Entre dichos factores se encuentran los costes de los propios materiales, su trabajabilidad, su baja densidad en el caso de aplicaciones aeroespaciales, su resistencia al ataque ambiental y, en general, su resistencia a la deformación y a la fractura durante el servicio.

Cuando evaluamos la resistencia de los materiales a la deformación y fractura sometidos a carga durante largos periodos de tiempo y a alta temperatura, debemos prestar una atención especial al fenómeno conocido como termofluencia (“creep”, en inglés).

Existen muchas situaciones prácticas en las que los materiales se ven sometidos a cargas durante largos periodos de tiempo a elevada temperatura. Un claro ejemplo lo constituyen los álabes de las turbinas de gas, que operan sometidos a altas tensiones, debidas a la gran velocidad de rotación, y a flujos de gases a alta temperatura procedentes de la cámara de combustión. En las modernas turbinas de gas, los materiales de los álabes deben ser capaces de soportar altas tensiones y temperaturas del orden de 1300 K.

El fenómeno de termofluencia se puede ilustrar tomando una probeta de cobre que se somete a carga a temperatura ambiente. A temperatura ambiente, cuando aplicamos una pequeña carga, la probeta se deforma elásticamente y retorna a su forma original cuando cesa la carga. En cambio, cuando aplicamos cargas mayores, la probeta se deforma elástica y plásticamente, recuperándose sólo la deformación elástica cuando se realiza el proceso de descarga. Existe, además, un límite de carga que, cuando se supera, rompe la probeta inmediatamente. Sin embargo, en estos casos, la deformación producida tan solo depende de la tensión a la que se ha sometido a la probeta.

A más alta temperatura, cuando la magnitud de la carga aplicada no es suficiente para provocar la fractura inmediata, si se mantiene esta carga sobre la probeta durante

un largo periodo de tiempo observamos que la longitud de la probeta crece gradualmente con este, es decir, la deformación producida depende de la tensión aplicada y del tiempo.

El incremento de longitud de la probeta se define como:

$$\Delta l = l - l_i = \Delta l_o + \Delta l_c \quad (1)$$

donde l_i es la longitud inicial, l la longitud final, Δl_o es el incremento de longitud instantánea que se produce tras cargar la probeta y Δl_c es el incremento de longitud debido a la termofluencia. Tanto Δl como Δl_c varían en el tiempo y Δl_o es independiente de este.

Un ejemplo de termofluencia a tensión aplicada y temperatura constantes se muestra en la **Figura 1**.

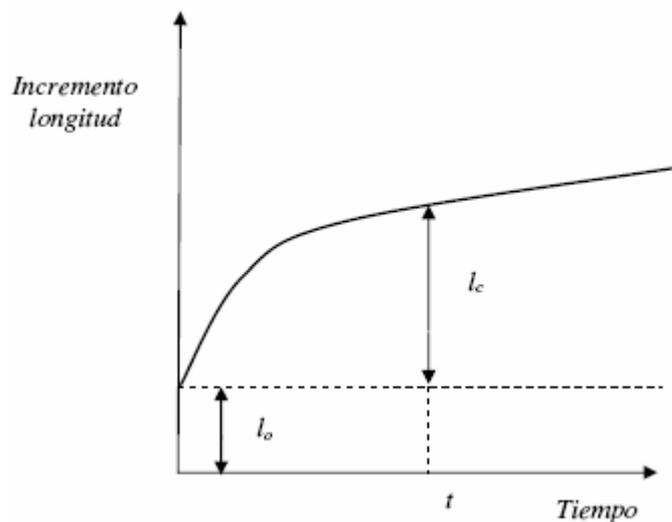


Figura 1. Variación de longitud con el tiempo de una probeta sometida a termofluencia.

Hay que indicar que la forma de la curva anterior varía dependiendo de si la temperatura de trabajo es alta o baja. Naturalmente el concepto de alta o baja depende del material en cuestión. Este fenómeno se puede ilustrar en la **Figura 2**, donde, a bajas temperaturas, los cambios dimensionales debidos a la termofluencia son extremadamente pequeños y la fractura rara vez ocurre [1].

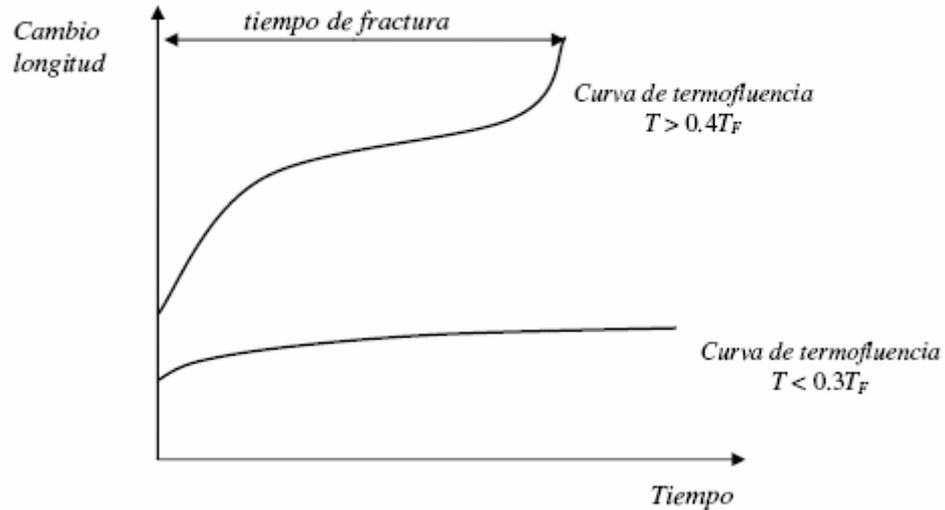


Figura 2. Curvas de fluencia a alta y baja temperatura (T_F es la temperatura de fusión del material).

Así pues, diremos que trabajamos a “alta temperatura” cuando el fenómeno de termofluencia es significativo y existe riesgo de fractura. En el caso de metales puros, la alta temperatura sucede alrededor de $0.4T_F$ [1], donde T_F es la temperatura de fusión del material. Así, la temperatura ambiente es alta para plomo que funde a 600 K, pero baja para el cobre que funde a 1356 K.

Debe tenerse presente además, que cuando se trabaja a altas temperaturas en atmósferas oxidantes, no sólo debe considerarse la resistencia a la termofluencia sino también la corrosión.

En este sentido, puede verse en la **Figura 3** una comparativa para distintas aleaciones de la resistencia a la oxidación y a la fractura por creep a alta temperatura [1].

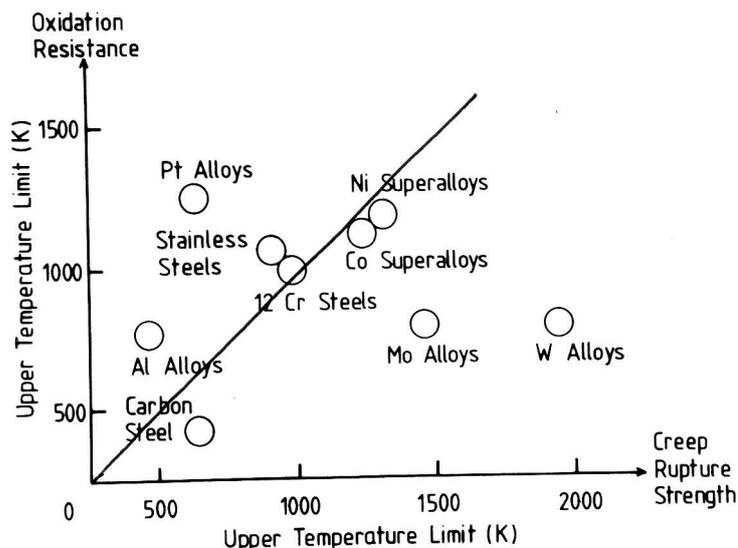


Figura 3. Resistencia a la fractura por creep y oxidación para diversas aleaciones en función de la temperatura.

1.2. ENSAYOS MECÁNICOS EN CALIENTE.

1.2.1 ENSAYO DE TRACCIÓN.

Antes de describir la forma en que la termofluencia y la fractura por termofluencia se miden normalmente, vamos a discutir en qué consiste y qué se obtiene de un ensayo de tracción convencional. Esta prueba proporciona información de la relación entre carga aplicada y deformación producida en una probeta. Así, para un material ensayado bajo las mismas condiciones, la carga necesaria para producir un cambio fijo en la longitud de la probeta depende de las dimensiones de la pieza ensayada. Para definir las propiedades del material, independientemente del tamaño de la probeta, la fuerza (F) frente al alargamiento (Δl) se convierte en gráficas de tensión nominal o ingenieril (σ_N) frente a la deformación nominal (ε_N) siendo:

$$\sigma_N = \frac{F}{A_0} \text{ y } \varepsilon_N = \frac{\Delta l}{l_0} \quad (2) \text{ y } (3)$$

El aspecto de una curva de tensión nominal frente a la deformación nominal, para un metal dúctil se muestra en la **Figura 4** [3]. Una vez obtenida la curva σ_N - ε_N , de su estudio pueden extraerse las siguientes propiedades mecánicas del material:

- el límite elástico σ_{LE} , que se calcula como F/A_0 , en el punto de la curva donde comienza la deformación plástica.
- el límite elástico convencional σ^*_{LE} definido como el valor de F/A_0 requerido para dar una deformación permanente de un 0.1%.
- la resistencia a la rotura, σ_R que es el valor máximo de F/A_0 que es capaz de soportar el material sin llegar a romper.
- la deformación plástica a la rotura o ductilidad a la tracción (ε_D) que se calcula como $(l_D-l_0)/l_0$, siendo l_D la longitud máxima que alcanza la probeta justo en el momento en que ésta se fractura.

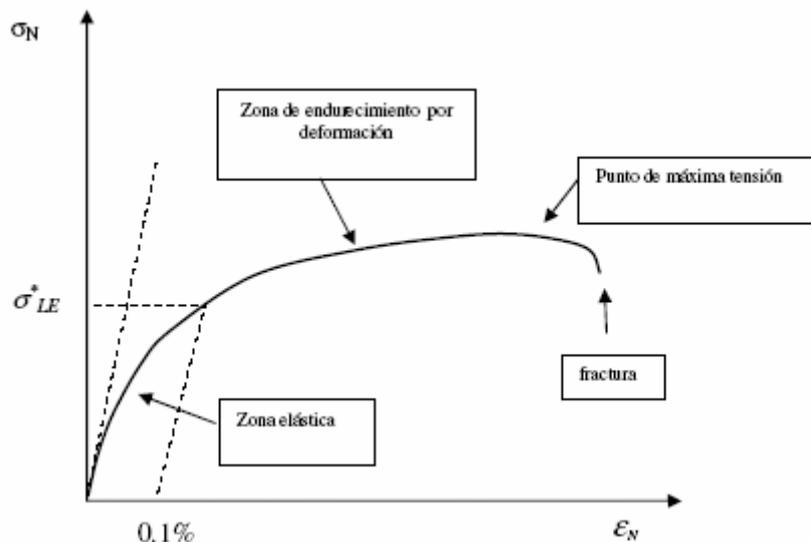


Figura 4. Curva de tracción convencional de un metal dúctil.

La unidad de medida de σ_{LE} , σ^*_{LE} y σ_R es, en el S.I., el Pascal ($Pa = N/m^2$), aunque para utilizar números sencillos suele utilizarse un múltiplo de este: MPa (MN/m^2).

Cuando las temperaturas de servicio son altas, las propiedades mecánicas de los materiales a emplear deben determinarse cuidadosamente para que pueda garantizarse que los componentes no se deformarán excesivamente o romperán inmediatamente.

Por ejemplo, un requerimiento usual de diseño es que el componente no se deforme plásticamente bajo las cargas esperadas durante el servicio. En este caso, la

sección transversal del componente debe ser lo suficientemente grande para que las tensiones de servicio no excedan al σ_{LE} a la temperatura de trabajo.

Los ensayos de tracción convencionales proporcionan la información necesaria para que desde el diseño puedan evitarse la deformación o rotura de los componentes. Sin embargo, para largas condiciones de operación, bajo tensiones y altas temperaturas, también deben tenerse presentes en la fase de diseño:

- que la deformación por termofluencia no provoque excesiva distorsión durante la vida de servicio proyectada, y
- que la rotura por termofluencia no ocurra durante la vida de servicio.

Para estas otras condiciones de operación las propiedades inferidas del ensayo de tracción no proporcionan información suficiente, y son necesarios ensayos de larga duración en los que los materiales se expongan a condiciones severas de tensión y temperatura.

No obstante, también pueden ser útiles ensayos de termofluencia de corta duración, que no superan las 100 horas [3]. Éstos se llevan a cabo para:

- asegurar la calidad, o garantizar que sucesivas series de material han sido producidos con los requerimientos especificados por los diseñadores.
- evaluar la forma en que cambiando la microestructura de los materiales se afecta al comportamiento y fractura por termofluencia.

Independientemente de la razón que nos lleve a determinar la termofluencia en los materiales, es esencial adoptar procedimientos de ensayo precisos en aras de proporcionar resultados fidedignos y reproducibles.

1.2.2 ENSAYO DE CREEP.

Consiste en representar la evolución temporal de la deformación de una probeta sometida a una carga y temperatura constante. Hay que mencionar que, aunque la carga aplicada permanezca constante, la tensión real en la probeta aumenta a medida que ésta se deforma y su sección transversal disminuye. Consideremos una probeta de longitud inicial l_0 , área transversal A_0 , que fluye bajo una carga total aplicada F , hasta una nueva longitud l ($l > l_0$), y un nuevo área transversal A ($A < A_0$), después de un tiempo t .

Admitiendo que el volumen de la probeta permanece constante y la deformación es uniforme, es decir,

$$l_0 \cdot A_0 = l \cdot A \quad (4)$$

entonces, la tensión real que verdaderamente actúa sobre la probeta será:

$$\sigma = \frac{F}{A} = \frac{F}{A_0} \frac{l}{l_0} = \frac{F}{A_0} (1 + \varepsilon_N) = \sigma_N (1 + \varepsilon_N) \quad (5)$$

donde σ_N es la tensión nominal en la probeta en el comienzo del ensayo, y ε_N es la deformación nominal dada por $(l - l_0)/l_0$.

De forma similar, debemos calcular la deformación. Si la longitud de la probeta se incrementa desde l_0 a l , durante un tiempo t , en un intervalo de tiempo dt se producirá un incremento de longitud dl . La longitud total pasará a ser $l+dl$. El incremento de deformación $d\varepsilon$ debido al cambio en la longitud de la probeta será dl/l y no dl/l_0 , ya que la longitud de la probeta en el instante t es l y no l_0 .

Entonces la deformación real, ε , en la probeta se puede expresar como:

$$\varepsilon = \int_0^{\varepsilon} d\varepsilon = \int_{l_0}^l \frac{dl}{l} = \ln\left(\frac{l}{l_0}\right) \quad (6)$$

Aunque se han desarrollado máquinas capaces de realizar ensayos a tensión constante, la mayoría de los ensayos se llevan a cabo bajo carga constante [1], mucho más sencillos de implementar. Ello es debido a que, si la ductilidad en creep del material es baja ($\varepsilon_C < 1\%$), los resultados obtenidos con carga constante y tensión constante son indistinguibles [1]. En este caso, además, no existe diferencia significativa entre considerar deformaciones nominales o deformaciones reales.

1.3. CURVAS DE CREEP.

Cuando los ensayos de termofluencia se llevan a cabo para un rango amplio de condiciones y para muchos materiales, se observa, en general, que las formas de las curvas de deformación frente al tiempo son diferentes a bajas y a altas temperaturas.

