

## 2.- Bases teóricas

### 2.1.- INTRODUCCIÓN

A altas temperaturas, la vida útil de un material metálico sometido a cualquier tipo de cargas está limitada. Sin embargo, a bajas temperaturas y en ausencia de agentes externos, la vida del metal para cargas no cíclicas se encuentra ilimitada, siempre que no excedan de la tensión final o de rotura. En ciertas aplicaciones, como turbinas de vapor en plantas termoeléctricas, motores de aviones a reacción y cohetes, hornos de fundición y reactores nucleares, por ejemplo, los materiales están expuestos a temperaturas extremadamente altas. En el caso de los metales, la influencia de la temperatura se basa en la  $T_f$ , la temperatura absoluta de fusión. Cuando la temperatura es del orden de 0.3 a 0.6 veces  $T_f$  (o mayor), los movimientos de los átomos inducen una deformación muy lenta, llamada termofluencia (*creep* en inglés), si el material está sometido a esfuerzos. Esta deformación termina por causar problemas dimensionales en la estructura o componente, los cuales provocan un mal funcionamiento o fallo. Si permanece sometido a esfuerzos a temperaturas altas, el material podrá romperse o fracturarse finalmente.

Se entiende por Termofluencia aquél fenómeno por el cual, a altas temperaturas, continúa la deformación una vez cesa de aumentar el esfuerzo.

Después de un período de tiempo, dicho fenómeno puede terminar en fractura porque se haya alcanzado la tensión de rotura (también llamado rotura por *creep*).

Las condiciones de temperatura, tensiones y tiempo bajo las cuales suceden los fallos por termofluencia y por rotura dependen del tipo de metal o aleación, su microestructura, y de cualquier agente externo. En consecuencia, los fallos por alta temperatura suelen ocurrir por encima de un rango de temperaturas variable; concretamente la termofluencia aparece cuando se supera ligeramente la

temperatura de recristalización del metal o aleación, estado en el que los átomos se desplazan para reorganizar la estructura.

Realmente, la temperatura a la que la resistencia mecánica del metal comienza a limitarse por la termofluencia no está directamente relacionada con la temperatura de fusión, por lo que la elevada temperatura debe ser determinada individualmente para cada metal o aleación en base a su comportamiento. Un comportamiento a alta temperatura comienza aproximadamente a los  $0.54 T_f$  (205 °C) para las aleaciones de aluminio y a  $0.3 T_f$  (315 °C) para las aleaciones de titanio, entre otros.

Los principales tipos de fallos mecánicos a altas temperaturas son los debidos a la termofluencia, la rotura debida a la tensión última, fatiga debido a cargas cíclicas, fatiga por temperatura, tensiones por sobrecargas y combinaciones de ellas que pueden agravarse por algún agente externo. Por lo general, el tipo de fallo se establece examinando la superficie de fractura y comparando las condiciones de operación con los datos disponibles de los ensayos. Tales análisis son suficientes para la mayoría de los fallos investigados, pero puede requerirse un mayor análisis cuando las tensiones, el tiempo, la temperatura y los agentes externos pueden actuar sobre la estructura metalúrgica del componente.

El fenómeno de termofluencia se puede ilustrar, por ejemplo, tomando una probeta de cobre, que se somete a carga a una temperatura en torno a  $0.4 T_f$ .

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 provoca la rotura inmediata de la probeta.

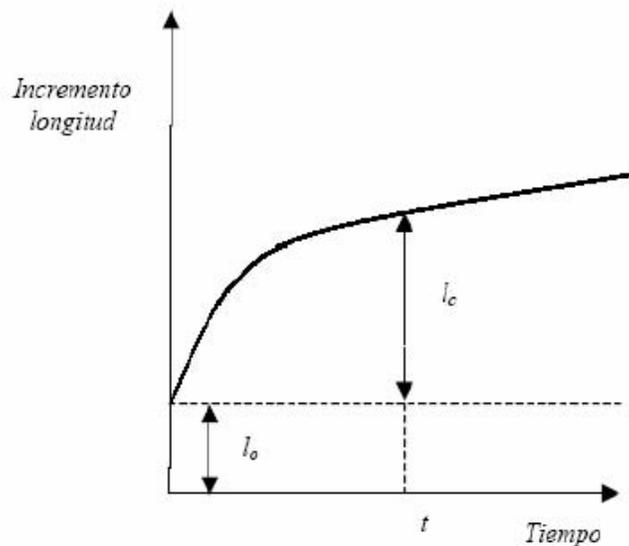
Cuando la magnitud de la carga aplicada no es suficiente para provocar la fractura inmediata, si se mantiene esta carga sobre la probeta durante un largo período de tiempo, observamos que la longitud de la probeta crece gradualmente con el tiempo.

El cambio de longitud de la probeta se definirá como:

$$\Delta l = l - l_i = l_0 - l_c \quad (1)$$

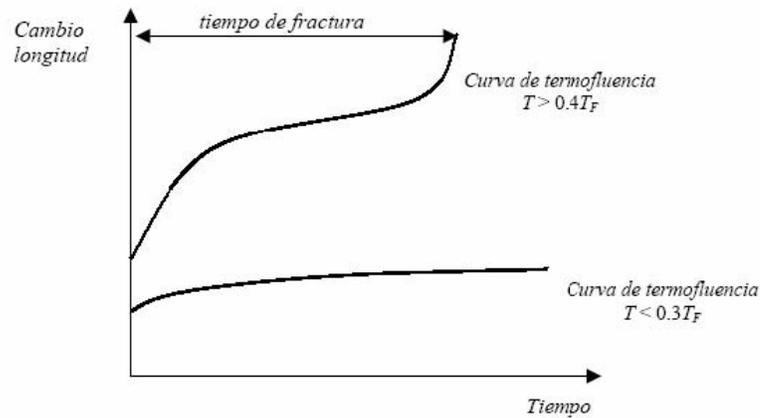
donde  $l_i$  es la longitud inicial,  $l$  la longitud en el instante  $t$ ,  $l_0$  es la deformación casi instantánea que se produce al cargar la probeta y  $l_c$  es el incremento de longitud debido a la termofluencia. Tanto  $l$  como  $l_c$  varían en el tiempo.

La variación de longitud en el tiempo se representa en la Figura 2.1



**Figura 2.1** Variación de la longitud con el tiempo de una probeta sometida a tracción

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 2.2 donde a bajas temperaturas los cambios dimensionales debidos a la termofluencia son extremadamente pequeños y la fractura rara vez ocurre.



**Figura 2.2** Curvas de termofluencia a baja y altas temperaturas

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  $0.4 T_f$ , 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  $1356 K$ .

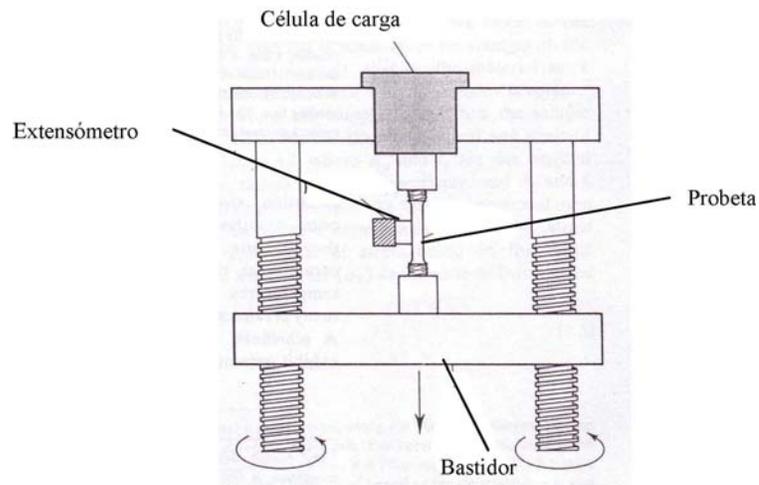
Debe tenerse presente además, que cuando se trabaja a altas temperaturas en atmósferas oxidantes, no sólo debe considerarse la resistencia a la termofluencia sino también la corrosión

## 2.2.- ENSAYOS MECÁNICOS

### 2.2.1.- Ensayo a 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. Este ensayo o test proporciona información de la carga o fuerza necesaria para provocar que la probeta se deforme hasta la rotura.

En la siguiente figura se representa un esquema del ensayo a tracción.



**Figura 2.3** Esquema de un ensayo a tracción

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 ( $\Delta l$ ) se convierte en gráficas de tensión nominal o ingenieril ( $\sigma_N$ ) frente a la deformación nominal ( $\varepsilon_N$ ) siendo:

$$\sigma_N = \frac{F}{A_0} = \frac{\text{fuerza}}{\text{sección transversal original}} \quad (2)$$

$$\varepsilon_N = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{\text{variación de longitud}}{\text{longitud inicial}} \quad (3)$$

El aspecto de una curva de tensión nominal y deformación nominal, para un metal dúctil, se muestra en la Figura 2.4. Una vez obtenida la curva  $\sigma_N \varepsilon_N$ , de su estudio pueden extraerse las siguientes propiedades mecánicas del material:

(1) **el límite elástico**  $\sigma_{LE}$ , que se calcula como  $F/A_0$ , en el punto de la curva donde comienza la deformación plástica.