Para estudiar la termofluencia es conveniente empezar por considerar el comportamiento exhibido a baja temperatura. En la **Figura 5** se muestra la forma típica de las curvas de deformación por termofluencia para temperaturas por debajo de $0.4T_F$.

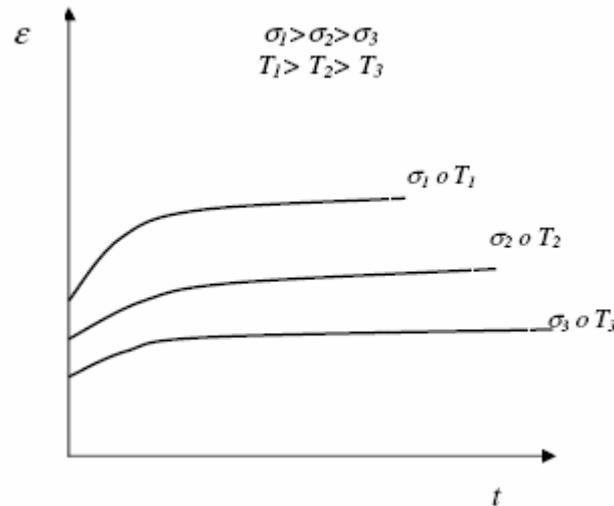


Figura 5. Curvas de creep para temperaturas inferiores a $0.4T_F$.

La **Figura 6** muestra la velocidad de termofluencia $\dot{\epsilon} = d\epsilon / dt$ para bajas temperaturas con diferentes pares de tensión aplicada y temperatura.

Observando las curvas vemos que, tras la deformación inicial debida a la carga aplicada e influencia de la temperatura, la velocidad de termofluencia decae continuamente. Bajo estas condiciones de baja temperatura, la deformación total por termofluencia es normalmente muy baja, menor del 1%, y las velocidades de deformación que se alcanzan son tan pequeñas que raramente se produce la rotura [1].

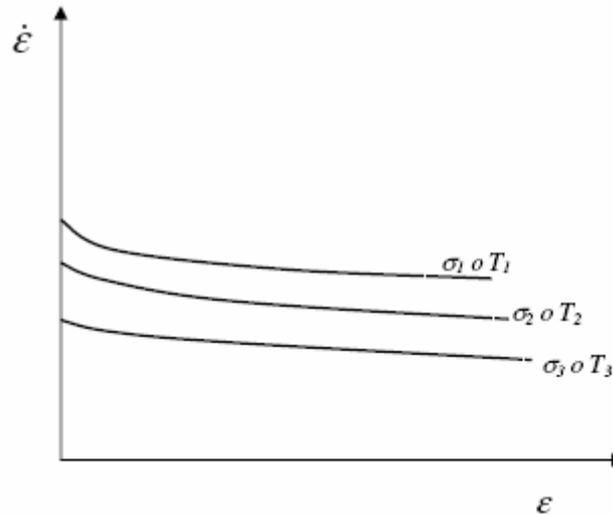


Figura 6. Velocidades de deformación por creep para temperaturas inferiores a $0.4T_F$.

La información básica que se deriva de un ensayo de termofluencia es el aumento de la deformación con el tiempo a una tensión y temperatura fijas. La deformación total en la probeta (ϵ_{TOT}) en un instante puede escribirse como:

$$\epsilon_{TOT} = \epsilon_0 + \epsilon \quad (7)$$

donde ϵ_0 es la deformación instantánea que se produce al cargar y ϵ es la deformación de termofluencia. Como ϵ_0 es la deformación inicial obtenida al aplicar una tensión σ , en un ensayo de termofluencia a temperatura T , su valor puede obtenerse también de la curva del ensayo de tracción para el material a la misma temperatura, como la deformación obtenida para esa misma tensión σ . Esto se muestra en la **Figura 7** y en la **Figura 8**.

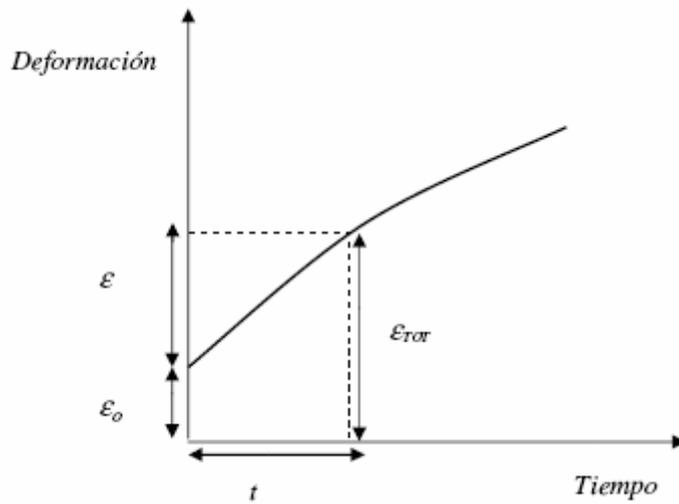


Figura 7. Curva de ensayo de creep.

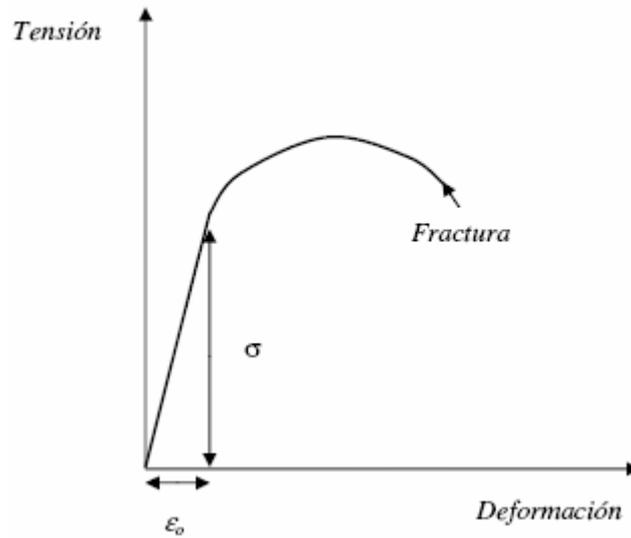


Figura 8. Curva de ensayo de tracción.

La curva tensión frente a deformación para un determinado material varía con la temperatura, por lo que el valor de ϵ_0 no sólo depende de la tensión sino también de la temperatura. Esta dependencia se puede describir matemáticamente como:

$$\epsilon_0 = f_1(\sigma, T) \quad (8)$$

que significa que ϵ_0 es una función sólo de la tensión y temperatura.

En cambio, la deformación de termofluencia es una función no sólo de la tensión y temperatura, sino también del tiempo, por lo que:

$$\varepsilon = f_2(\sigma, T, t) \quad (9.1)$$

Por ejemplo, la deformación de termofluencia varía con el tiempo y la curva de deformación de termofluencia frente al tiempo varía con la tensión y temperatura, como se observaba en la **Figura 5**. La forma exacta de la expresión matemática que satisface la ecuación 9.1, se calcula mediante análisis de las curvas de deformación de termofluencia frente al tiempo, obtenidas a diferentes tensiones, en ensayos llevados a cabo a bajas temperaturas para materiales diferentes.

Se suelen asumir formas de la ecuación 9.1 que separan la dependencia de la deformación producida durante el creep con la tensión, temperatura y tiempo [25].

$$\varepsilon = f_a(\sigma) f_b(T) f_c(t) \quad (9.2)$$

En condiciones de termofluencia a baja temperatura, para muchos materiales cristalinos se ha encontrado que la deformación de termofluencia aumenta linealmente con el logaritmo del tiempo [1], de tal forma que:

$$\varepsilon = \varepsilon_{TOT} - \varepsilon_0 = \alpha_1 \ln(\alpha_2 t + 1) \quad (10)$$

donde α_1 y α_2 son constantes para cada material que dependen de la tensión y de la temperatura, aunque débilmente, porque la deformación total de termofluencia a temperaturas alrededor de $0.3T_F$ es pequeña para todas las condiciones de tensión y temperatura.

Además, derivando la ecuación 10 se obtiene la velocidad de termofluencia en un instante:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\alpha_1 \cdot \alpha_2}{\alpha_2 \cdot t + 1} \quad (11)$$

Expresión que es consistente con el hecho de que, en ensayos a baja temperatura, la velocidad de termofluencia decrece continuamente con el tiempo (Ver la anterior **Figura 6**).

Entonces, la ecuación 10 proporciona una descripción cuantitativa de la dependencia de la deformación de termofluencia con el tiempo, y a través de α_1 y α_2 , con la tensión y la temperatura (acorde con la ecuación 9.1).

Las ecuaciones que describen la dependencia de la deformación de termofluencia con el tiempo, con la tensión y con la temperatura se denominan *relaciones constitutivas* para un material. Una vez que se conocen las ecuaciones constitutivas, se pueden conocer parámetros de diseño como la tensión máxima que el material puede experimentar a la temperatura de servicio sin alcanzar la deformación límite de termofluencia. Sin embargo, las leyes constitutivas exactas se necesitan también para propósitos teóricos [1]. Por ejemplo, la termofluencia a baja temperatura se produce por el movimiento de dislocaciones en el cristal. Una teoría sobre dislocaciones debe explicar el comportamiento de termofluencia a baja temperatura, y tendrá que predecir la dependencia logarítmica observada de la deformación de termofluencia con el tiempo, ecuación 10.

La ecuación 10 proporciona, entonces, una buena descripción de los cambios en la deformación con el tiempo para baja temperatura. Sin embargo, cuando la temperatura de termofluencia se incrementa por encima de $0.4T_F$, la forma de la curva de termofluencia se desvía crecientemente de la curva logarítmica dibujada a baja temperatura (**Figura 9**). A alta temperatura, la deformación de termofluencia puede ser grande y el proceso, generalmente, conduce a la rotura [1]. Así, es prioritario desarrollar relaciones constitutivas correctas que describan plenamente el comportamiento del material bajo condiciones de termofluencia a alta temperatura.

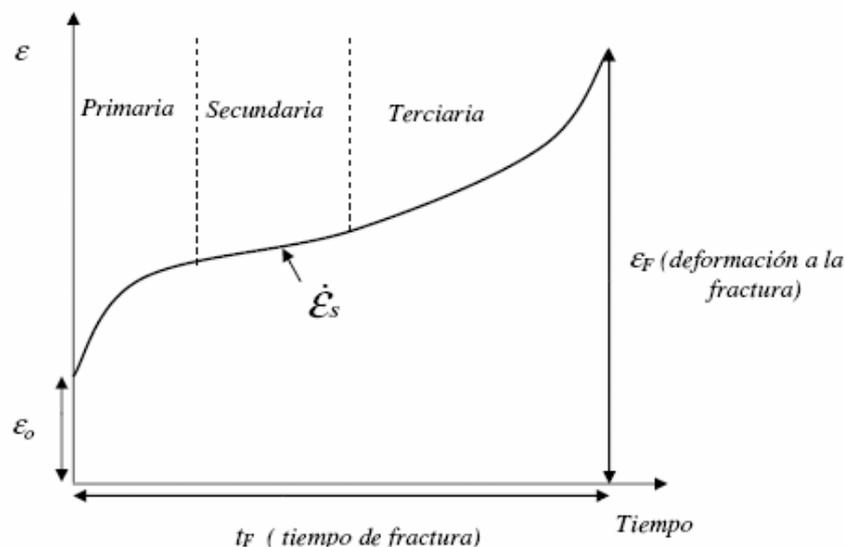


Figura 9. Curva de termofluencia para alta temperatura.

1.4. CREEP A ALTAS TEMPERATURAS Y VELOCIDAD SECUNDARIA DE CREEP.

Mientras las curvas de termofluencia a baja temperatura están bien descritas por la ecuación 10, no se ha alcanzado un consenso general sobre las ecuaciones que se deben usar para describir la forma de las curvas de termofluencia observadas a alta temperatura [1]. Puede encontrarse en la bibliografía una gran cantidad de modelos de comportamiento [25]. Por esta razón, a alta temperatura, las curvas de termofluencia se describen frecuentemente con referencia a las tres regiones distintivas de éstas.

Como puede verse, después de la deformación inicial que se produce al cargar, la velocidad de termofluencia decae durante la etapa transitoria inicial (creep primario). Después se llega a una etapa de estabilidad en la que se igualan fenómenos de endurecimiento del material con fenómenos de recuperación [1, 27], por lo que la velocidad de deformación permanece constante (creep secundario). Posteriormente vuelve a producirse un incremento sucesivo en la velocidad de deformación consecuencia de la disminución de la sección transversal de la probeta y del deterioro del material previo a la fractura durante el creep terciario [25].

De esta forma, la curva de termofluencia se discute en términos de cambios en la velocidad de termofluencia de un ensayo. Por ejemplo, la ecuación 9 se presenta en forma diferencial como:

$$\dot{\varepsilon} = f_3(\sigma, T, t) \text{ ó } \dot{\varepsilon} = f_4(\sigma, T, \varepsilon) \quad (12) \text{ y } (13)$$

En la mayoría de los ensayos de creep, en especial en los de mayor duración, la etapa secundaria de creep es la predominante. Además, la velocidad durante esta etapa puede utilizarse en relaciones empíricas (*Monkman-Grant*) para determinar el tiempo de fractura en función del material ensayado [27]. Por esto se acepta que el parámetro más importante es la velocidad secundaria de termofluencia, $\dot{\varepsilon}_s$, que es el gradiente (ó pendiente) de la segunda etapa de las curvas de termofluencia a alta temperatura.

Esta consideración simplifica el problema de obtener ecuaciones que representen las propiedades de termofluencia de materiales a alta temperatura. Durante la segunda etapa, $\dot{\epsilon}_s$ permanece constante con el tiempo, y con la deformación, por lo que las ecuaciones 12 y 13 se reducen a:

$$\dot{\epsilon}_s = f_5(\sigma, T) \quad (14)$$

es decir, la velocidad secundaria de termofluencia depende sólo de la tensión y temperatura, pero no de la deformación de termofluencia o del tiempo. Habitualmente suelen separarse [1] las dependencias de la temperatura y de la tensión de la ecuación 14, por lo que puede describirse como:

$$\dot{\epsilon}_s = u(\sigma) \cdot v(T) \quad (15)$$

donde la función $u(\sigma)$ describe la variación de $\dot{\epsilon}_s$ con la tensión y la función $v(T)$ describe la dependencia de $\dot{\epsilon}_s$ con la temperatura.

1.5. DEPENDENCIA CON LA TEMPERATURA DE LA VELOCIDAD SECUNDARIA DE CREEP.

Fijando una determinada σ es posible encontrar la dependencia con la temperatura de $\dot{\epsilon}_s$. Esto es,

$$\dot{\epsilon}_s \propto v(t) \quad (16)$$

La **Figura 10** muestra experiencias de este tipo.

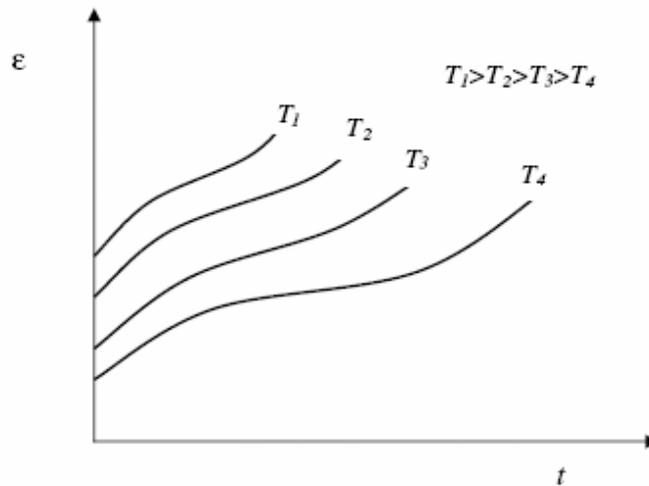


Figura 10. Curvas de termofluencia para igual tensión y diferentes temperaturas.