(2) **el límite elástico convencional**  $\sigma^*_{LE}$  definido como el valor de  $F/A_0$  requerido para dar una deformación permanente de un 0.2%.

(3) **la resistencia a la rotura**, que es el valor de  $F/A_0$  que provoca el comienzo del estrangulamiento de la probeta.

(4) **la deformación plástica a la rotura o ductilidad a la tracción** ( $\epsilon_D$ ) que se calcula como  $(l-l_0)/l_0$ , siendo  $l$  la longitud total de las dos partes en que se rompe la probeta una vez enfrentadas y juntadas cuidadosamente.

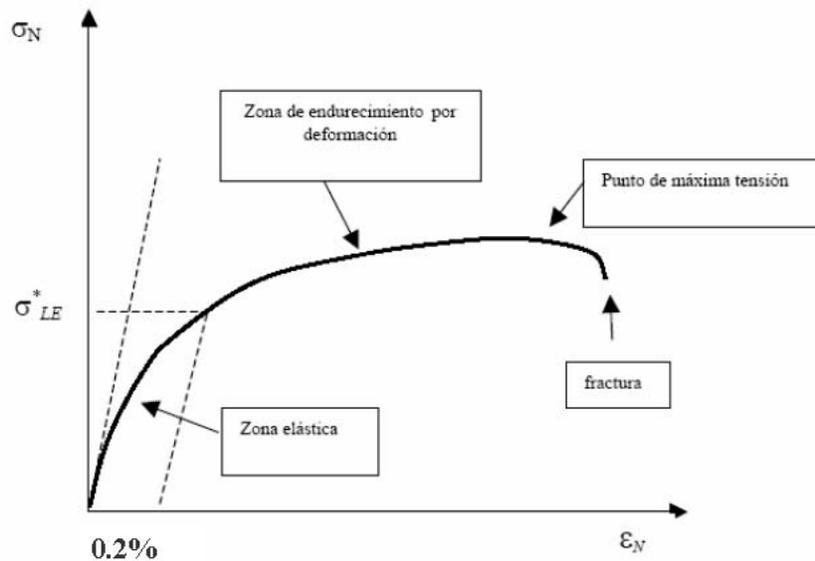


Figura 2.4 Curva de tracción convencional

Las unidades de medida de  $\sigma_{LE}$ ,  $\sigma^*_{LE}$  y de la resistencia a la rotura son en el S.I.  $Nm^{-2}$  o  $Pa$ , aunque en muchas aplicaciones se suele usar  $MPa$  ( $MNm^{-2}$ ).

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

Por ejemplo, un requerimiento 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 bastante grande para que las tensiones de servicio no excedan  $\sigma_{LE}$  a la temperatura de trabajo.

Los ensayos de tracción convencionales proporcionan la información requerida 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 presente 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 superen las 100 horas. 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 con el fin de proporcionar resultados aceptables y reproducibles.

### **2.2.2.- Tensión y deformación verdadera**

Aunque la carga aplicada permanezca constante (como sucede en los ensayos a carga constante), la tensión real en la probeta aumenta conforme ésta se deforma y su sección transversal disminuye. Consideremos una probeta de

longitud inicial  $l_0$  y área transversal  $A_0$ , que fluye bajo una carga total aplicada  $F$ , hasta una nueva longitud  $l$  ( $l > l_0$ ), y una nueva área transversal  $A$  ( $A < A_0$ ), después de un tiempo  $t$ . Admitiendo que el volumen de la probeta permanece constante, es decir,

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

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  $\sigma_N$  es la tensión nominal en la probeta en el comienzo del ensayo, y  $\varepsilon_N$  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  $l_0$ .

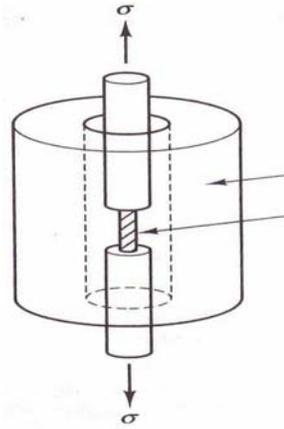
Entonces la deformación real,  $\varepsilon$ , en la probeta se puede expresar como:

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

### 2.2.3.- Ensayo de termofluencia

Para determinar el comportamiento de un material con la influencia de la temperatura, se utiliza el ensayo de termofluencia, que consiste en aplicar una

tensión constante a una probeta calentada a alta temperatura. En el esquema de la Figura 2.5 se muestra el montaje.



**Figura 2.5** Esquema del ensayo de termofluencia

Se mide la deformación por termofluencia con el tiempo, y se registra el tiempo para la ruptura o fractura, si ésta ocurre durante el ensayo.

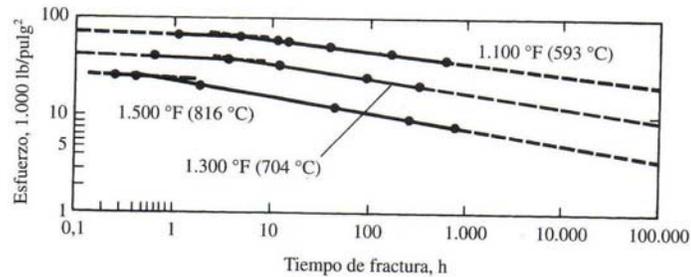
Habitualmente, los ensayos sobre un material dado se llevan a cabo a diversas temperaturas y esfuerzos, y la duración de los ensayos puede ir desde menos de un minuto hasta más de un año, o varios años.

En apartados posteriores haremos un estudio más profundo sobre el ensayo de termofluencia, describiendo fundamentalmente las etapas en las que se dividen las curvas obtenidas del ensayo.

#### **2.2.4.- Ensayo de fractura por termofluencia**

La fractura por termofluencia o ensayo de fractura por termofluencia es esencialmente el mismo que el ensayo de termofluencia, excepto que las cargas son mayores y el ensayo se lleva a cabo hasta la fractura de la muestra. Los datos de la fractura por termofluencia se dibujan como el logaritmo de la tensión respecto al logaritmo del tiempo de fractura, como se indica en la Figura 2.6.

En general el tiempo para que ocurra la fractura por tensión disminuye al aumentar la tensión aplicada y la temperatura. Los cambios de pendiente como el observado en la Figura 2.6 son causados por factores como la recristalización, oxidación, corrosión, o cambios de fase.



**Figura 2.6** Efecto de la tensión sobre el tiempo de fractura del acero inoxidable 316

## 2.3.- CURVAS DE TERMOFLUENCIA. FASES

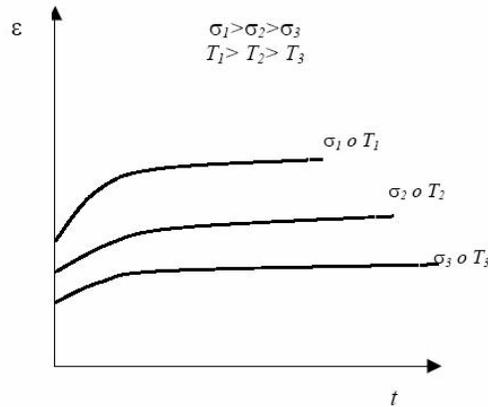
Cuando los ensayos de termofluencia se llevan a cabo para un rango amplio de condiciones y para muchos materiales, se observa en general que las formas de las curvas deformación frente al tiempo, son diferentes a bajas temperaturas que a altas temperaturas.

### 2.3.1.- Curva de termofluencia a bajas temperaturas

La forma de las curvas para temperaturas por debajo de  $0.4 T_f$  para muchos sólidos cristalinos es menos compleja que la forma de las curvas a altas temperaturas, (donde  $T_f$  es la temperatura de fusión). Para estudiar la

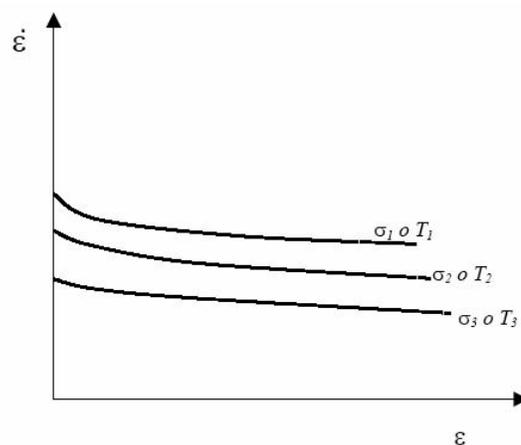
termofluencia, es conveniente empezar por considerar el comportamiento exhibido a baja temperatura.

En la Figura 2.7 se muestra la forma típica de las curvas de deformación por termofluencia con el tiempo para temperaturas por debajo de  $0.4 T_f$ .



**Figura 2.7** Curvas de termofluencia para temperaturas del orden de  $0.4T_f$

La Figura 2.8 muestra las curvas de termofluencia a baja temperatura, donde se ilustra la variación de la velocidad de termofluencia  $\dot{\epsilon} = d\epsilon/dt$ , con el incremento de la deformación para diferentes condiciones.