Cuando se representa $\ln(\dot{\epsilon}_s)$ frente $(1/T)$, se obtiene una relación lineal, esto es,

$$\ln \dot{\epsilon}_s \propto - (1/T) \quad (17)$$

La **Figura 11** muestra la dependencia encontrada experimentalmente [1].

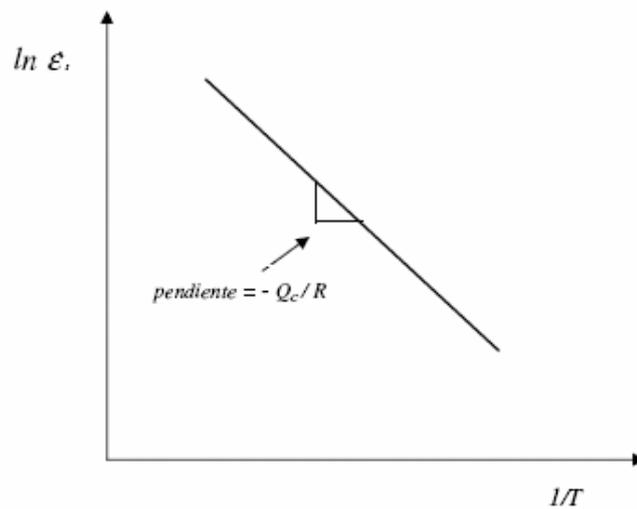


Figura 11. Dependencia con la temperatura de la velocidad de deformación.

La pendiente de la recta representada en la **Figura 11** vale $-Q_c/R$, donde Q_c es la energía de activación para el creep y R es la constante universal de los gases.

Esta dependencia de la temperatura se encuentra en muchos procesos diferentes, como son la difusión, oxidación y otros. Como en el caso de la velocidad de difusión, la velocidad de termofluencia también se puede expresar mediante la *ley de Arrhenius*, por lo que:

$$\dot{\epsilon}_s = C_1 \exp\left(\frac{Q_c}{RT}\right) \quad (18)$$

donde C_1 es una constante y, tomando logaritmos, se obtiene que:

$$\ln \dot{\epsilon}_s = -\frac{Q_c}{RT} + C_2 \quad (19)$$

que es consistente con la relación lineal mostrada en la curva [1] de la **Figura 11**, a partir de la cual puede calcularse el valor de Q_c .

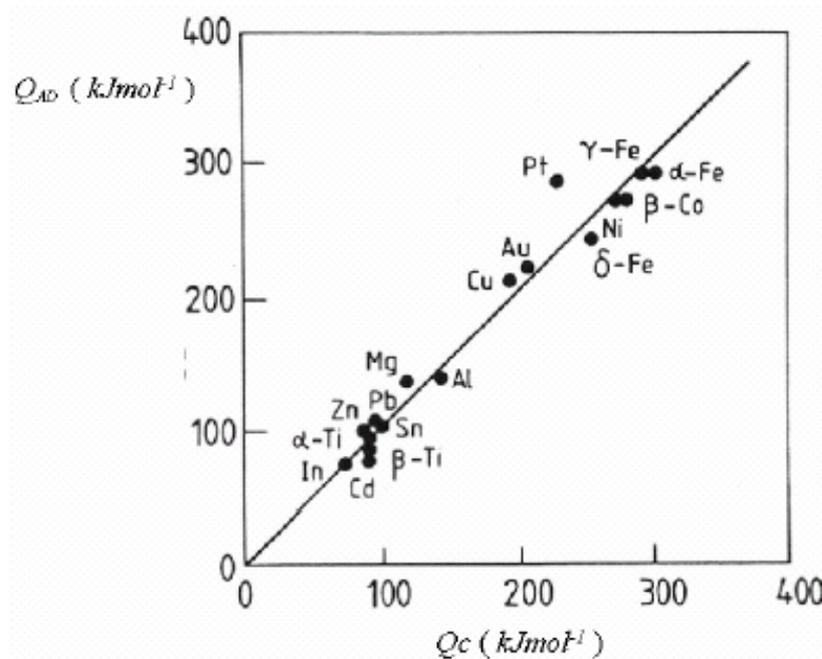


Figura 12. Relación entre la energía de activación para el creep (Q_c) y para la autodifusión (Q_{SD}) para diferentes aleaciones y metales puros.

Puede comprobarse que los valores de Q_c son, generalmente, coincidentes con los valores de la *energía de activación para la autodifusión* (Q_{SD}), principalmente a temperaturas superiores a $0.5T_M$, lo que enfatiza el importante papel que juega la difusión en los procesos de termofluencia a alta temperatura [1].

La **Figura 12** muestra el buen acuerdo entre Q_c y Q_{SD} .

1.6. DEPENDENCIA CON LA TENSIÓN DE LA VELOCIDAD SECUNDARIA DE CREEP.

Una vez que se ha encontrado una expresión satisfactoria para la función $v(T)$, sería posible definir una forma conveniente para:

$$\dot{\epsilon}_s \propto u(\sigma) \quad (20)$$

Para ello se pueden realizar ensayos a una temperatura constante pero donde se varía la tensión utilizada. El tipo de curvas obtenidas se representa en la **Figura 13**.

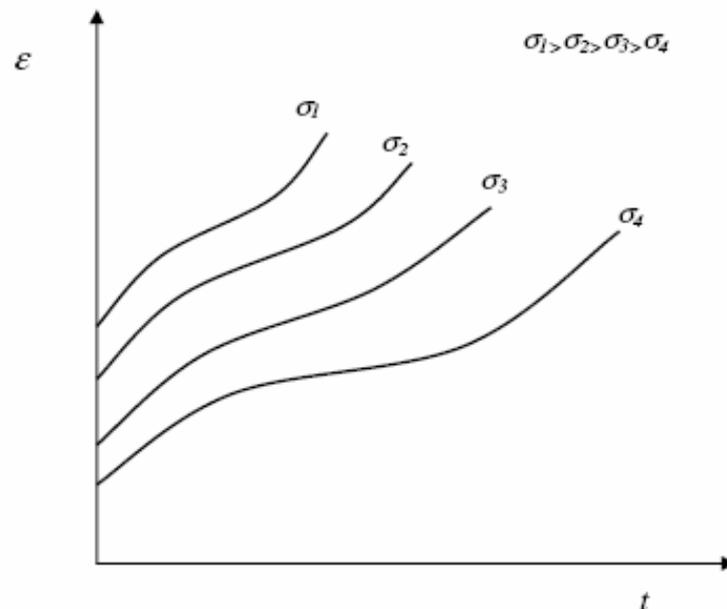


Figura 13. Curvas de creep para una misma temperatura y distintas tensiones.

Desafortunadamente, no existe una única expresión para $u(\sigma)$. Suele aceptarse una dependencia potencial del tipo:

$$\dot{\epsilon}_s \propto \sigma^n \quad (21)$$

Esta expresión, a veces llamada *Ley de Norton*, proporciona la base para una ecuación que ha sido muy utilizada para describir el comportamiento de termofluencia a alta temperatura [1, 27].

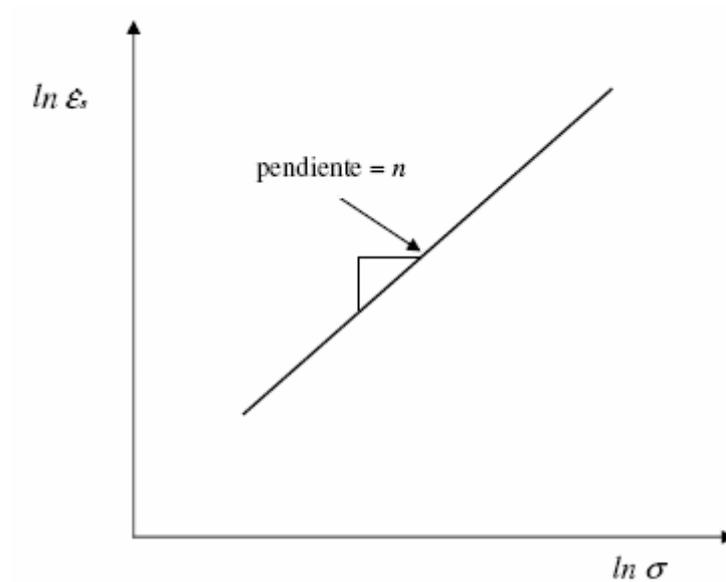


Figura 14. Dependencia con la tensión de la velocidad de deformación.

La determinación de la pendiente de $\ln(\epsilon_s)$ frente a $\ln \sigma$ da el valor del exponente de tensión, n , cuando la variación de ϵ_s con la tensión se describe usando una ley potencial.

1.7. LEY POTENCIAL DEL CREEP.

Conocidas las dependencias de ϵ_s con σ y T , podemos aunar ambas expresiones en la siguiente ecuación:

$$\dot{\epsilon}_s = A\sigma^n \exp\left(-\frac{Q_c}{RT}\right) \quad (22)$$

donde A es una constante. Esta expresión se utiliza de manera generalizada por la mayoría de investigadores para la descripción del creep en materiales metálicos a alta temperatura. Se la conoce como *Ley Potencial del Creep*, y proporciona una buena descripción del comportamiento de la velocidad de termofluencia de la segunda etapa, como se observa en los datos presentados en la **Figura 15** para el cobre policristalino.

Para cada temperatura de fluencia, la pendiente de $\ln(\dot{\epsilon}_s)$ frente a $\ln \sigma$ es $n \cong 5$, que es un valor muy repetido en muchos metales puros y en sólidos iónicos. Además, a partir de la **Figura 15** se puede determinar que Q_c tiene un valor de 130 KJ/mol aproximadamente. Este valor es inferior a la energía de activación para la difusión a través de la red en el cobre, que es $Q_{SD} \cong 204$ KJ/mol. Se observa entonces, que Q_c no siempre es igual a Q_{SD} , hecho que se infería de la información aportada por la **Figura 12**. Además, cuando se realizan ensayos de termofluencia a tensiones superiores e inferiores que el rango estudiado en la **Figura 15**, se encuentran valores de n diferentes a 5. Así, cuando se usa la *ley potencial del creep* (ec. 22) para describir el comportamiento de la velocidad de termofluencia de la etapa secundaria, los valores de n y Q_c pueden variar para diferentes rangos de tensión y temperatura.

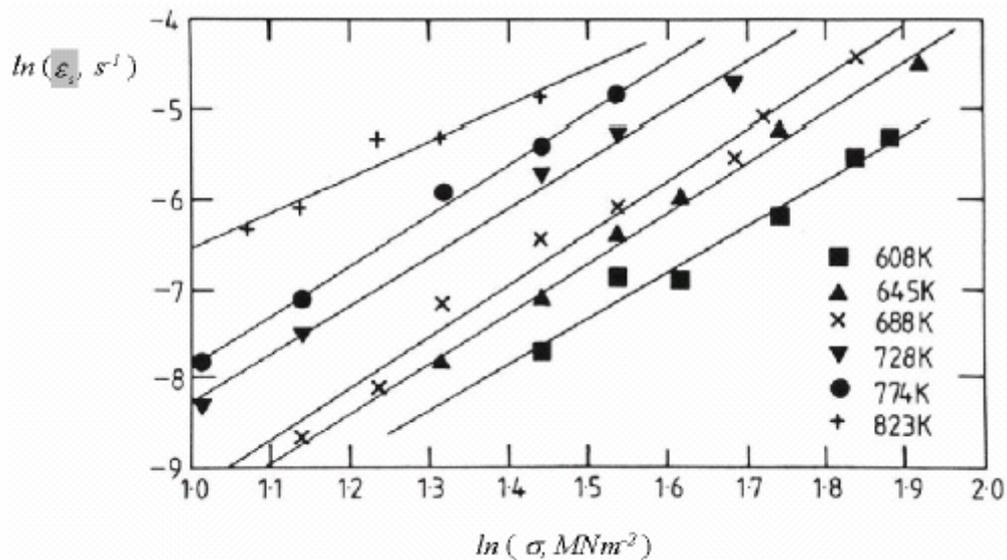


Figura 15. Velocidad secundaria de creep del cobre en función de la tensión aplicada para diferentes temperaturas.

1.8. COMPORTAMIENTO A ALTAS TENSIONES. ROTURA DE LA LEY POTENCIAL.

Multiplicando ambos miembros de la ecuación (22) por $\exp(Q_c/RT)$ nos da:

$$\dot{\epsilon}_s \cdot \exp\left(\frac{Q_c}{RT}\right) = A \cdot \sigma^n \quad (23)$$

donde a la parte izquierda de la ecuación anterior se le llama velocidad secundaria de termofluencia con “*temperatura compensada*“. Tomando valores apropiados para Q_c , puede conseguirse que las relaciones individuales $\ln\left(\dot{\epsilon}_s \cdot \exp\left(\frac{Q_c}{RT}\right)\right)$ frente a $\ln \sigma$ obtenidas a diferentes temperaturas se superpongan en una única línea.

Por ejemplo, tomando $Q_c \cong 130$ kJ/mol, representando la velocidad de deformación de la temperatura compensada para el cobre policristalino, se consigue que todos los datos de la **Figura 15** se condensen en una única línea, como se muestra en la **Figura 16**.

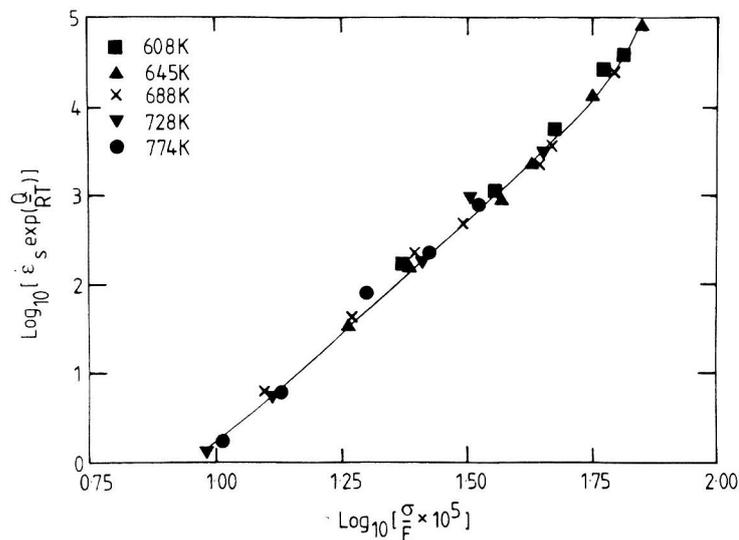


Figura 16. Velocidad secundaria de creep “compensada por temperatura“ para cobre policristalino.

Si se observa esta figura, la línea no es perfectamente recta. Mientras $n \cong 5$ para el amplio rango de tensiones de la **Figura 16**, para las curvas dibujadas a tensiones muy altas, su curvatura sugiere que el valor de n se incrementa continuamente con el incremento de tensión. Este incremento de n con la tensión en ensayos de corta duración se refiere a menudo como comportamiento a altas tensiones.

Bajo condiciones de altas tensiones se dice que se produce la “rotura” de la ley potencial del creep, utilizándose una expresión diferente para $u(\sigma)$ en la ecuación 15. En general, en este régimen de muy altas tensiones, $\dot{\epsilon}_s$ tiene una dependencia exponencial con la tensión [1, 27] quedando:

$$\dot{\epsilon}_s \propto \exp(V\sigma) \quad (24)$$

donde el parámetro V se puede determinar a partir de la pendiente de la curva $\ln(\dot{\epsilon}_s)$ frente a σ para resultados obtenidos a la misma temperatura de termofluencia. Sustituyendo esta expresión por $u(\sigma)$ en la ecuación 15, entonces se obtiene una dependencia exponencial con la tensión y temperatura de la velocidad de termofluencia de la etapa secundaria tal como:

$$\dot{\epsilon}_s = B \exp\left(-\frac{Q_c - V'\sigma}{RT}\right) \quad (25)$$

donde $V = V' / RT$ y B son constantes. Multiplicando ambos miembros de la ecuación 24 por $\exp(Q_c / RT)$ obtenemos:

$$\dot{\epsilon}_s \exp\left(\frac{Q_c}{RT}\right) = B \exp\left(\frac{V'\sigma}{RT}\right) \quad (26)$$

1.9. TRANSICIÓN EN EL VALOR DEL EXPONENTE DE TENSIONES.

Cuando la variación de la velocidad de termofluencia secundaria con la tensión se describe mediante una ley potencial como la ecuación 21, los resultados para el cobre en la **Figura 16** sugieren que $n \cong 5$, excepto en el régimen de tensiones muy altas. Este valor de n está de acuerdo con el hecho de que los valores de n oscilan entre 4 y 6 como

se ha obtenido en metales puros a tensiones que faciliten la medida de la velocidad de termofluencia, y en ensayos de termofluencia que duran desde unas horas hasta varias semanas.

Sin embargo, cuando la velocidad de termofluencia de la segunda etapa se determina a partir de curvas de termofluencia obtenidas a tensiones muy inferiores al rango de condiciones experimentadas en la **Figura 15**, las curvas $\ln(\dot{\epsilon}_s)$ frente a $\ln \sigma$ se obtienen también disminuyendo la tensión aplicada, produciendo una transición en el valor de $n \cong 5$ para altas tensiones, a un valor de $n \cong 1$, para el régimen de bajas tensiones (**Figura 17** y **Figura 18**).

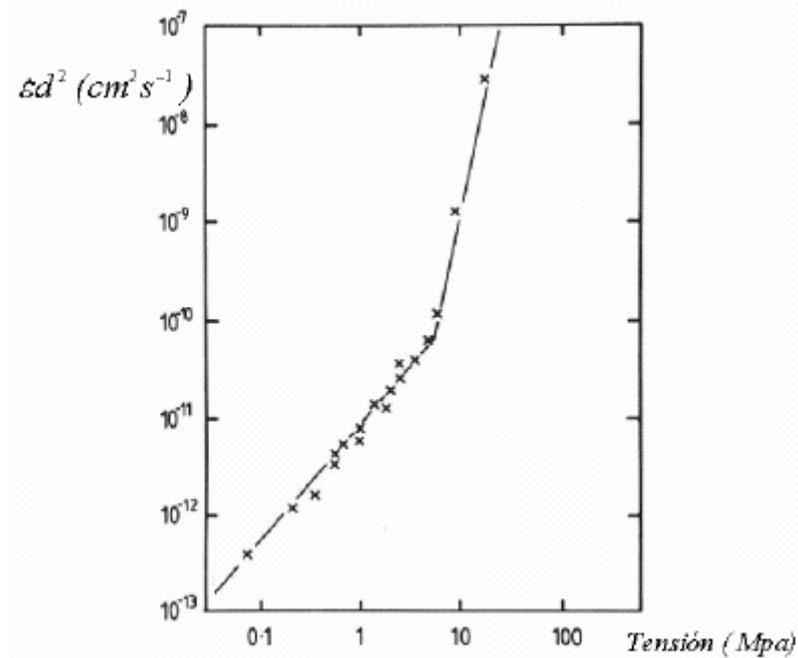


Figura 17. Velocidad de termofluencia compensada con el tamaño de grano.

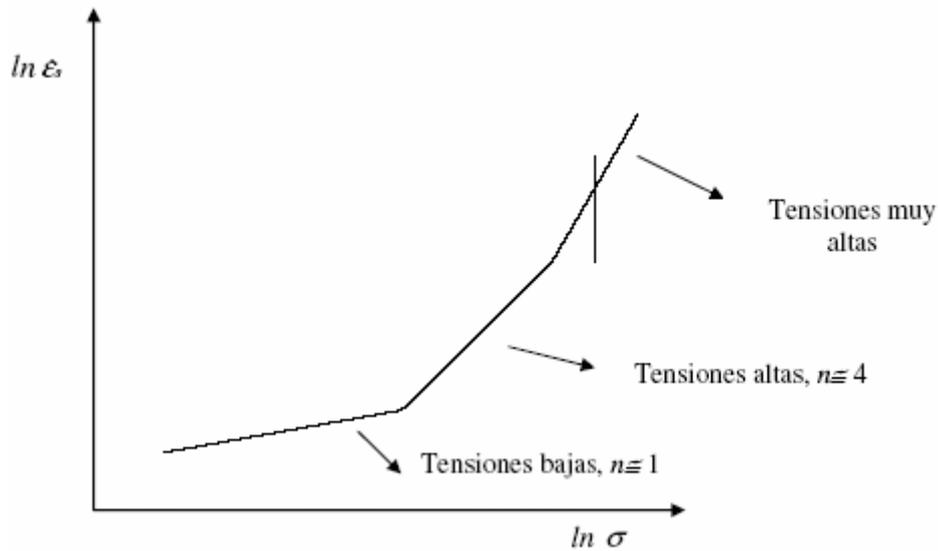


Figura 18. Transiciones en el valor de n en metales puros al variar el nivel de tensión aplicada.

1.10. TRANSICIÓN EN EL VALOR DE LA ENERGÍA DE ACTIVACIÓN PARA EL CREEP.

Para el rango de condiciones estudiadas en la **Figura 15**, el valor de $Q_c \cong 130$ kJ/mol es inferior al valor de la energía de activación para la autodifusión, $Q_{SD} \cong 204$ kJ/mol en el cobre. Sin embargo, como se muestra en la **Figura 19**, cuando se determina la velocidad secundaria de termofluencia a partir de curvas de termofluencia del cobre policristalino para un amplio rango de temperaturas, $Q_c \cong Q_{SD}$ a temperaturas cercanas a $0.7T_F$ y superiores. En realidad, cuando las propiedades de termofluencia de metales puros se estudian a temperaturas superiores a $0.4 T_F$, se observa frecuentemente que $Q_c \cong Q_{SD}$ en línea con los datos obtenidos en la **Figura 12**. Por el contrario, a temperaturas de termofluencia cercanas a $0.4 T_F$ y justo por encima, los valores de Q_c son aproximadamente la mitad de los valores de energía de activación para la difusión a través de la red, como se observa en la **Figura 19**. Además, esta transición en el valor de Q_c desde $Q_c \cong Q_{SD}$ a $Q_c \cong 0.5 Q_{SD}$ se ha observado cuando la temperatura de termofluencia disminuye hasta $0.4 T_F$ independientemente de si los ensayos se han realizado a tensiones elevadas cuando ($n \cong 4-6$) o a tensiones bajas ($n \cong 1$), **Figura 18**. De este modo, incluso en ensayos con las condiciones para que aparezca la etapa

secundaria de la termofluencia que pueden ser bien descritos mediante la ecuación 21, es importante resaltar que los parámetros n y Q_c no son constantes.

El patrón general de comportamiento para metales puros se muestra en la **Tabla 1**. Estas transiciones en los valores de n y Q_c se explican normalmente sobre la base de que existen diferentes mecanismos que determinan el comportamiento de termofluencia, según sean los rangos de tensión y temperatura, por ejemplo un cambio en n o en Q_c , significa un cambio en el mecanismo de termofluencia.

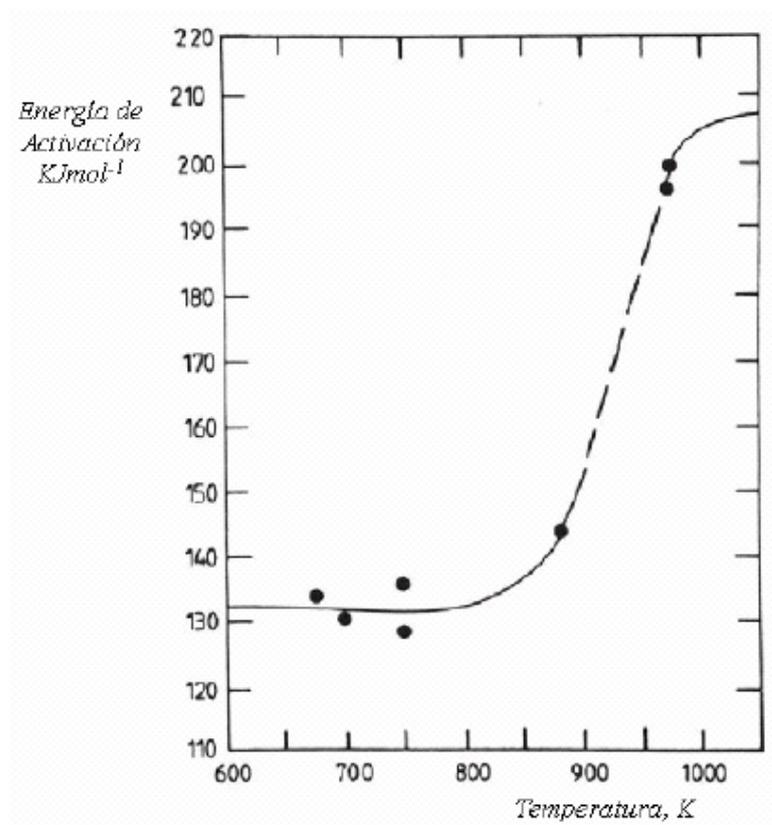


Figura 19. Variación con la temperatura de la energía de activación para el creep en el cobre policristalino.

Temperatura de ensayo	Tensiones altas	Tensiones bajas
-----------------------	-----------------	-----------------

$T \cong 0.7T_F$	$n \cong 4 - 6, Q_C \cong Q_{AD}$	$n \cong 1, Q_C \cong Q_{AD}$
$T \cong 0.4T_F$	$n \cong 4 - 6, Q_C \cong 0.5Q_{AD}$	$n \cong 1, Q_C \cong 0.5 Q_{AD}$

Tabla 1. Valores típicos de n y Q_C para metales puros en diferentes rangos de tensión y temperatura.

1.11. MECANISMOS DE TERMOFLUENCIA.

Los mecanismos de creep pueden ser clasificados en dos grandes tipos: (a) los basados en procesos de difusión y (b) los basados en el movimiento de dislocaciones.

En cuanto a los primeros, cabe decir que son los predominantes a altas temperaturas, y se deben al movimiento de las vacantes en el material. Es por ello que la energía de activación para el creep es muy próxima a la de autodifusión para altas temperaturas. Llamaremos difusión reticular a la que se produce en todo el volumen del material por la existencia de vacantes y que requiere una energía de activación para el creep $Q_C \approx Q_{SD}$. Sin embargo, aunque existen vacantes en todo el volumen del material hay, no obstante, zonas preferentes para la difusión y que requieren para ello una menor energía de activación. Estas son las zonas con defectos de empaquetamiento y, sobre todo, los límites de grano. Esto hace que para temperaturas algo más bajas se necesite una energía de activación inferior a Q_{SD} (en muchos casos $0.5Q_{SD}$) para que se produzca la termofluencia, tal y como se ilustra esquemáticamente en la **Figura 20**. A estas temperaturas, la fracción de átomos que tienen energía suficiente para ocupar vacantes por difusión reticular es muy baja. Sin embargo, la temperatura es suficiente como para que sea muy importante la difusión por estas zonas preferentes. A más alta temperatura se vuelve importante la difusión reticular y esta anula el efecto de la difusión por las zonas preferentes, por ser la cantidad de átomos que se mueven por el primer proceso mucho mayor que los que se difunden por el segundo.

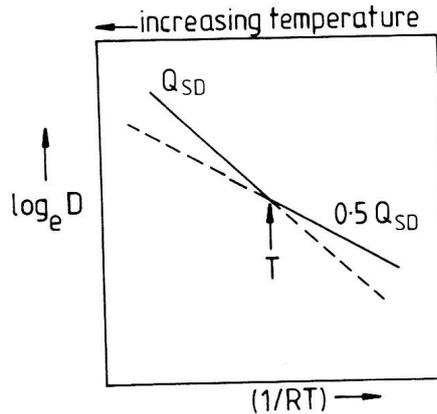


Figura 20. Esquema de variación de la velocidad de difusión con la temperatura para la difusión reticular y la que tiene lugar por zonas preferentes.

Existen diversas teorías para intentar explicar la relación entre los mecanismos de creep de difusión y las ecuaciones que lo gobiernan. Los más básicos y aceptados son los mecanismos de *Coble* y de *Nabarro-Herring*.

En el mecanismo de *Coble* (**Figura 22**) se asume que la difusión de las vacantes se produce a través de los límites de grano, y no por el interior de estos. En este caso se obtendría para la *ley potencial del creep* un *exponente de tensiones* $n \approx 1$ y una *energía de activación para el creep* igual a la de autodifusión a través de los límites de grano, $Q_C \approx Q_{GB}$.

En el mecanismo de *Nabarro-Herring* (**Figura 21**) se asume que la difusión de las vacantes se produce por el interior del grano, es decir, en todo el volumen. Ello conlleva que el *exponente de tensiones* sea $n \approx 3$ y la *energía de activación para el creep* igual a la de autodifusión del metal en cuestión, $Q_C \approx Q_{SD}$.

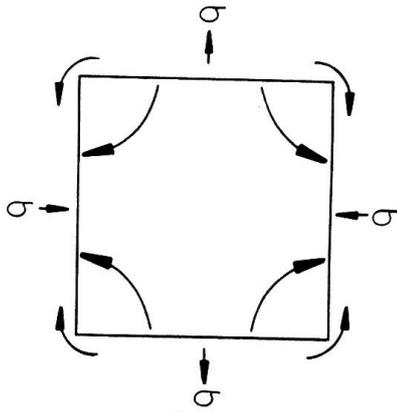


Figura 21. Mecanismo de difusión de Coble (a través de los límites de grano).

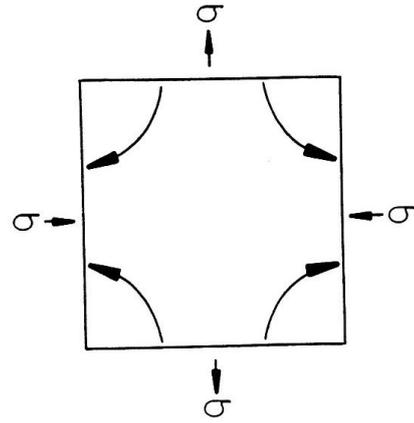


Figura 22. Mecanismo de difusión de Nabarro-Herring (a través del interior del grano).

Para más bajas temperaturas o altas tensiones el tipo de mecanismo gobernante del creep no es de naturaleza difusiva, sino que se basa en el movimiento de dislocaciones. En la **Figura 23** puede verse una micrografía de cobre ensayado a 688 K tras 1ks (a) y 268 ks (b). Se aprecia cómo se ha pasado de una distribución aleatoria de dislocaciones a una subestructura donde las dislocaciones se han agrupado formando subgranos.