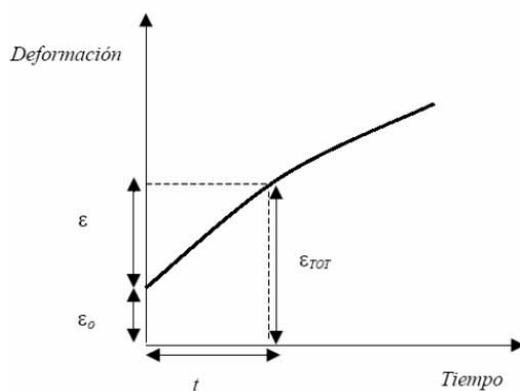
**Figura 2.8** Curvad de velocidad de deformación de termofluencia  
Frente a deformación para  $T < 0.4 T_f$

Observando las curvas vemos que tras la deformación inicial debida a la carga y a la temperatura, la velocidad de termofluencia decae continuamente. Bajo estas condiciones de baja temperatura, la deformación total de termofluencia es normalmente muy baja, menor del 1%, y la deformación de termofluencia rara vez conduce a la rotura.

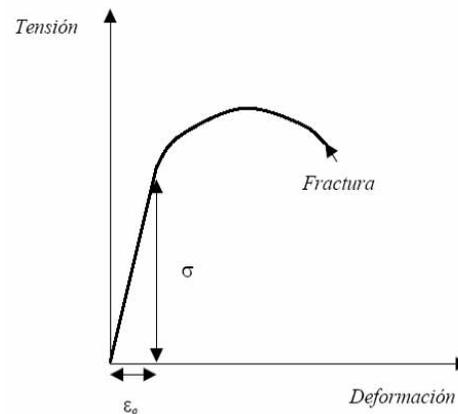
La información básica que se deriva de un ensayo de termofluencia es el aumento de la deformación con el tiempo a una tensión y temperatura fijas. La deformación total en la probeta ( $\varepsilon_{TOT}$ ) en un instante puede escribirse como:

$$\varepsilon_{TOT} = \varepsilon_0 + \varepsilon \quad (7)$$

Donde  $\varepsilon_0$  es la deformación instantánea que se produce al cargar y  $\varepsilon$  es la deformación de termofluencia. Como  $\varepsilon_0$  es la deformación inicial obtenida al aplicar una tensión  $\sigma$ , en un ensayo de termofluencia a temperatura  $T$ , el valor de  $\varepsilon_0$ , se puede obtener también de la curva tensión frente a deformación para el material a la misma temperatura, como la deformación obtenida a la tensión  $\sigma$ . Esto se muestra en la Figura 2.9 y Figura 2.10.



**Figura 2.9** Curva de termofluencia para una tensión y temperatura determinada



**Figura 2.10** Curva de un ensayo de tracción convencional.

La curva tensión frente a la deformación para un determinado material varía con la temperatura, por lo que el valor de  $\varepsilon_0$  no sólo depende de la tensión sino también de la temperatura. Esta dependencia se puede describir matemáticamente como:

$$\varepsilon_0 = f_1(\sigma, T); \quad (8)$$

que significa que  $\varepsilon_0$  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:

$$\varepsilon_0 = f_2(\sigma, T, t) \quad (9)$$

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 observa en la Figura 2.7. La forma exacta de la expresión matemática que satisface la ecuación (9), 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.

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, de tal forma que:

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

donde  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  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 0.3  $T_f$  es pequeña para todas las condiciones de tensión y temperatura.

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

$$\varepsilon' = \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\alpha_1 \cdot \alpha_2}{\alpha_2 t + 1} \quad (11)$$

expresión que es consistente con el hecho de que, en ensayos a baja temperatura, la velocidad de termofluencia decrece continuamente con el tiempo, Figura 2.8. Entonces, la ecuación (10) proporciona una descripción cuantitativa de la dependencia de la deformación de termofluencia con el tiempo, y a través de  $\alpha_1$  y  $\alpha_2$  con la tensión y la temperatura ( en línea con la ecuación 9 ).

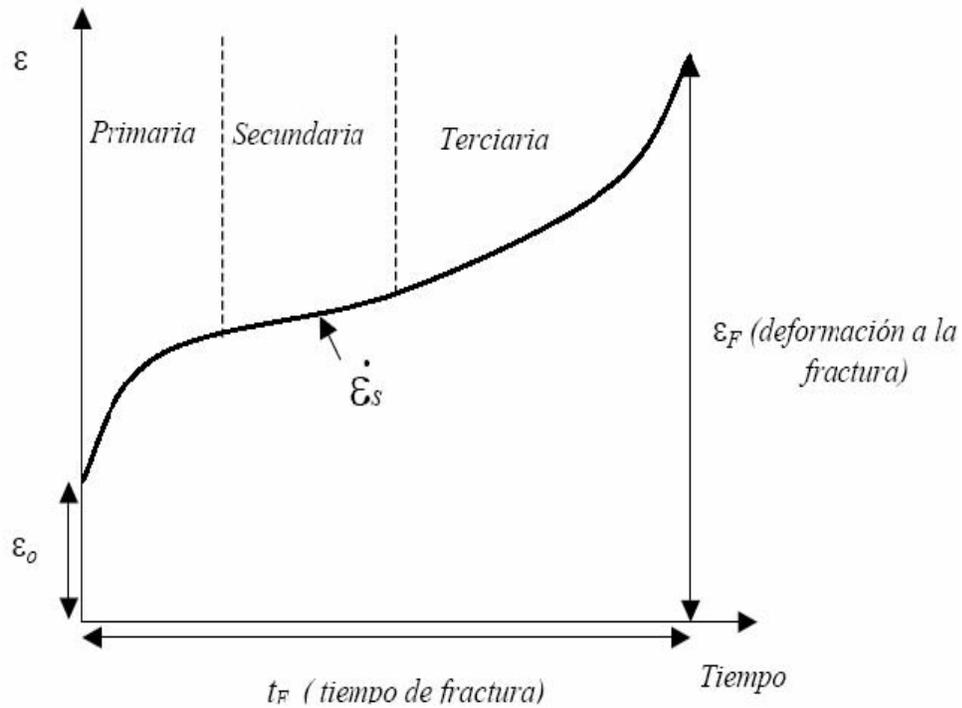
Las ecuaciones que describen la dependencia de la deformación de termofluencia con el tiempo, con la tensión y con la temperatura se denominan relaciones constitutivas para un material. Una vez que se conocen las ecuaciones constitutivas, se pueden conocer parámetros de diseño como la tensión máxima 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. 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, a baja temperatura. Sin embargo, cuando la temperatura de termofluencia se incrementa hasta  $0.4 T_f$  ó más, la forma de la curva de termofluencia se desvía crecientemente de la curva logarítmica dibujada a baja temperatura, Figura 2.7. A alta temperatura, la deformación de termofluencia puede ser grande y el proceso generalmente conduce a la rotura. Así, es prioritario desarrollar relaciones constitutivas correctas que describan plenamente el comportamiento del material bajo condiciones de termofluencia a alta temperatura.

### 2.3.2.- Curva de termofluencia a altas temperaturas

Al someter al material a una carga (esfuerzo), la respuesta inmediata es una deformación instantánea,  $\varepsilon_0$ , que puede ser elástica o plástica en el tiempo  $t=0$ . La deformación por termofluencia con el tiempo, esto es, la curva de  $\varepsilon$  en función de  $t$ , se compone de tres regiones que tienen como base la razón de cambio de deformación  $d\varepsilon/dt$ , que es la pendiente de la curva. Seguidamente de una deformación elástica inicial consecuencia de los efectos inmediatos de la aplicación de la carga, hay una región donde se incrementa la deformación plástica y decrece la velocidad de deformación, etapa que se denomina primaria. A continuación de esta primera etapa le sigue una región donde la velocidad de deformación es prácticamente constante denominada etapa secundaria o estable. Finalmente es en la fase terciaria donde se produce un incremento fuerte de la velocidad de deformación plástica que desemboca en la fractura del material.

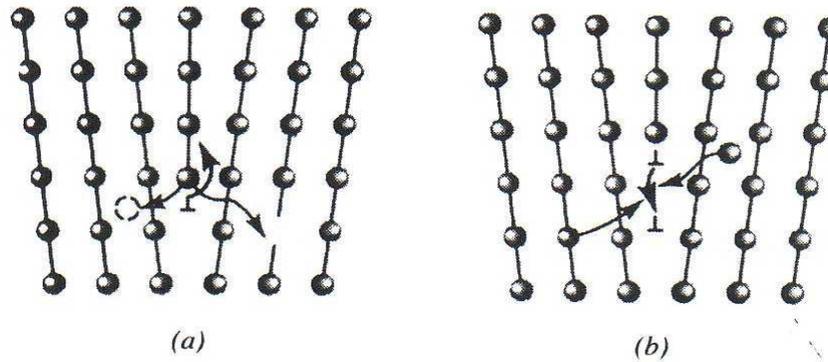
La región de deformación elástica inicial no tiene un intervalo de tiempo designado porque es usual ignorar su contribución frente a la deformación total cuando se dibujan las curvas de termofluencia. En consecuencia, dichas curvas muestran solamente cómo varía la deformación plástica con el tiempo posterior a la deformación elástica inicial. Aunque este procedimiento es aceptable para la investigación, la deformación inicial, que puede ser una fracción importante de la deformación total, no debería ser omitida para estudios más profundos y análisis de los fallos.

Estudiemos detalladamente cada una de las fases de acuerdo con la Figura 2.11.



**Figura 2.11** Curva de termofluencia para alta temperatura

**Etapa primaria:** también conocida como termofluencia transitoria en la que se producen cambios dentro del metal activando rápidamente la deformación plástica, que se produce a los pocos momentos de la deformación inicial y decrementando la velocidad de deformación por las imperfecciones dentro del metal. Las altas temperaturas permiten que las dislocaciones en el interior de un metal asciendan. En este caso, los átomos se mueven a uno y a otro lado de la línea de dislocación debido al fenómeno de la difusión, haciendo que la dislocación se mueva en dirección perpendicular y no paralela al plano de deslizamiento (ver Figura 2.12). La dislocación se escapa entonces de las imperfecciones de la red, continuando su deslizamiento y causando una deformación adicional de la pieza, incluso ante tensiones aplicadas bajas.



**Figura 2.12** Las dislocaciones pueden ascender y alejarse de los obstáculos, cuando los átomos se apartan de la línea de dislocación para crear intersticios o para llenar huecos (a) o cuando los átomos se fijan a la línea de dislocación creando huecos o eliminando intersticios (b).

En resumen, en esta etapa primaria muchas dislocaciones ascienden venciendo obstáculos, se deslizan y contribuyen a la deformación.

La ecuación matemática que describe esta primera etapa se puede expresar de la siguiente forma:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left( 1 - \beta \cdot t^{1/3} \right) \cdot \exp(k \cdot t) \quad (12)$$

Donde  $S$  y  $k$  son constantes.

**Etapa secundaria:** Es la etapa estable de la termofluencia. Cuando la velocidad a la cual las dislocaciones esquivan obstáculos es igual a la velocidad a la cual las dislocaciones son bloqueadas por otras imperfecciones se alcanza la segunda etapa de la termofluencia. La pendiente de la porción estable de la curva de termofluencia es la velocidad de termofluencia.

$$\text{Velocidad de termofluencia} = \Delta \text{deformación} / \Delta \text{ tiempo}$$

Se caracteriza porque la velocidad de deformación plástica alcanza el valor más bajo para las condiciones de carga, temperatura y agentes externos de servicio, y porque su valor es constante. Esta velocidad constante de

termofluencia se conoce como MCR (minimum creep rate) y es la más usada para los estudios ingenieriles. La mínima velocidad de la termofluencia no continúa durante un período de tiempo significativo. Dicha velocidad de deformación comienza con un valor alto y decrece rápidamente hasta su valor mínimo que se encuentra dentro de la etapa estable, aunque la zona que abarca no es más que una región casi puntual dentro de la curva de deformación estable seguida de un incremento rápido de la deformación hasta alcanzar la fractura del metal.

En definitiva, la fase secundaria es una etapa de transición entre la etapa primaria y la terciaria y la que dura más en el proceso de termofluencia. En el caso de materiales resistentes a la termofluencia dicha zona de transición es casi plana, así que el mínimo se puede aplicar a toda la etapa secundaria.

**Etapa terciaria:** Durante la fluencia secundaria la resistencia a la fluencia del metal o aleación es máxima. Finalmente, para una muestra a carga constante, para el estado terciario la velocidad de fluencia o deformación se acelera debido al estrangulamiento de la muestra y también debido a la formación de huecos, particularmente a lo largo de las fronteras de grano, llegando incluso a la fractura (ver Figura 2.14).



**Figura 2.14** Rotura de paleta de una turbina debido a esfuerzos de deformación debidos a la fluencia del material en la etapa terciaria

A bajas temperaturas (por debajo de  $0.4 T_f$ ) y a bajas tensiones, los metales muestran fluencia primaria, pero la fluencia secundaria es despreciable puesto que la temperatura es demasiado baja para la fluencia por recuperación difusional. Sin

embargo, si la tensión sobre el metal está por encima de la resistencia máxima a la tensión, el metal se alargará como en un ensayo de tensión ordinario. En general, tanto al aumentar la tensión sobre el metal como al aumentar la temperatura aumenta también la velocidad de deformación.

## 2.4.- MODELO DE LA TERMOFLUENCIA A ALTA TEMPERATURA

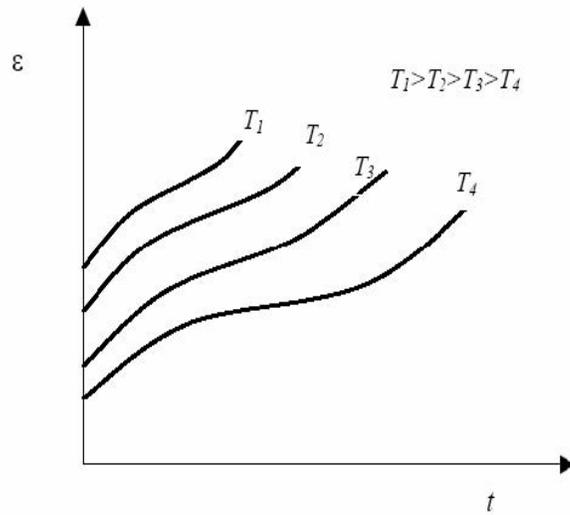
Con el fin de explicar mediante un modelo matemático la evolución de la velocidad de deformación de la etapa secundaria es necesario, en primer lugar, conocer cómo afectan a dicha velocidad la temperatura y la tensión a las que pueden estar sometido el metal. Estudiado la influencia de la temperatura y de la tensión sobre la velocidad secundaria estaremos en disposición a establecer una ecuación que nos reproduzca fielmente su comportamiento con la temperatura y la tensión. En primer lugar veremos la influencia de la temperatura y posteriormente la de la tensión.

### 2.4.1.- Influencia de la temperatura

Fijando una determinada  $M$  es posible encontrar la dependencia con la temperatura de  $d\varepsilon/dt$ . Esto es,

$$\dot{\varepsilon} \propto f(T) \quad (13)$$

La Figura 2.15 muestra experiencias de este tipo:

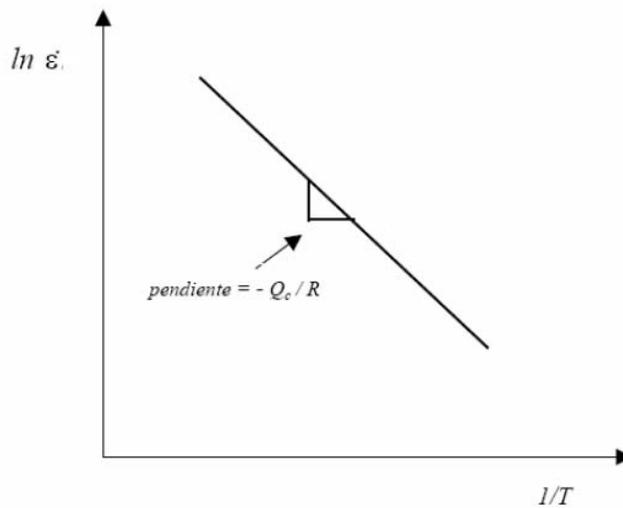


**Figura 2.15** Curvas de termofluencia para distintas temperaturas y tensión constante

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

$$\ln(\dot{\epsilon}) \propto -\left(\frac{1}{T}\right) \quad (14)$$

La Figura 2.16 muestra la situación anterior:



**Figura 2.16** Obtención de la pendiente  $-Q_c/R$

La pendiente de la recta representada en la Figura 2.16 vale  $-Q_c/R$ , donde  $Q_c$  es la energía de activación de termofluencia 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:

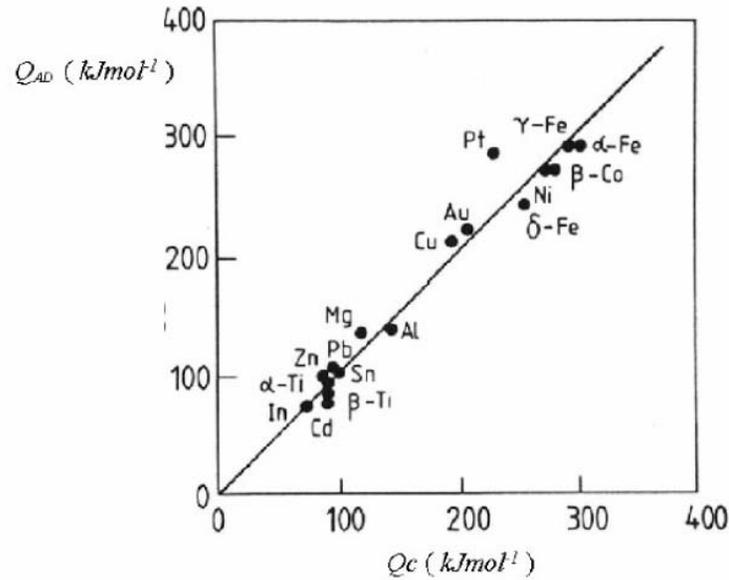
$$\dot{\epsilon} \propto \exp\left(\frac{-Q_c}{RT}\right) \quad (15)$$

De donde, tomando logaritmos, se obtiene que:

$$\ln \dot{\epsilon} = \frac{-Q_c}{RT} ; \quad (16)$$

Que es consistente con la relación lineal mostrada en la curva de la Figura 2.16 , a partirde la cual puede calcularse el valor de  $Q_c$ .