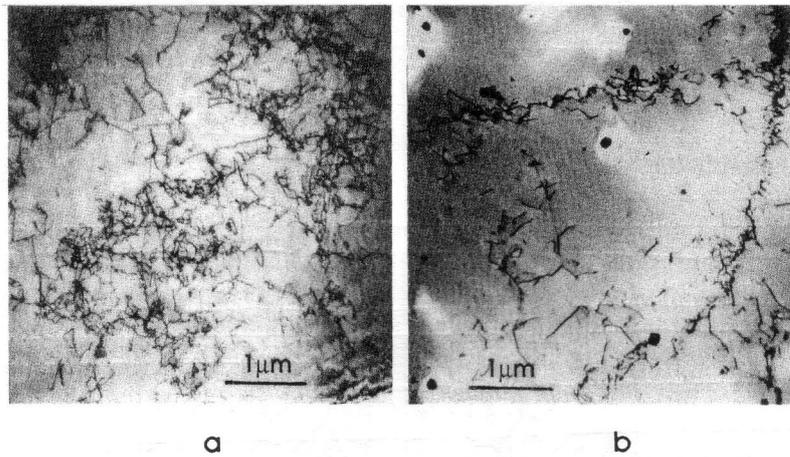


Figura 23. Micrografías de cobre ensayado a 688 K tras (a) 1ks y (b) 268ks, mostrando el desarrollo de una subestructura de subgranos formados por dislocaciones.

Para entender esto es preciso describir en qué consisten los fenómenos de endurecimiento y recuperación que ocurren durante el creep. Cuando deformamos un

metal a baja temperatura la tensión requerida para producir un incremento en la deformación del material es cada vez mayor. Se dice que el material se endurece por deformación. Por otro lado, cuando mantenemos una determinada deformación en el material a alta temperatura este se reblandece, es decir, es necesaria cada vez menos tensión para mantener dicha deformación. Se pueden definir parámetros para el endurecimiento (h) y recuperación o reblandecimiento del metal (r) con las expresiones

$$h = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} \right) \quad (27)$$

$$r = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t} \right)_\varepsilon \quad (28)$$

En un ensayo de creep a alta temperatura suceden, simultáneamente, ambos fenómenos de endurecimiento y recuperación. De hecho, cuando ambos valores se compensan se produce una situación de equilibrio coincidente con la etapa secundaria del creep, es decir, se consigue una velocidad constante de deformación.

Volviendo al mecanismo de termofluencia basado en el movimiento de las dislocaciones, el endurecimiento se asocia con la creación, movimiento y anclaje de dislocaciones y la recuperación se asocia con la escalada y deslizamiento, aniquilamiento o reagrupamiento en configuraciones menos energéticas de estas. En la **Figura 24** se ilustra el cambio en la distribución de dislocaciones a medida que avanza el proceso de creep (etapas a, b, c y d en la figura).

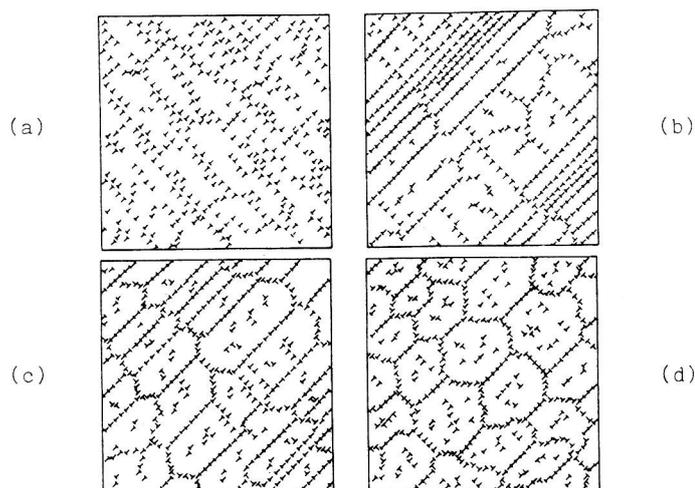


Figura 24. Cambio de distribución de dislocaciones en el creep, con desarrollo de estructura de subgranos cuyos límites vienen definidos por agrupaciones de dislocaciones.

El modelo de *Weertman* ya mencionado (el endurecimiento es la creación y anclaje de dislocaciones y la recuperación es la escalada de éstas sobre los obstáculos que las retienen), esquematizado en la **Figura 25**, puede cuantificarse con una ley potencial de creep donde el exponente de tensiones vale $n \approx 4$ y $Q_C \approx Q_{SD}$.

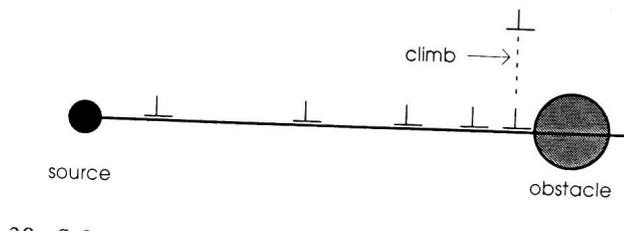


Figura 25. Esquema del proceso de apilamiento y escalada de dislocaciones.

En la **Tabla 2** se muestra un resumen de los valores de n y Q_C en la *ley potencial del creep* en función del mecanismo que gobierna la fluencia y del nivel térmico y de sollicitación mecánica existente para metales puros.

Creep Process	Temperature	Stress	n value	Q_C value
high temperature dislocation creep	above $\sim 0.7T_m$	intermediate/high	>3	$\sim Q_{SD}$
low temperature dislocation creep	~ 0.4 to $\sim 0.7T_m$	intermediate/high	>3	Q_{CORE}^*
high temperature diffusional creep (Nabarro-Herring)	above $\sim 0.7T_m$	low	~ 1	Q_{SD}
low temperature diffusional creep (Coble creep)	~ 0.4 to $\sim 0.7T_m$	low	~ 1	Q_{GB}

Tabla 2. Valores de n y Q_C asociados con los distintos mecanismos de creep para metales puros.

Se pueden establecer, además, mapas con los diferentes mecanismos de fluencia en creep gobernantes del proceso en función de la temperatura y del nivel de tensión aplicado. Un ejemplo se ilustra en la **Figura 26** para los metales puros policristalinos.

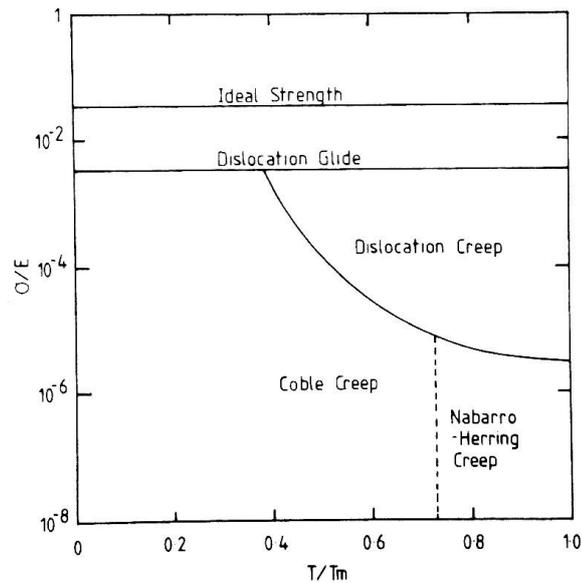


Figura 26. Mapa de mecanismos de termofluencia para metales puros policristalinos.

1.12. EFECTOS DEL ALEADO EN EL CREEP.

Hasta ahora, sólo se ha considerado el comportamiento de termofluencia y rotura por termofluencia de metales puros, los cuales, en la mayoría de los casos, no resultan adecuados en la práctica. Se recurre, entonces, al aleado para producir materiales con buen comportamiento a alta temperatura, con buena resistencia al creep y capaces de soportar tensiones durante mucho tiempo sin romper o deformarse en exceso.

Los procedimientos comúnmente usados para producir aleaciones que mejoren el comportamiento a alta temperatura son, generalmente, los mismos que los empleados para mejorar la resistencia a temperatura ambiente, como son, solución sólida y precipitación o dispersión de partículas. Así, mientras los elementos de la aleación en la solución sólida pueden hacer una buena contribución a la resistencia a la termofluencia, en muchas aleaciones comerciales su resistencia a alta temperatura se debe, fundamentalmente, a la presencia de una dispersión de precipitados o partículas insolubles. Por ejemplo, las superaleaciones de base Níquel constan esencialmente de una dispersión de precipitados (llamada fase γ') y una matriz CCC de Níquel – Cromo

(llamada fase γ). Los resultados presentados en la **Figura 27** demuestran que la presencia de más de un 20 % de Cr en la solución sólida incrementa la resistencia a la termofluencia del Níquel puro en 100 veces. Así, comparada con las aleaciones de Níquel – Cromo monofásicas, la presencia de una alta fracción en volumen de precipitados γ' en las supealeaciones de Níquel puede disminuir la velocidad de termofluencia en 10^{10} , por lo que las modernas aleaciones no sufren termofluencia incluso a temperaturas por encima de los 1200 K. Por estas razones, es importante entender los efectos de las aleaciones en la termofluencia y fractura por termofluencia.

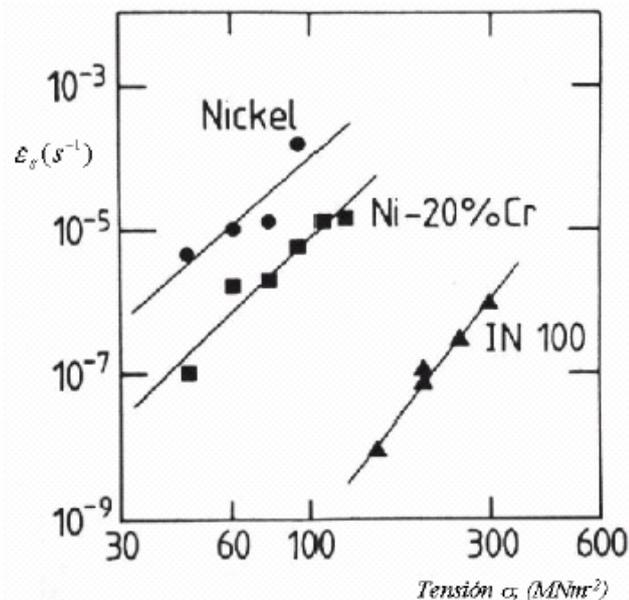


Figura 27. Diagrama ilustrativo de la mejora en la resistencia al creep por efecto del aleado para el níquel.

1.13. TERMOFLUENCIA EN ALEACIONES MONOFÁSICAS.

Como en metales puros, las propiedades de termofluencia de las aleaciones monofásicas se describen usando la *ley potencial del creep*:

$$\dot{\epsilon}_s = A\sigma^n \exp\left(-\frac{Q_c}{RT}\right) \quad (29)$$

Puede darse una explicación directa al hecho de que, aunque la mayoría de los elementos aleantes en soluciones sólidas mejoran la resistencia a la termofluencia, algunos aleantes, a veces, pueden reducirla. Posiblemente, el mejor ejemplo conocido de debilitamiento de aleación es el C en el Fe γ (CCC). A 1273 K, la velocidad de termofluencia aumenta casi linealmente cuando el contenido de C se incrementa hasta el 5%. Esto es consecuencia de que el C incrementa la movilidad de los átomos de Fe. Como la velocidad de difusión se puede aumentar o disminuir según sean los elementos en la solución sólida, el comportamiento de la aleación se estudia a menudo normalizando la velocidad de termofluencia con respecto al coeficiente de difusión D , del siguiente modo:

$$\frac{\dot{\epsilon}_s}{D} = A' \sigma^n \quad (30)$$

Cuando los mecanismos de termofluencia son difusivos y dislocacionales, la adición de partículas sólidas pueden afectar a la velocidad de termofluencia porque modifica el coeficiente de difusión. Sin embargo, cuando los procesos de dislocación son los dominantes, los elementos aleantes en la solución sólida pueden incluso cambiar los mecanismos de dislocación que gobiernan el comportamiento de termofluencia. Por esta razón, pueden definirse dos categorías de aleaciones monofásicas:

- **Aleaciones Clase M (Metal)**, que muestran un comportamiento de termofluencia similar a los metales puros y,
- **Aleaciones Clase A (Aleación)**, que muestran patrones de comportamiento anómalos frente a la termofluencia.

Muchas soluciones sólidas muestran un comportamiento **Clase M**. Así, por ejemplo, con aleaciones de Níquel–Cromo, el valor de n no se ve alterado con el aumento del contenido de Cr, hasta con 20 %, y las curvas primarias son siempre válidas. Como las características de termofluencia de muchos metales puros no se ven afectadas por la adición de este tipo de aleante, no se producen cambios en los mecanismos de termofluencia, aunque el incremento en el número de átomos sólidos en la red mejora la resistencia a la termofluencia al impedir el deslizamiento de las dislocaciones y los procesos de recuperación.

Por el contrario, las aleaciones monofásicas de aluminio–magnesio presentan un comportamiento anómalo ante la termofluencia, ya que son aleaciones **Clase A**. La resistencia a la termofluencia también mejora con el aumento del contenido de magnesio desde un 0 hasta un 3 %, pero el valor de n disminuye desde un valor aproximado de 4.5 hasta un valor de 3, como se observa en la **Figura 28**.

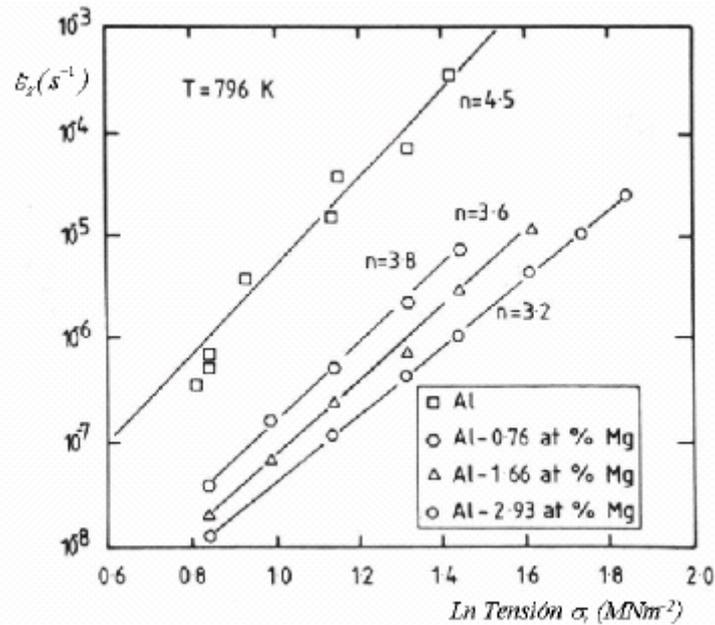


Figura 28. Dependencia con la tensión de la velocidad secundaria de creep para aleaciones de Al-Mg.

Esta disminución en el valor de n está acompañada de un cambio en la forma de las curvas en su etapa primaria, como se muestra en la **Figura 29**.

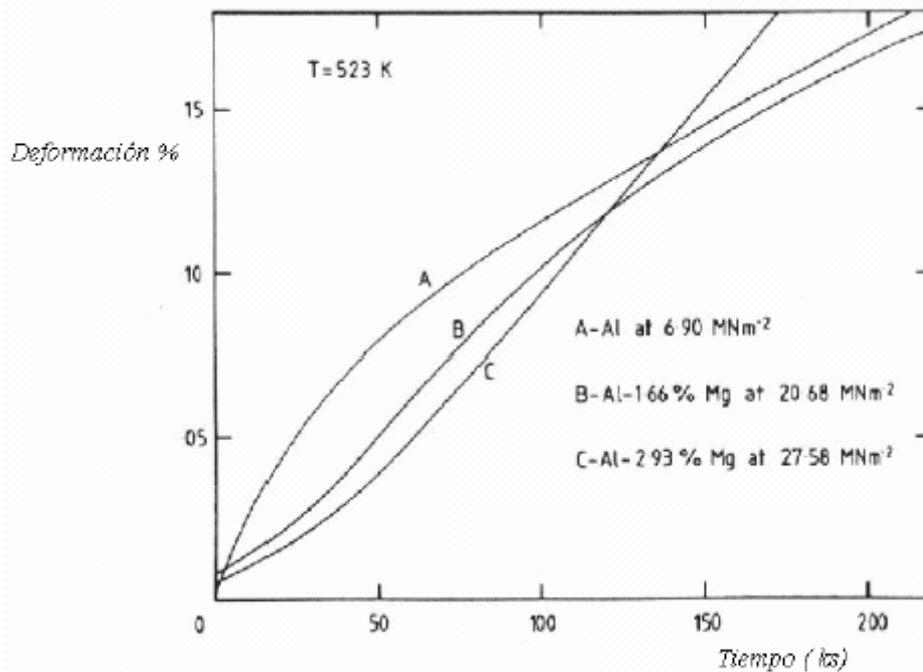


Figura 29. Etapa primaria del creep de diversas aleaciones de aluminio.

1.14. CREEP EN ALEACIONES ENDURECIDAS POR PARTICULAS.

Comparando la resistencia a la termofluencia de los metales puros y de las aleaciones monofásicas, se observa que pueden conseguirse mejores resultados introduciendo una fina dispersión de precipitados o partículas insolubles que proporcionan unos obstáculos muy efectivos al movimiento de las dislocaciones. Bajo altas temperaturas de termofluencia, las dislocaciones rara vez atraviesan las partículas presentes en las aleaciones comerciales resistentes a la termofluencia.

Las propiedades de termofluencia de las aleaciones para alta temperatura generalmente se ven mejoradas si se incrementa la fracción en volumen de precipitados y partículas insolubles. Sin embargo, la fijación de los límites de grano puede también impedir que los límites de grano deslicen y dificulten el que las vacantes se generen en los límites de grano. Como resultado, una dispersión de precipitados puede retrasar los procesos de termofluencia difusiva y dislocacional.

Sobre esta base, cuando se usan leyes potenciales para describir el comportamiento de termofluencia, es razonable esperar que los valores obtenidos de n para estas aleaciones debieran ser similares a los observados en los materiales de matriz monofásica. Desafortunadamente, en el régimen de termofluencia por procesos dislocacionales se encuentran patrones de comportamientos complejos en aleaciones endurecidas por partículas. Por ejemplo, la **Figura 30** muestra la relación $\log \sigma / \log(\dot{\epsilon}_s)$ a 838 K para un acero ferrítico poco aleado, que tiene una fina dispersión de carburo en una matriz ferrítica. Al aumentar la tensión, se produce una transición en el valor de n desde un valor cercano a 1 hasta un valor próximo a 4, tal como sucedía en los metales puros.

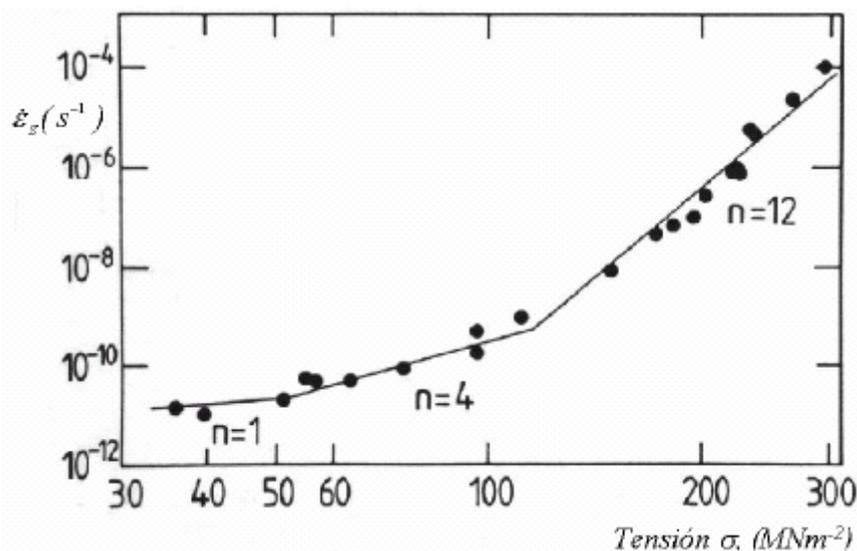


Figura 30. Comportamiento de termofluencia de aleaciones endurecidas por partículas.

El valor de n puede alcanzar un valor de 12, y cuando el valor de n es grande, el valor de Q_C también lo es. Así, para altas tensiones, los valores observados de n y Q_C para aleaciones endurecidas por partículas son considerablemente mayores que los valores esperados en los materiales de la misma matriz sin partículas (**Tabla 3**). Posteriormente veremos una forma corregida de la *ley potencial del creep* capaz de explicar este comportamiento anómalo.

Partículas	n	Q_c	Material base	n	Q_c
0.5Cr0.5Cr0.25V	$\cong 12$	$\cong 600$	Ferrita	$\cong 5$	$\cong 260$
Nimonic 80	$\cong 8$	$\cong 410$	Ni-20%Cr	$\cong 5$	$\cong 300$
TD – Ni	$\cong 40$	$\cong 795$	Niquel	$\cong 5$	$\cong 276$
SAP	$\cong 10$	625-1675	Aluminio	$\cong 5$	$\cong 142$

Tabla 3. Valores de n y Q_c para aleaciones con partículas y el correspondiente material de matriz fase simple a altas tensiones.

En la búsqueda de aleaciones reforzadas por partículas para aplicaciones que requieren alta resistencia a la termofluencia, es esencial que las partículas dispersas no se aglutinen rápidamente durante exposiciones prolongadas a las temperaturas de servicio. El aglutinamiento incrementa el tamaño medio de partícula y el espacio entre partículas, por lo que la resistencia a la termofluencia disminuye gradualmente con el tiempo porque hay menos partículas presentes que impiden el movimiento de las dislocaciones.

1.15. FACTORES QUE AFECTAN A LA FRACTURA POR TERMOFLUENCIA.

La adición de aleantes normalmente mejora la resistencia a la termofluencia y a la rotura por termofluencia. Por ejemplo, partículas duras localizadas en los límites de grano pueden impedir que éstos deslicen y además impiden el desarrollo de grietas intergranulares.

Cuando la rotura de la probeta en un ensayo de creep se produce de manera intergranular, para un amplio rango de condiciones de tensión y temperatura, se

encuentra que el tiempo hasta la fractura es inversamente proporcional a la velocidad secundaria de creep, es decir:

$$\frac{M}{t_F} \propto \dot{\epsilon}_s = A\sigma^n \exp\left(-\frac{Q_c}{RT}\right) \quad (31)$$

A esta expresión se la conoce como relación de *Monkman-Grant*, y los valores de la constante M , que depende del material en cuestión, oscilan habitualmente entre 0.1 % y 10 %. Como regla general, aunque no universal, cuanto mayor es la ductilidad del material mayor es M . En la **Figura 31** puede verse la bondad de la relación de *Monkman-Grant* y la variación en la constante M como efecto del aleado. Además, el aleado puede variar la ductilidad a la termofluencia, por ejemplo, los tratamientos térmicos que persiguen la precipitación en los límites de grano, pueden conducir a bajas ductilidades dado que favorecen la formación y propagación de grietas intergranulares. Sin embargo, los métodos productivos usados para fabricar aleaciones resistentes a la termofluencia también son eficaces para elevar la ductilidad de termofluencia.

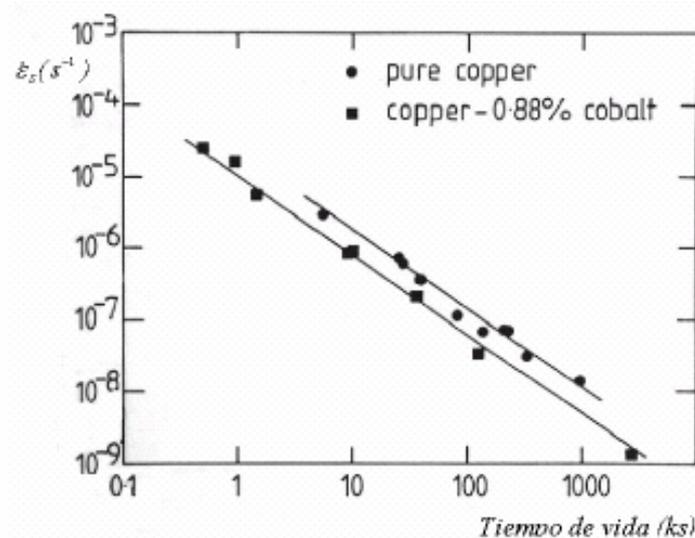


Figura 31. Relación entre el tiempo de rotura y la velocidad secundaria de creep para el cobre policristalino y efecto de su aleado.

Una buena forma para ello, es producir aleaciones con los granos alargados en la dirección de la carga aplicada, por ejemplo mediante *solidificación direccional* en el caso de superaleaciones de base Níquel. Como las cavidades y grietas se forman preferentemente en los límites de granos perpendiculares al eje de tracción, la grieta difícilmente producirá la fractura en granos de estructura alargada, como se representa esquemáticamente en la **Figura 32**.

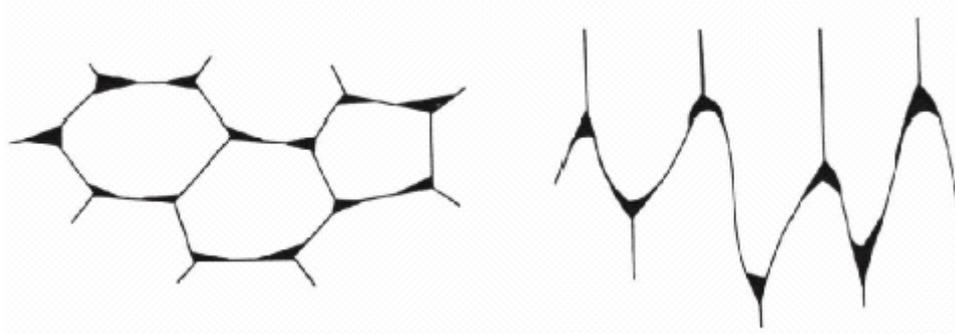


Figura 32. Formación predominante de grietas en los límites de grano perpendiculares a la dirección de la carga. Efecto en granos equiaxiales y alargados (solidificación dirigida).

La **Figura 33** muestra las curvas de termofluencia para superaleaciones de base Níquel producidas con una estructura de grano equiaxial mediante un proceso de fundido especial y con una estructura de grano con solidificación direccional. Las primeras etapas de las curvas de termofluencia son iguales, porque la dispersión de precipitados γ es la misma para ambos materiales. En las aleaciones normales la deformación de termofluencia es del orden del 2 % mientras que, por el contrario, la deformación hasta la rotura es de un 15 % en materiales con solidificación dirigida. La adopción de métodos para producir solidificación direccional incrementa tanto el tiempo en servicio como la ductilidad a termofluencia del material.

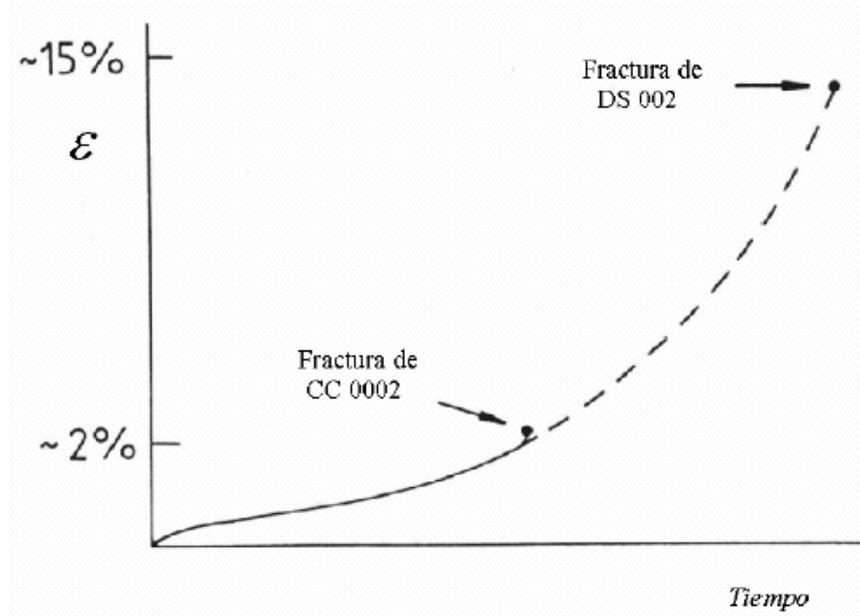


Figura 33. Creep de superaleaciones base Ni fabricadas por fundición convencional (CC) y solidificación direccional (DS).

2. RELACIÓN ENTRE EL COMPORTAMIENTO EN CREEP DE ALEACIONES DE ALUMINIO DE SOLUCIÓN SÓLIDA Y ALEACIONES PULVIMETALÚRGICAS DE BASE ALUMINIO.

2.1. INTRODUCCIÓN.

Bajo condiciones de creep secundario, la dependencia de la velocidad de deformación con la tensión aplicada (a bajas tensiones y tamaños grandes de grano) puede representarse, de manera generalizada, mediante

$$\dot{\epsilon}_s = B \left(\frac{\sigma}{G} \right)^n \exp \left(- \frac{Q_c}{RT} \right) \quad (32)$$

donde **B** es una constante (sensible a la microestructura), **G** es el modulo de cortadura, **n** es el exponente de tensiones, **Q_c** es la energía de activación para el creep, **R** es la constante de los gases ideales y **T** la temperatura absoluta. La Ec.32 se conoce también como “*ley potencial del creep*” y su validez ha sido comprobada para una amplia gama de materiales. Su expresión normalizada, conocida como “*Ecuación de Dorn*” es la que sigue:

$$\dot{\epsilon}_s = A \frac{DGb}{kT} \left(\frac{\sigma}{G} \right)^n, \text{ con } D = D_0 \exp \left(- \frac{Q}{RT} \right), \quad (33) \text{ y } (34)$$

, donde **A** es una constante adimensional, **D** es el coeficiente de difusión que caracteriza el proceso de creep, **b** es el vector de Burgers, **k** es la constante de Boltzmann, **D₀** es el factor de frecuencia para la difusión y **Q** es la energía de activación para el proceso de difusión que controla el comportamiento de creep.

El comportamiento en deformación de varios grupos de aleaciones de Al ha sido estudiado extensamente durante las tres últimas décadas. Además, aleaciones de solución sólida de base aluminio como las aleaciones Al-Mg y aleaciones pulvimetalúrgicas (PM) como la 6061 [5] y 2124 [4] han sido objeto de cierto número de investigaciones de creep que han logrado, en parte, identificar la naturaleza y origen de los mecanismos de deformación que controlan el flujo plástico a altas temperaturas

de estos materiales. Como resultado de estas investigaciones hay disponible un buen número de datos experimentales y estudios analíticos. Estos parecen indicar que hay diferencias distintivas entre el comportamiento en creep de aleaciones de solución sólida de base Al y las aleaciones PM de Al. Estas diferencias se manifiestan fundamentalmente en las siguientes características de creep:

a) la dependencia con la tensión de la velocidad de deformación, tal y como se infiere de los valores del exponente de tensiones, n .

b) la dependencia con la temperatura de la velocidad de deformación, medida mediante los valores de la energía de activación, Q_C .

Por ejemplo, de acuerdo con evidencias experimentales bien documentadas, las energías de activación para el creep en aleaciones de solución sólida de base Al, tanto las que se comportan como clase I (tipo aleación; $n = 3$) o clase II (tipo metal; $n = 5$), tienen un valor cercano al de autodifusión del Al. En contraste, las energías de activación aparentes en aleaciones PM de Al tienen, no sólo un valor mucho mayor que el asociado a las aleaciones de solución sólida de base Al, sino variable. Como ejemplo de esto puede comprobarse que la energía de activación aparente aumenta al disminuir la tensión aplicada.