A altas temperaturas se puede conocer la energía de activación para la termofluencia del metal si se conoce la energía de activación de autodifusión. En la Figura 2.17 se muestra dicha relación para el caso de metales puros.



**Figura 2.17** Relación entre la energía de activación de la termofluencia,  $Q_c$  y la de autodifusión  $Q_{AD}$

Puede comprobarse que los valores de  $Q_c$  son, generalmente, coincidentes con los valores de la energía de activación de la autodifusión ( $Q_{AD}$ ), lo que enfatiza el importante papel que juega la difusión en los procesos de termofluencia a alta temperatura.

En resumen, ya sabemos cómo influye la temperatura en la velocidad secundaria donde la energía de activación de la termofluencia se tiene que tener muy en cuenta.

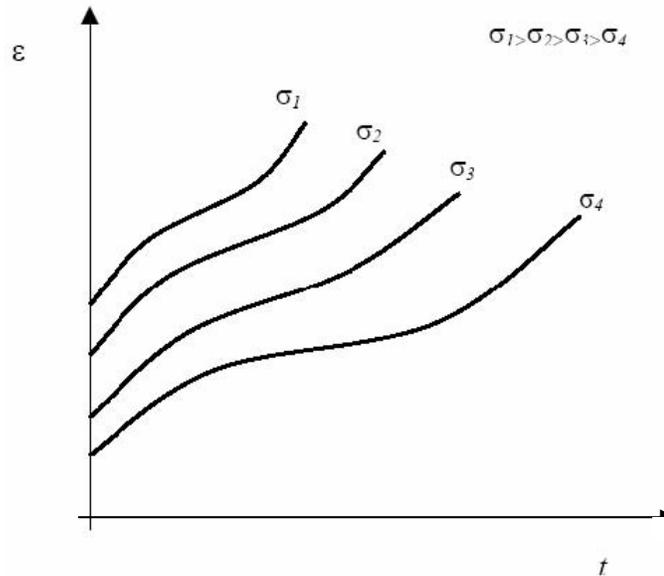
Sin embargo no podemos afirmar a priori que al aumentar la temperatura aumenta la velocidad de deformación. Habría que estudiar si la  $Q_c$  varía con la temperatura, como veremos más adelante.

### 2.4.2.- Influencia de la tensión

Una vez que se ha encontrado una expresión satisfactoria para la función  $f(T)$ , sería útil definir una forma conveniente para  $g(\sigma)$ :

$$\dot{\varepsilon} \propto g(\sigma) \quad (17)$$

La influencia de la tensión sobre la velocidad de deformación se observa en la Figura 2.18



**Figura 2.18** Curvas de termofluencia para distintas tensiones y temperatura constante

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

$$\dot{\varepsilon} \propto \sigma^n \quad (18)$$

Esta expresión, a veces llamada ley de Norton, proporciona la base para la ecuación que ha sido muy usada para describir el comportamiento de termofluencia a alta temperatura (ver Figura 2.19).

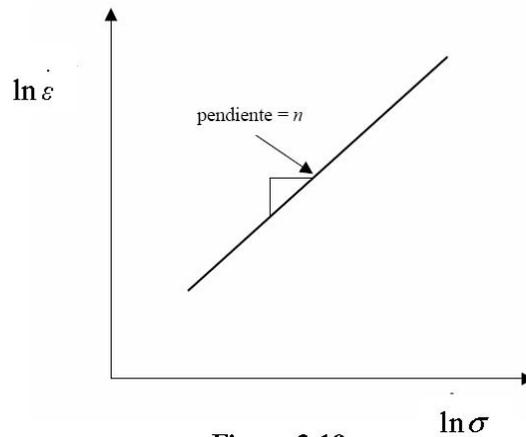


Figura 2.19

Figura 2.19 Obtención de la pendiente a alta temperatura

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

### 2.4.3.- Expresión general de la velocidad de deformación

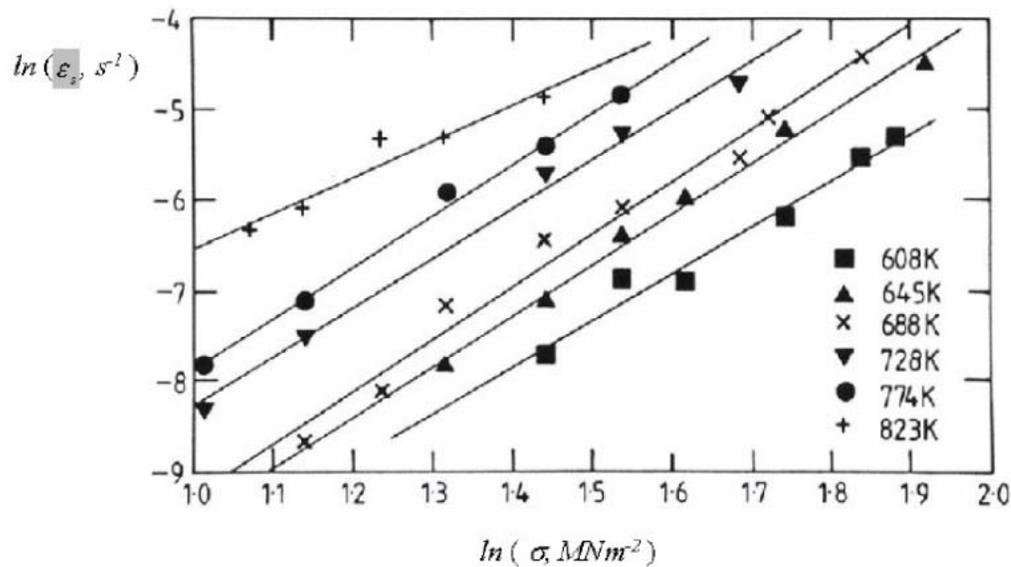
La influencia combinada de la tensión aplicada y de la temperatura sobre la velocidad de termofluencia sigue en definitiva una relación de Arrhenius:

$$\dot{\epsilon}_s = A \cdot \sigma^n \cdot \exp\left(\frac{-Q_c}{RT}\right) \quad (19)$$

Donde  $A$  es una constante. Esta relación 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 2.20 para el cobre policristalino.

Para cada temperatura de termofluencia, la pendiente de  $\ln(\dot{\epsilon})$  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 2.20 se puede determinar  $Q_c$ ,

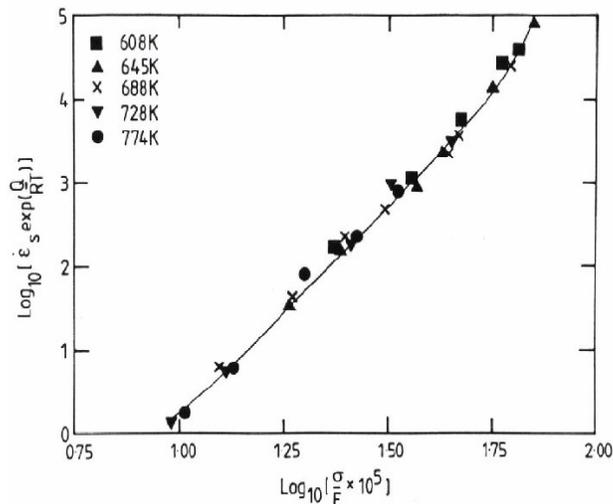
obteniéndose  $Q_c \cong 130$  kJ/mol. Este valor es inferior a la energía de activación para la difusión a través de la red en el Cobre, que es  $Q_{sd} \cong 204$  kJ/mol. Se observa entonces, que  $Q_c$  no siempre es igual a  $Q_{sd}$ , hecho que se infería de la información aportada por la Figura 2.17. Además, cuando se realizan ensayos de termofluencia a tensiones superiores e inferiores que el rango estudiado en la Figura 2.20, se encuentran valores de  $n$  diferentes a 5. Así, cuando se usa la ecuación (18) 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 2.20** Valores de la velocidad de deformación frena a tensión a altas temperaturas

### 2.4.4.- Comportamiento a altas tensiones

Multiplicando ambos miembros de la ecuación (19) por  $\exp(Q_c/RT)$  nos da 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  $\ln(\dot{\epsilon})$  frente a  $\ln(\sigma)$  obtenidas a diferentes temperaturas se superpongan en una única línea. Por ejemplo, tomando  $Q_c \cong 130 \text{ kJ/mol}$ , representando la velocidad de deformación de la temperatura compensada para el Cobre policristalino, se consigue que todos los datos de la Figura 2.20 se condensen en una única línea, como se muestra en la Figura 2.21. Si se observa esta figura, la línea no es perfectamente recta, un hecho que es obvio si se observa las curvas  $\ln(\dot{\epsilon})$  frente a  $\ln(\sigma)$  de la Figura 2.20. Específicamente, mientras  $n \cong 5$  para el amplio rango de tensiones de la Figura 2.21, 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.