El objetivo de este apartado es doble:

a) Demostrar que, a pesar de las diferencias mencionadas, existe una correlación entre el comportamiento en creep de aleaciones de solución sólida de base Al y las aleaciones PM de Al.

b) Presentar evidencias experimentales que apoyen la correlación en comportamientos propuesta.

2.2. COMPORTAMIENTO EN CREEP DE ALEACIONES DE ALUMINIO DE SOLUCIÓN SÓLIDA.

Una revisión de la literatura sobre creep [2] muestra que, bajo una combinación favorable de parámetros del material (como un tamaño atómico similar) y de variables

experimentales (como la tensión aplicada), el comportamiento en creep de aleaciones de aluminio de solución sólida, como las Al-Mg y Al-Cu, exhibe tres regiones de deformación características. Estas tres regiones, separadas por dos zonas de transición, se muestran esquemáticamente en la **Figura 34**, donde se representa la velocidad de deformación durante la etapa secundaria del creep frente a la tensión aplicada a temperatura constante en una escala doblemente logarítmica. A continuación se describen someramente las características de creep de estas regiones y los criterios asociados con las transiciones en el comportamiento.

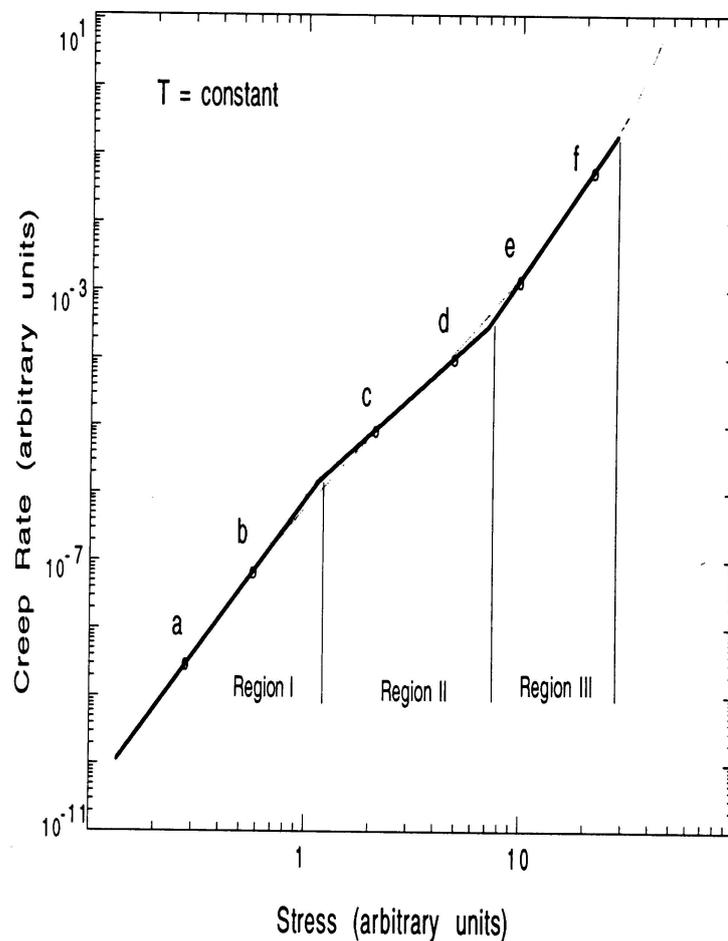


Figura 34. Regiones de comportamiento de creep en aleaciones de base aluminio.

A.Región a bajas tensiones.

En esta región (región I), los valores del exponente de tensión, junto con la presencia de un amplio creep primario y la formación de un alineamiento ordenado de subgranos, sugieren el predominio de algún tipo de proceso de *escalada de dislocaciones* (comportamiento de clase II; tipo metal). La ecuación semi-empírica que gobierna esta velocidad de deformación es:

$$\dot{\varepsilon}_s = A_I \frac{D_C G b}{kT} \left(\frac{\sigma}{G} \right)^5, \text{ con } A_I = B_I \left(\frac{\Gamma}{G b} \right)^3, \quad (35) \text{ y } (36)$$

donde Γ es la energía de defecto de empaquetamiento, D_C es el coeficiente de difusión para el proceso de escalada y B_I es una constante adimensional. Aunque los valores del exponente de tensión para el creep en esta región son esencialmente iguales a los conocidos para el Al puro (4.4 - 4.8), se usa, de acuerdo con análisis previos, un exponente de tensión de valor 5.

B.Región de tensiones intermedias.

El proceso que domina el creep en esta región (región II) es el *deslizamiento viscoso* (clase I o comportamiento tipo aleación), que conduce a velocidades de deformación inferiores a las correspondientes al mecanismo de escalada. Está caracterizado por:

- a) un exponente de tensiones, n, de valor 3.
- b) un breve creep primario.
- c) una subestructura consistente en una distribución aleatoria de largas dislocaciones curvadas, sin tendencia significativa a formar subgranos.

En general, varios procesos de arrastre viscosos pueden, posiblemente, estar activos durante el creep de una aleación de solución sólida de base Al. Bajo estas condiciones, la velocidad de creep secundario vendría dada por:

$$\dot{\epsilon}_s = \frac{4E}{\sum A} \left(\frac{\sigma}{G} \right)^3, \quad (37)$$

donde $\sum A$ es la suma de los valores de los parámetros de interacción para los diversos procesos de arrastre que estén activos. Para el caso especial en el que una interacción del tipo de Cottrell-Jaswon es la que provoca la mayor fuerza retardante del deslizamiento de las dislocaciones durante el creep, la Ec. 37 se reduce a:

$$\dot{\epsilon}_{II} = 4 \left(\frac{kT}{ec^{1/2}Gb^3} \right) \left(\frac{D_g Gb}{kT} \right) \left(\frac{\sigma}{G} \right)^3, \quad (38)$$

donde e es la relación de tamaño atómico de las partículas que forman la atmósfera, c la concentración de soluto, y D_g el coeficiente de difusión para el proceso de deslizamiento.

C. Transición desde la región I a la región II.

Puede demostrarse [28] que la condición para la transición, al incrementar la tensión aplicada, desde la región I (comportamiento de creep controlado por “escalada de dislocaciones”) a la región II (comportamiento de creep controlado por “deslizamiento viscoso”), viene dada por la ecuación:

$$\frac{kT}{D_g b \sum A} = C \left(\frac{\Gamma}{Gb} \right)^3 \left(\frac{D_c}{D_g} \right) \left(\frac{\sigma}{E} \right)_t^2, \quad (39)$$

donde C es una constante adimensional y $(\sigma/E)_t$ es la tensión de transición normalizada. Bajo la hipótesis de que la fuerza que actúa en las dislocaciones durante el deslizamiento se debe principalmente a interacciones de Cottrell-Jaswon, puede reescribirse la Ec. 39 como:

$$\left(\frac{kT}{ec^{1/2}Gb^3} \right)^2 = C \left(\frac{\Gamma}{Gb} \right)^3 \left(\frac{D_c}{D_g} \right) \left(\frac{\sigma}{E} \right)_t^2. \quad (40)$$

D.Región de altas tensiones.

Ha sido sugerido que el comportamiento de creep en esta región, como en la de bajas tensiones, esta controlada por cierta forma de proceso de escalada de dislocaciones (difusión reticular). Sin embargo, esta sugerencia no es completamente consistente con la evidencia experimental. Por un lado, la observación de un exponente de tensiones en el rango de 4.6-5 en aleaciones de Al-Mg, una aleación de Al-Zn y aleaciones de Al-Cu a altas tensiones parece compatible con la operación de un mecanismo de escalada de dislocaciones. Por el otro, los resultados experimentales realizados para una aleación de Al-Zn y aleaciones de Al-Cu en la región III (**Figura 34**) han revelado que las energías de activación para el creep en dicha región son mayores que para la región II (deslizamiento viscoso) y la región I (escalada). Esta característica se muestra en la **Tabla 4**, donde se representan las energías de activación para el creep en estas aleaciones de solución sólida de base aluminio como función de la tensión aplicada; los datos en la figura abarcan parte de la región II, la transición de la región II a la III y la región III. Las curvas de la **Figura 35** y los datos de la **Tabla 4** indican que el dominio de un proceso controlado por escalada mediante difusión reticular es cuestionable.

Alloy	Activation energy (kJ mol ⁻¹)			Reference
	Region I	Region II	Region III	
Al-21 wt.% Zn	128	140	160	[19]
Al-2 wt.% Cu	155	151	180	[20]
Al-3 wt.% Cu	155	151	205	[21]

Tabla 4. Energías de activación para el creep de algunas aleaciones de aluminio [2].

Una posible alternativa es que la región III no sea resultado de un mecanismo de deformación característico, sino más bien una zona de transición entre la región II y la zona de rotura de la *ley potencial del creep*. Sin embargo, antes de validar esta

posibilidad es necesario que se lleven a cabo ensayos sistemáticos, tanto mecánicos como subestructurales, que la confirmen.

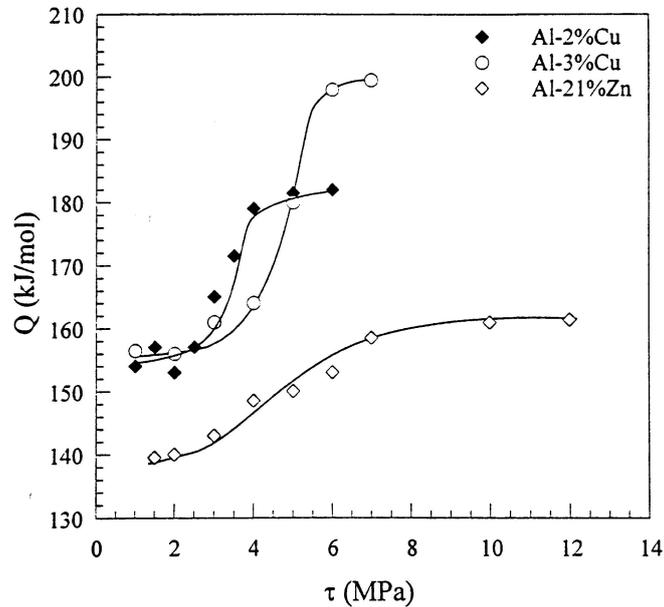


Figura 35. Energías de activación para el creep de algunas aleaciones de aluminio en función de la tensión aplicada.

Esta discusión lleva a los siguientes puntos:

a) Es necesaria una mayor experimentación para determinar si la elevada energía de activación medida para el creep de una aleación Al-Zn 21% y aleaciones Al-Cu en la región III es una característica general del comportamiento en deformación que controla esta región.

b) La evidencia experimental presente no es suficiente para establecer si la región III es un proceso de deformación distintivo o representa una etapa de transición.

E. Transición desde la región II a la III.

El análisis de los datos de creep de aleaciones de solución sólida (incluyendo las de base Al) muestra que la tensión de transición entre la región II (control por

deslizamiento viscoso; $n = 3$) y la región III concuerda, razonablemente bien, con la tensión crítica requerida para la liberación o escape de las dislocaciones de la atmósfera de átomos solutos. Esta tensión crítica viene dada por:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_t = 0.05ce^2\left(\frac{Gb^3}{kT}\right). \quad (41)$$

Llegados a este punto hay que notar dos cuestiones. La primera es que existen regiones de deformación adicionales que no han sido consideradas:

a) Región de *Harper-Dorn*, que se alcanza para muy altas temperaturas y muy bajas tensiones.

b) Región de escalada a baja temperatura, controlada por “*pipe-diffusion*”, que aparece a elevadas tensiones.

c) Región de rotura de la *ley potencial del creep*, observada a muy altas tensiones, y en la que el exponente de tensiones se incrementa muy rápidamente y de manera continua con la tensión (representada en la **Figura 34** como una curva discontinua para muy altas tensiones).

En segundo lugar, tal y como se comentó anteriormente, las tres regiones caracterizadas se observan sólo bajo una combinación favorable de parámetros del material y condiciones experimentales. Por ejemplo, las aleaciones con átomos de soluto de poca concentración y pequeña relación de tamaño y baja energía de defecto de empaquetamiento no exhiben una región II (deslizamiento viscoso); en este caso se produce una transición desde la región I (control por escalada a alta temperatura por difusión reticular) a una región, bien de *pipe-diffusion* o bien de “rotura de la ley potencial del creep”, dependiendo de las condiciones experimentales.

2.3. COMPORTAMIENTO EN CREEP DE ALEACIONES DE ALUMINIO PULVIMETALÚRGICAS.

Existe una serie de primeros estudios [29-31] sobre el comportamiento en creep de aleaciones pulvimetalúrgicas de aluminio (Al 2141 y Al 6061), aunque abarcan un rango muy limitado de condiciones experimentales (**Figura 36**): una sola temperatura y velocidades de deformación de dos órdenes de magnitud como máximo. Por ello, los datos no son suficientes como para establecer con rigor las características de creep de estas aleaciones.

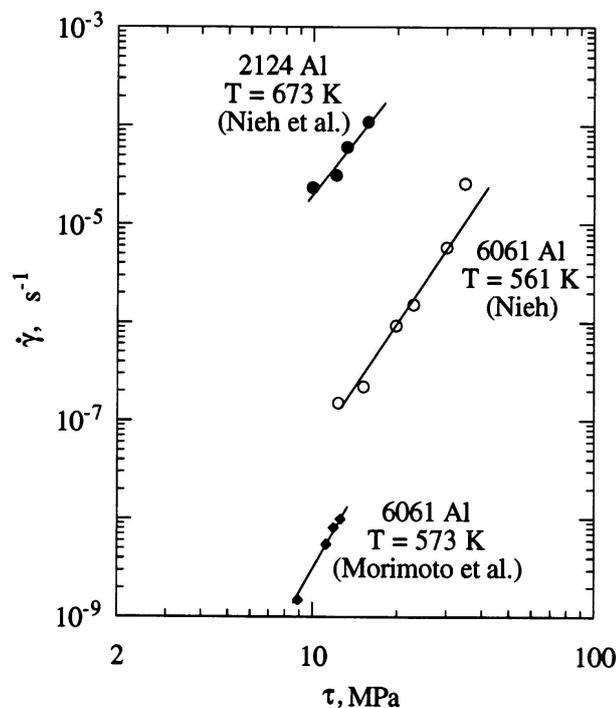


Figura 36. Algunas investigaciones sobre el comportamiento en creep de aleaciones PM de Al. Datos en escala logarítmica de deformación y tensión tangenciales.

Más recientemente, en la última década, se han realizado investigaciones más detalladas sobre el comportamiento en creep de estas aleaciones. Se ha estudiado la velocidad de creep secundaria para variaciones de hasta seis órdenes de magnitud. Las principales conclusiones sacadas al respecto fueron tres:

1) Los exponentes de tensión aparentes encontrados eran mucho mayores que los esperados tanto para comportamiento como aleaciones de clase I (tipo aleación, $n = 3$) como de clase II (tipo metal, $n = 5$).

2) Estos exponentes, además, no tienen un valor constante, sino que aumentan al bajar la tensión aplicada.

3) Las energías de activación aparentes encontradas no son sólo variables con la tensión aplicada, sino que alcanzan valores mucho mayores que los correspondientes a aleaciones de solución sólida.