**Figura 2.20** Valores de la velocidad de deformación frente a tensión a distintas temperaturas

Bajo condiciones de altas tensiones, se utiliza la siguiente expresión para la velocidad de deformación secundaria:

$$\dot{\epsilon} \propto V\sigma \quad (21)$$

donde el parámetro  $V$ , se puede determinar a partir de la pendiente de la curva  $\ln(\dot{\epsilon})$  frente a  $\sigma$  para resultados obtenidos a la misma temperatura de termofluencia.

Finalmente el comportamiento a altas tensiones quedaría expresado por:

$$\dot{\epsilon}_s = B \cdot \exp\left(-\frac{Q_c - V'\sigma}{RT}\right) \quad (22)$$

Donde  $V=V'/RT$  y  $B$  son constantes.

#### 2.4.5.- El coeficiente de termofluencia $n$

Cuando la variación de la velocidad de termofluencia secundaria con la tensión se describe mediante una ley potencial como la ecuación (18), los resultados para el cobre en la Figura 2.21 sugieren que  $n \cong 5$ , excepto en el régimen de tensiones muy altas. Este valor de  $n$  oscila 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 las curvas de termofluencia obtenidas a tensiones muy inferiores al rango de las condiciones experimentadas en la Figura 2.20, las curvas  $\ln(\dot{\epsilon})$  frente a  $\ln(\sigma)$  se obtienen también disminuyendo la tensión aplicada, produciendo una transición en el valor de  $n \cong 5$  para altas tensiones y a un valor de  $n \cong 1$  para el régimen de bajas tensiones (ver Figuras 2.22 y 2.23).

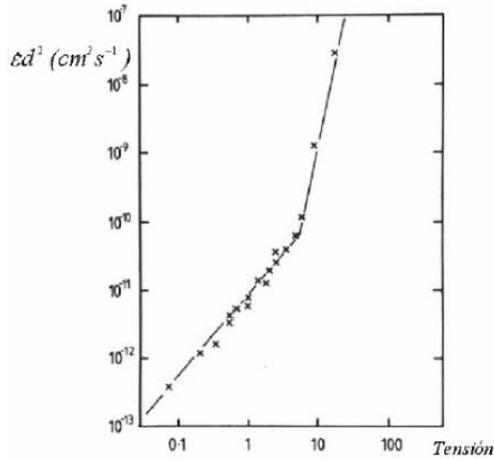


Figura 2.22 Transición de  $n$  para el cobre policristalino

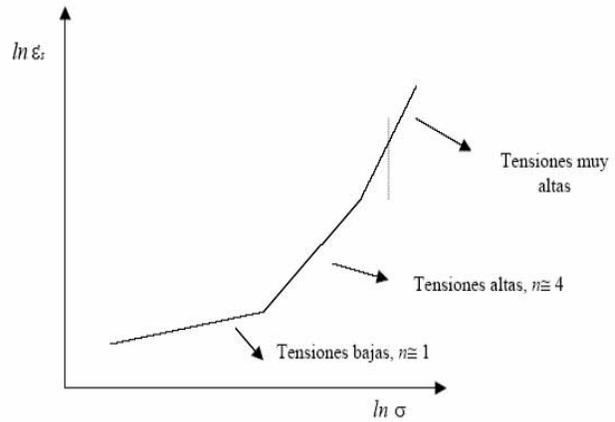


Figura 2.23 Esquema de transición de  $n$

#### 2.4.6.- La energía de activación de la termofluencia $Q_C$

Para el rango de las condiciones estudiadas en la Figura 2.20, el valor de  $Q_C \cong 130 \text{ kJ/mol}$  es inferior al valor de la energía de activación para la autodifusión,  $Q_{AD} \cong 230 \text{ kJ/mol}$  en el cobre. Sin embargo, cuando se determina la velocidad secundaria de termofluencia a partir de curvas de termofluencia del cobre policristalino, para un amplio rango de temperaturas,  $Q_C \cong Q_{AD}$  a temperaturas cercanas a  $0.7 T_f$  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  $Q_C \cong Q_{AD}$  de acuerdo con los datos de la Figura 2.17

Por el contrario, a temperaturas cercanas a  $0.4 T_f$ , y justo por encima, los valores de  $Q_c$  son aproximadamente la mitad de los valores de la energía de activación para la difusión a través de la red, como se observa en la Figura 2.24. Además, esta transición en el valor de  $Q_c$  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  $n \cong 4 \div 6$ , o a tensiones bajas, cuando  $n=1$ . De este modo, incluso en los ensayos con las condiciones para que aparezca la etapa secundaria de la termofluencia, que pueden ser bien descritos mediante la ecuación (19), 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 2.1. 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  $Q_c$ , significaría un cambio en el mecanismo de termofluencia.

Temperatura de ensayo	Tensiones altas	Tensiones bajas
$T \geq 0.7T_f$	$n \cong 4 \div 6$ $Q_C \cong Q_{AD}$	$n \cong 1$ $Q_C \cong Q_{AD}$
$0.4T_f \leq T \leq 0.7T_f$	$n \cong 4 \div 6$ $Q_C \cong 0.5Q_{AD}$	$n \cong 1$ $Q_C \cong 0.5Q_{AD}$

**Tabla 2.1** Valores típicos de  $n$  y  $Q_c$

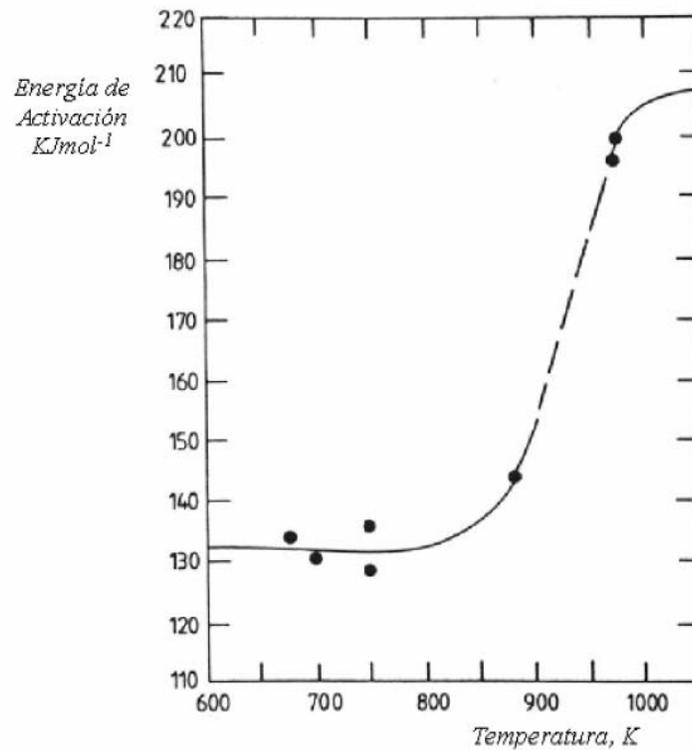


Figura 2.24 Variación de  $Q_c$  para el cobre

## 2.5.- MECANISMOS DE TERMOFLUENCIA

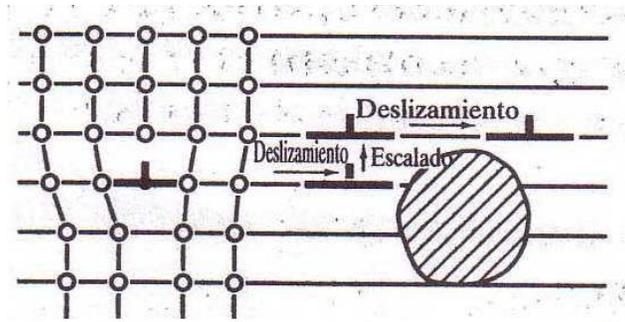
En materiales cristalinos, por ejemplo los metales y sus aleaciones y las cerámicas cristalinas, la termofluencia se produce ya sea como termofluencia por dislocaciones o como termofluencia por difusión.

La termofluencia por dislocaciones implica el movimiento de dislocaciones. No se conoce bien el mecanismo exacto, pero se piensa que la escalada de dislocaciones es un factor muy importante. La escalada de dislocaciones significa que el borde del plano adicional se desplaza hacia arriba hasta otro plano paralelo

al plano anterior en el que estaba previamente, como se muestra en la Figura 2.25. Esto implica la difusión de vacancias, por lo que la razón de cambio de deformación se activa térmicamente y tiene la forma

$$\dot{\epsilon} = A_3 \frac{\sigma^m}{T} e^{-\left(\frac{Q}{RT}\right)} \quad ; \quad (23)$$

Donde el exponente  $m$  varía de un material a otro, pero, típicamente, es del orden de cinco.



**Figura 2.25** Termofluencia por dislocaciones

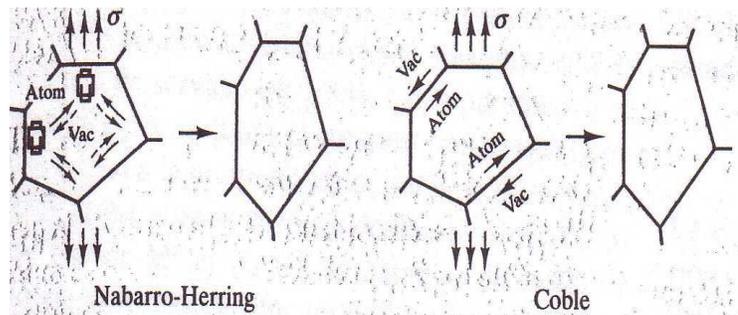
Por otro lado, la termofluencia por difusión implica el movimiento de vacancias, y esto puede ocurrir principalmente a través de los límites de granos o a lo largo de los límites de grano (ver Figura 2.26). El movimiento de vacancias a través de los granos se denomina mecanismo de Nabarro-Herring, mientras que el que se produce a lo largo de los límites de grano se conoce como mecanismo de Coble. En estos casos las velocidades de deformación están dadas por:

$$\dot{\epsilon} = A_2 \frac{\sigma}{d^2 T} e^{-\left(\frac{Q_v}{RT}\right)} \quad \text{Nabarro-Herring} \quad (24)$$

$$\dot{\epsilon} = A'_2 \frac{\sigma}{d^3 T} e^{-\left(\frac{Q_v}{RT}\right)} \quad \text{Coble} \quad (25)$$

Donde  $A_2$  y  $A'_2$  son constantes del material,  $d$  es el diámetro de grano,  $Q_v$  es la energía de activación para autodifusión o difusión volumétrica, y  $Q_b$  es la energía de activación para la difusión en los límites de grano.

Es necesario advertir que en las dos ecuaciones anteriores la razón de cambio de deformación es inversamente proporcional a  $d^2$  o a  $d^3$ . Por consiguiente, cuanto más pequeño es el diámetro de grano, tanto más rápida es la velocidad de deformación. Por tanto, los tamaños de grano grandes favorecen la disminución de la velocidad de deformación. Lo último en este campo es la eliminación de los límites de grano y el uso de materiales monocristalinos a altas temperaturas para conseguir la misma velocidad de deformación. Así, por ejemplo, se utilizan superaleaciones de níquel monocristalinas para fabricar álabes de turbinas.



**Figura 2.26** Termofluencia por difusión

En el siguiente Figura 2.27 se muestra un esquema donde a parecen todos los mecanismos de termofluencia en función de la razón  $\sigma/G$  frente a  $T/T_f$  donde  $G$  es el coeficiente de cilladadura.

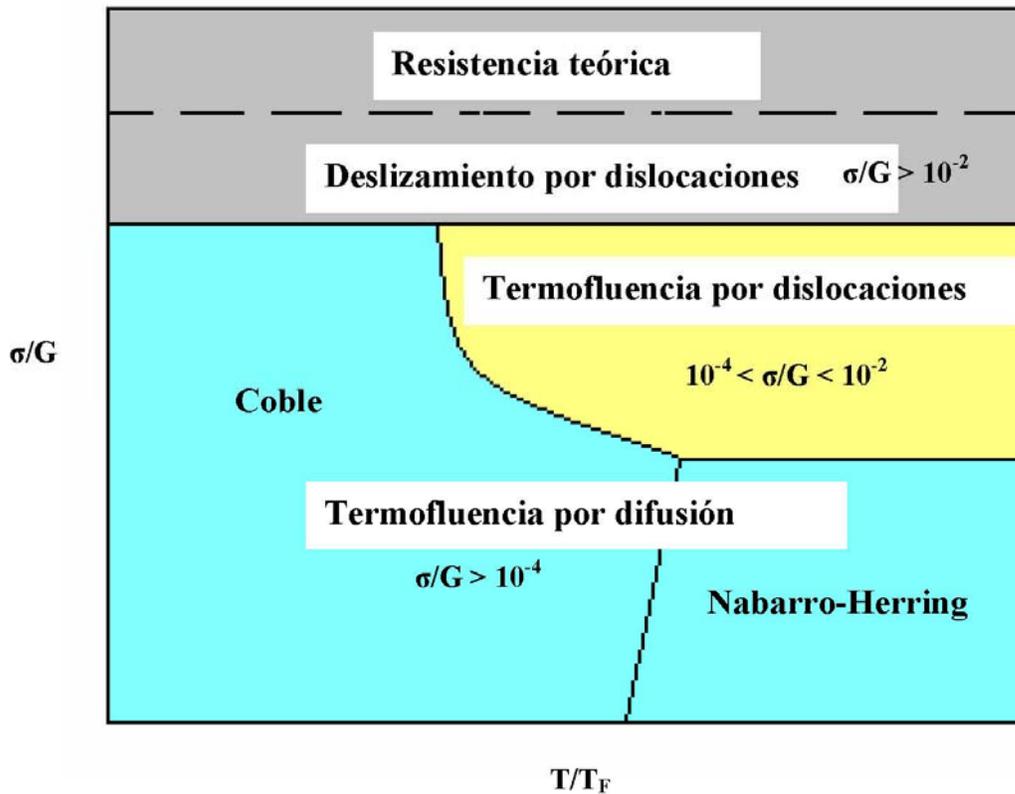


Figura 2.27 Esquema general de los mecanismos de termofluencia

## 2.6.- DISEÑOS CON TERMOFLUENCIA: PARÁMETROS TIEMPO / TEMPERATURA

En el diseño en ingeniería en el que interviene la termofluencia, no debe haber deformación excesiva ni ruptura dentro de la duración deseada del componente o estructura: la duración podría ser de 20 años o más. Sin embargo, se obtienen datos de ensayo para un tiempo mucho más corto que esta duración esperada. Para estimar el esfuerzo para velocidades muy pequeñas a la temperatura de servicio podemos utilizar parámetros de tiempo-temperatura que se basan en ensayos de corto tiempo a temperaturas más altas que la temperatura de servicio esperada. Estos parámetros se usan después para

estimar el comportamiento en tiempos más largos a la temperatura de servicio, que es más baja. Dos de estos parámetros, el de Sherby-Dorn (S-D) y el de Larson-Miller (L-M), se basan en la velocidad de deformación por termofluencia viscosa y no en las teorías aceptadas más recientes de termofluencia por difusión.

No obstante, ambos proporcionan estimaciones razonables, pero ninguno de ellos ofrece una clara superioridad.

### 2.6.1.- Parámetro de Sherby-Dorn

En primer lugar, se define el parámetro de tiempo compensado por temperatura (TCT),  $\theta_r$ , a través de la siguiente expresión:

$$\theta_r = t_r \cdot \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \quad (26)$$

Donde  $t_r$  es el tiempo de ruptura.

Tomando logaritmo de base e en ambos miembros de la ecuación (26), y convirtiéndolos luego en logaritmos de base 10, nos queda como:

$$\log \theta_r = \log t_r - 0.217Q\left(\frac{1}{T}\right) \quad (27)$$

El planteamiento en el que se basa el parámetro de Sherby-Dorn ( $P_{S-D}$ ) consiste en suponer que  $\theta_r$  es función sólo del esfuerzo y que la energía de activación  $Q$  es constante. El  $P_{S-D}$  se define como:

$$P_{S-D} = \log \theta_r \quad (28)$$

Quedando la ecuación (27) como:

$$\log t_r = P_{S-D} + 0.217Q \left( \frac{1}{T} \right) \quad (29)$$

Si representamos de la ecuación (29),  $\log t_r$  frente a  $1/T$  para distintos esfuerzos, obtendremos rectas donde la pendiente es igual para cada una de ellas ( $0.217Q$ ) pero el valor del parámetro  $P_{S-D}$  es diferente como se muestra en la Figura 2.28. A partir de las curvas de esfuerzo-tiempo para ruptura mostrada en la Figura 2.29, y del valor de  $Q$  constante, se puede construir una gráfica esfuerzo frente a PS-D, Figura 2.30.