Estas características indican que las aleaciones pulvimetalúrgicas de base aluminio tienen un comportamiento en creep similar a las aleaciones del mismo metal endurecidas por dispersión de partículas. Puede, por tanto, intentarse corregir esta dependencia anómala con las tensiones del comportamiento de las aleaciones pulvimetalúrgicas introduciendo, al igual que con las aleaciones endurecidas por dispersoides, el concepto de “tensión umbral”. De esta manera se modelará el comportamiento de estas aleaciones con la siguiente forma modificada de la *ley potencial del creep*:

$$\dot{\varepsilon}_s = B \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{E} \right)^n \exp \left(- \frac{Q_c}{RT} \right) \quad (42)$$

o, equivalentemente,

$$\dot{\varepsilon}_s = A \frac{DEb}{kT} \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{E} \right)^n \quad (43)$$

Se ha comprobado que estas ecuaciones modelan bien el comportamiento de varias aleaciones pulvimetalúrgicas de aluminio. Además, la tensión umbral tiene una fuerte dependencia con la temperatura, mucho mayor que la que en principio sería atribuible a una disminución del módulo de Young o de cortadura. Esta dependencia puede expresarse como:

$$\frac{\sigma_0}{E} = B_0 \exp\left(\frac{Q_0}{RT}\right), \quad (44)$$

donde B_0 es una constante y Q_0 es un término de energía.

El concepto de tensión umbral había sido introducido para explicar el comportamiento en creep de dos tipos de aleaciones:

- a) las aleaciones endurecidas por dispersión
- b) las aleaciones superplásticas de microgranos ($d < 10\mu\text{m}$)

Para el primer tipo, la tensión umbral explicaría algún tipo de interacción entre el movimiento de las dislocaciones y las partículas en dispersión de escala nanométrica.

Para las aleaciones superplásticas de microgranos esta tensión se atribuye a la fuerte segregación de impurezas en los límites de grano y su interacción con las dislocaciones, es decir, existiría una tensión umbral para el deslizamiento en los límites de grano.

2.4. CORRELACIÓN ENTRE EL COMPORTAMIENTO EN CREEP DE ALEACIONES DE ALUMINIO PULVIMETALÚRGICAS Y DE SOLUCIÓN SÓLIDA.

Se ha sugerido que el comportamiento en creep de las aleaciones de Al PM viene dado por una forma modificada del comportamiento de las aleaciones de Al de solución sólida, y que dicha modificación en el comportamiento viene dada por la presencia de una tensión umbral para el creep. El origen de esta tensión umbral está relacionado con la interacción entre el movimiento de las dislocaciones y las partículas de óxidos presentes en las aleaciones de Al como resultado del procesado pulvimetalúrgico. Esta idea se basa principalmente en dos consideraciones. En primer lugar, las aleaciones PM de Al contienen diversos elementos como solutos, como Mg, Cu, Si, Fe y Mn. Además, y conforme a datos microestructurales de las aleaciones PM 2124 y 6061, estos elementos interaccionan con el Al o entre sí, formando dispersoides intermetálicos y partículas precipitadas, y se espera que, en el rango de temperatura utilizado para la deformación a alta temperatura, parte de algunos de estos elementos puedan existir

como solución sólida en el Al. En segundo lugar, un examen detallado de la microestructura de creep en las aleaciones PM 2124 y 6061 indican la ausencia de interacciones significativas entre las dislocaciones y los dispersoides intermetálicos o las partículas precipitadas, hallazgo que parece descartar la posibilidad de que el mecanismo de fluencia en estas aleaciones esté relacionado con los dispersoides intermetálicos o las partículas precipitadas.

La sugerencia anterior conlleva dos implicaciones:

a) El comportamiento en creep de las aleaciones PM de Al y las aleaciones base Al de solución sólida está gobernado por los mismos procesos de deformación, mencionados en la sección 2.1.

b) Las ecuaciones de la velocidad de deformación propuestas en dicha sección para describir el comportamiento de las aleaciones de solución sólida pueden también utilizarse para el comportamiento de las aleaciones PM de Al, pero cambiando en ellas la tensión (σ) por la tensión efectiva ($\sigma_e = \sigma - \sigma_0$), es decir, incorporando a estas ecuaciones el concepto de tensión umbral.

2.5. PREDICCIONES DEL COMPORTAMIENTO EN CREEP DE ALEACIONES DE ALUMINIO PULVIMETALÚRGICAS.

Utilizando las ecuaciones anteriores es posible predecir diferentes tipos de comportamiento para las aleaciones pulvimetalúrgicas de base aluminio.

1. Tipo I. En este caso, el comportamiento en creep posee las siguientes características:

- Tanto el exponente de tensiones aparente como la energía de activación aparentes son altos y aumentan al disminuir la tensión aplicada.
- La representación de $\dot{\epsilon}_s^{1/n}$ frente a σ en una escala doblemente logarítmica es lineal solamente en el caso de que se elija $n = 4.5$ (o 5), obteniéndose líneas curvas cuando se utiliza $n = 3, 7, 8$ o 10.

- Cuando los datos experimentales obtenidos son corregidos introduciendo una tensión umbral adecuada, dependiente de la temperatura, se obtiene un exponente de tensiones $n \approx 5$ y una energía de activación muy próxima a la de autodifusión.

Este tipo de comportamiento se observa cuando los límites superior e inferior en los datos experimentales obtenidos coinciden con los puntos b y a, respectivamente, de la **Figura 34**, es decir, comportamiento verdadero de creep esta controlado por *escalada de dislocaciones* (comportamiento clase II, difusión reticular).

2. Tipo II. Éste posee las mismas características que el caso anterior con la excepción de que cuando se representa $\dot{\epsilon}_s^{1/n}$ frente a σ en una escala doblemente logarítmica se obtiene una línea recta sólo cuando n vale 3. Para $n = 5$ y 8 los datos siguen una curva. Además, cuando los datos experimentales se corrigen con una tensión umbral y la dependencia de ésta con la temperatura, se obtienen un exponente de tensiones de 3 y una energía de activación próxima a la de difusión del soluto. Este comportamiento se observa cuando los datos experimentales tienen sus límites inferior y superior coincidentes con los puntos c y d, respectivamente, de la **Figura 34** y el proceso de creep esta controlado por un mecanismo de *deslizamiento viscoso* (comportamiento de clase I).

3. Tipo III. Éste posee las mismas características que los anteriores, con la excepción de que, tras la corrección de los datos experimentales por la introducción de la tensión umbral y su dependencia con la temperatura, puede obtenerse una verdadera energía de activación mayor que la de autodifusión. Este tipo de comportamiento se encuentra representado en la **Figura 34** cuando los datos experimentales se encuentran entre los puntos e y f (región III de comportamiento).

4. Tipo IV. Pese a que las características de creep asociadas con este tipo son similares a las tendencias en el comportamiento de los casos descritos anteriormente con respecto a la variación del exponente de tensiones aparente con la tensión y la energía de activación aparente con la tensión, existe una diferencia adicional. Esta diferencia se observa cuando al representar $\dot{\epsilon}_s^{1/n}$ frente a σ en una escala doblemente logarítmica se obtiene una curva para todos los valores seleccionables del exponente real de tensiones ($n = 3,5,7,8$ o 10). Esto puede entenderse como que el proceso de creep es fruto de varios mecanismos activos, donde todos tienen una notable influencia en la velocidad de

deformación. En esta situación nos encontraremos cuando: (a) los límites inferior y superior de velocidad de deformación se encuentren entre los puntos b y c de la **Figura 34**, estando activos mecanismos de escalada de dislocaciones y de deslizamiento viscoso, o cuando (b) los límites inferior y superior de velocidad de deformación se encuentren entre los puntos d y e de la **Figura 34** (reflejando el comportamiento en creep la presencia de las regiones de deformación I y II).

Como puede comprobarse, en algunas circunstancias será difícil identificar los mecanismos que provocan el fenómeno del creep. En este sentido puede ayudar otro tipo de información o ensayos. Por ejemplo, si se hace un estudio en microscopía y se comprueba cómo al aumentar la tensión aplicada se pasa de observar una subestructura de formación de subgranos a una distribución aleatoria de dislocaciones, ello será indicativo de la transición de un proceso dominado por *deslizamiento viscoso* a uno de *escalada de dislocaciones*.

3. OBTENCIÓN DE PROPIEDADES DE CREEP A PARTIR DE ENSAYOS DE TRACCIÓN EN CALIENTE A VELOCIDAD DE DEFORMACIÓN CONSTANTE.

En un ensayo típico de creep, a tensión y temperatura constante, se obtienen curvas tal y como las que se han mostrado en el apartado 1.2.2 del capítulo II. En ellas destaca la etapa secundaria, en la que la compensación de fenómenos de endurecimiento con fenómenos de recuperación provoca una velocidad constante de deformación de la probeta. Puede decirse que para cada par de valores de tensión y temperaturas aplicadas existe una velocidad de deformación secundaria asociada, entendiéndose la etapa primaria como una etapa de transición en la que se desarrollan los cambios microestructurales que luego llevarán a la velocidad permanente de deformación. La etapa terciaria esta asociada a la inestabilidad que se produce en la probeta previamente a su rotura.

Supongamos ahora que realizamos un ensayo de creep sobre un determinado material a una temperatura T_1 y una tensión aplicada σ_1 . Al alcanzarse la etapa

secundaria se obtiene un valor de velocidad de deformación $\dot{\epsilon}_s$, asociado, por tanto, a los valores anteriores de tensión y temperatura.

Por otra parte, se somete una probeta del mismo material a la temperatura T_1 y se ensaya en una máquina universal a tracción pero controlando el avance por velocidad de deformación, es decir, se ensaya la probeta a una velocidad de deformación constante. El valor de velocidad de deformación que aplicamos es el obtenido del ensayo de creep previo ($\dot{\epsilon}_s$). Lo que sucederá es que la tensión que aplicará la máquina para tales condiciones de ensayo irá aumentando progresivamente, llegando en algún momento a un valor máximo que puede mantenerse durante un tiempo. En ese punto el material se encuentra a tensión, velocidad de deformación y temperaturas constantes. Encontrándose en un estado en el que se igualan fenómenos de endurecimiento con fenómenos de recuperación. Al ser iguales las temperaturas y velocidad de deformación que en la etapa secundaria del ensayo de creep anterior, cabe esperar que las tensiones también sean iguales. Para tal deducción es necesario hacer la hipótesis de que no influye la historia de carga hasta alcanzar ese punto (la etapa primaria del ensayo de creep y la zona anterior a la de máxima tensión para el ensayo de tracción).

Existen evidencias experimentales que verifican las hipótesis anteriores. En la **Figura 37** podemos ver resultados de ensayos de creep sobre la aleación *2124 Al (PM)* publicados por *Li, Nutt y Mohamed* [4]. Estos valores corresponden a velocidades secundarias de creep para diferentes cargas y temperaturas aplicadas. Los datos, como se ilustra, fueron obtenidos mediante ensayos convencionales de creep (símbolos rellenos) y ensayos de tracción a alta temperatura controlados por velocidad de deformación, tal y como el explicado anteriormente (símbolos huecos).

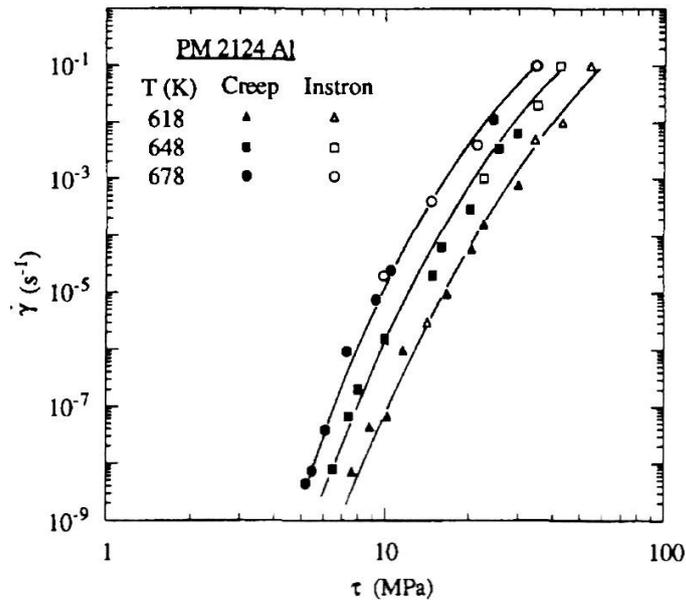


Figura 37. Datos de creep obtenidos con los tipos de ensayo.

Puede comprobarse el excelente acuerdo y correlación existente entre los datos de creep secundario obtenidos mediante ensayos convencionales y los obtenidos con ensayos de tracción a alta temperatura.

Es necesario mencionar que esta comprobación se ha efectuado para valores elevados de velocidad de deformación y no para velocidades bajas. Ello es debido a restricciones impuestas por el funcionamiento de la máquina de tracción *Instron*. Sin embargo existen en el mercado máquinas universales capaces de imponer velocidades de deformación muy bajas. Cabe esperar el mismo tipo de acuerdo para estas bajas velocidades de deformación.

También hay que recordar que el único dato de las propiedades de creep que se obtiene de uno de estos ensayos de tracción a alta temperatura es la tensión asociada al creep secundario a la velocidad de deformación impuesta. Es decir, de uno de estos ensayos se obtiene una curva como la de **Figura 38**, muy similar a una curva de tracción convencional. Sin embargo, el único dato de interés es la máxima tensión alcanzada, lo que sería la resistencia del material en un ensayo de tracción, y que aquí tiene el sentido ya señalado.

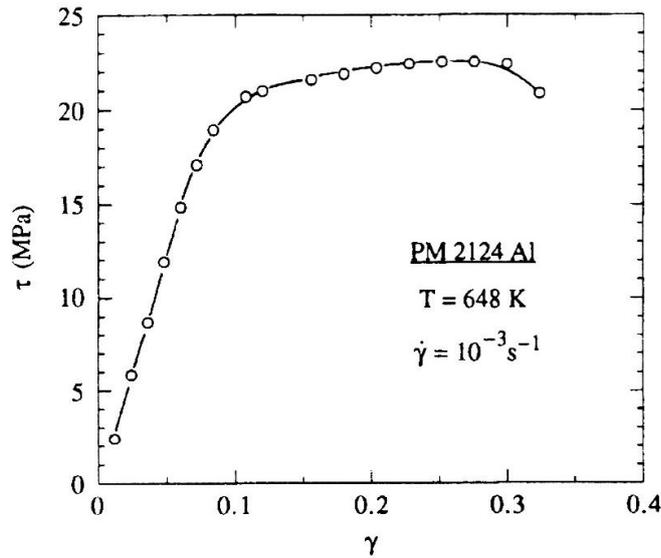


Figura 38. Ensayo de tracción a alta temperatura controlado por velocidad de deformación. Material Al 2124 PM.

Por ello, sigue siendo mucho más valioso, en cuanto a la información aportada, el ensayo convencional de creep (las tres etapas de creep, tiempo de rotura, amplitud de la etapa secundaria...). No obstante, este ensayo puede ser de utilidad cuando sólo quiere obtenerse información de la etapa secundaria de creep y/o cuando, bien porque se necesitan de máquinas de ensayo (debido a la alta duración de estos ensayos) o cuando, como es nuestro caso, no hay disponibilidad de máquinas de creep convencionales.

En la parte experimental de este proyecto final de carrera se obtendrán los datos de la etapa secundaria de creep, de acuerdo con lo ya comentado, mediante ensayos de tracción a alta temperatura controlados por velocidad de deformación. Serán dos los materiales ensayados, ambos de aluminio pulvimetalúrgico, pero con diferentes tratamientos: uno, el aluminio en estado de recepción (sin alear mecánicamente) y el otro aleado mecánicamente. Las características de estos materiales y sus polvos de partida se especifican en el siguiente apartado.