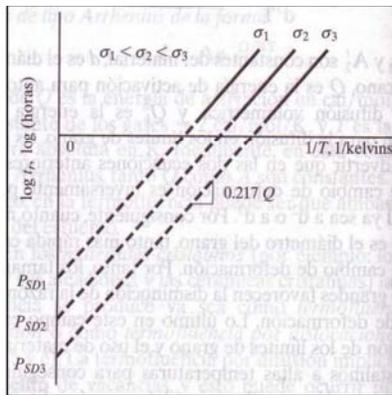


Figura 2.28  $1/T$  en función de  $\log t_r$

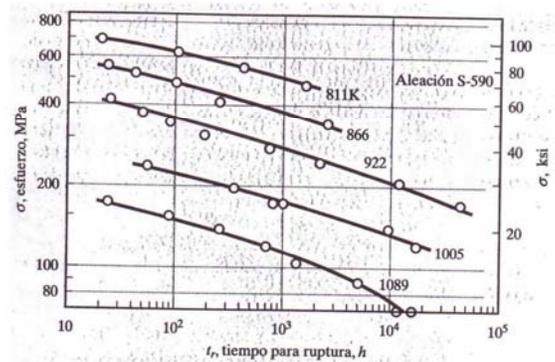


Figura 2.29 Curvas esfuerzo-tiempo para ruptura

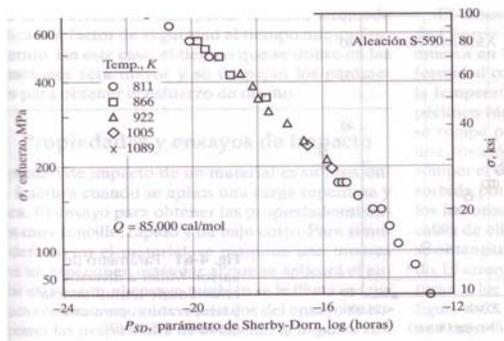


Figura 2.30 Parámetros de Sherby-Dorn a diversos esfuerzos de termofluencia y temperaturas

Por un lado, si se quiere obtener el tiempo de ruptura, se procederá de la siguiente forma: para un temperatura dada y estimada la tensión que es capaz de soportar el material mediante la gráfica de la Figura 2.30 se obtiene el parámetro

$P_{S-D}$  y luego aplicando la ecuación (29) se obtiene  $t_r$ . Por otro lado, con las mismas gráficas y ecuaciones se puede conocer la tensión que puede soportar el material para un tiempo de rotura fijado y temperatura dada.

Para determinar la duración en servicio en términos de fluencia se puede aplicar las mismas expresiones sólo que en este caso se sustituye  $t_r$  por  $t_f$ , tiempo para fallo.

### 2.6.2.- Parámetro de Larson-Miller

En este caso se considera que  $\theta_r$  es constante y que  $Q$  es función del esfuerzo o tensión. Entonces la ecuación (27) queda ahora de la forma

$$P_{L-M} = 0.217Q = T(\log t_r + C) \quad (30)$$

Donde  $C = \log \theta_r$  y expresando la ecuación anterior en grados Fahrenheit nos queda tras unas manipulaciones como:

$$\log t_r = P_{L-M} \left( \frac{1}{T} \right) - C \quad (31)$$

Si hacemos la misma representación que en el caso anterior, observamos en la Figura 2.31 que para distintos esfuerzos se obtienen distintos parámetros manteniéndose  $C$  como una constante. Esta constante para diversos aceros y otros metales estructurales es del orden de 20. Si se conoce  $C$  se dibuja en una gráfica los parámetros  $P_{L-M}$  en función del esfuerzo para el mismo material (ver Figura 2.32).

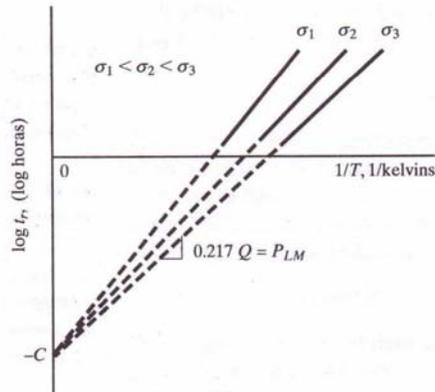


Figura 2.31  $1/T$  en función de  $\log t_r$

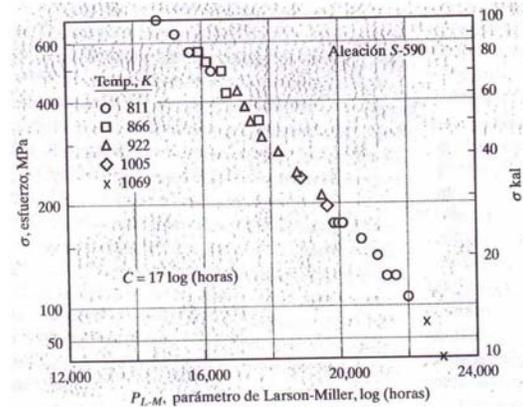


Figura 2.32 Parámetros de Larson-Miller a diversos esfuerzos de termofluencia y temperaturas

En ausencia de información más específica, se puede usar un valor de  $C=20$  para estimarla duración en servicio en términos de termofluencia. De la misma forma en que se utiliza  $P_{S-D}$ , el  $P_{L-M}$  sirve para estimar la duración en servicio,  $t_f$ , hasta una deformación por termofluencia específica previa a la ruptura, siempre y cuando los datos de  $t_f$  estén disponibles.

## 2.7.- VELOCIDAD DE DEFORMACIÓN DE POLVOS METÁLICOS BAJO COMPRESIÓN UNIAxIAL EN CALIENTE

### 2.7.1.- Velocidad de deformación en caliente para materiales metálicos

Para expresar la dependencia con la tensión o esfuerzo y la temperatura de la velocidad secundaria de deformación en caliente de materiales metálicos suelen considerarse válidas las siguientes ecuaciones:

$$\dot{\epsilon}_0(\sigma, T) = A \sigma^n \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \quad (32)$$

$$\dot{\varepsilon}'_0(\sigma, T) = A' \exp(\alpha\sigma) \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \quad (33)$$

$$\dot{\varepsilon}''_0(\sigma, T) = A'' [\sinh(\beta\sigma)]^n \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \quad (34)$$

Donde  $M$  es la tensión de tracción a la que se somete el material,  $T$  la temperatura de ensayo,  $A$ ,  $A'$ ,  $A''$ ,  $n$ ,  $\alpha$  y  $\beta$  son constantes del material,  $Q$  es la energía de activación del proceso y  $R$ , la constante de los gases.

Por otro lado, en el caso de tracción, la velocidad de deformación se define como:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{d\left(\ln\left(\frac{l_0}{l}\right)\right)}{dt} \quad (35)$$

Siendo  $l_0$  y  $l$ , las longitudes inicial y actual, respectivamente, de la probeta sometida a tracción.

La ecuación (32), conocida como ley de Norton, ajusta bien para valores bajos de tensión, mientras que la ecuación (33) representa una mejor aproximación cuando las tensiones son elevadas. Garofalo, en condiciones de termofluencia, y Sellars y Tegart, en condiciones de conformado en caliente, propusieron la ecuación (34), más general, pues abarca los rangos de altas y bajas tensiones. En efecto, el parámetro  $\beta$  marca el cambio de comportamiento potencial a exponencial. Puede comprobarse que la ecuación (34) es equivalente a la ecuación (32) cuando  $\beta\sigma < 0.8$ , y para  $\beta\sigma > 1.2$  se hace equivalente con la ecuación (33). Asimismo, es relativamente fácil comprobar que  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $n$  están relacionados según  $\alpha = \beta \cdot n$ .

### 2.7.2.- Velocidad de deformación en caliente para un agregado de polvo

Lo que nos interesa en este apartado es conocer las expresiones de la velocidad de deformación secundaria en caliente considerando un agregado de polvo sometido a compresión. En este sentido hemos introducido dos aspectos nuevos experimentales con respecto al ensayo convencional de termofluencia, que son: el material en polvo, caracterizado por su grado de porosidad y la carga uniaxial de compresión.

A continuación se van a deducir las ecuaciones de forma esquemática y reducida.

- $P_N$  es la presión nominal, pero la presión efectiva ( $P_E$ ) que es la que actúa en los contactos entre partículas puede ser mucho mayor.
- La porosidad relativa del polvo se calcula como el cociente entre la porosidad y la porosidad de golpeo ( $\Theta_M$ ):  $\Theta_R = \frac{\Theta}{\Theta_M}$ . A medida que la carga aumenta la porosidad relativa disminuirá, y considerando que el material macizo es incompresible y que las paredes de la matriz son indeformables, para el rango de presiones empleadas, la velocidad de deformación del agregado deberá tender a cero.
- Por lo tanto la presión efectiva se puede expresar como:  $P_E = P_N (1 - \Theta_R)^{-1}$
- Para la compresión, la deformación se redefine como:  $\varepsilon = \ln\left(\frac{h}{h_0}\right)$  siendo  $h$  y  $h_0$  las alturas actual e inicial, respectivamente, de la columna de polvo sometido a compresión.

- Se supone un sistema de esferas inicialmente dispuestas siguiendo un empaquetamiento cúbico simple que ha sido deformado uniaxialmente. Tras cierta deformación, el sistema poseerá una porosidad  $\Theta^*$ , entonces

$$P_E - P_N = P_N \left( \frac{\Theta_R^*}{1 - \Theta_R^*} \right)$$

- Para que la porosidad de un sistema cúbico de esferas deformadas sea mecánicamente equivalente a un sistema pulverulento real se propuso en un trabajo previo sobre la conductividad eléctrica de un agregado de polvo que:  $\Theta_R^* = 1 - (1 - \Theta_R)^2$ . Esta ecuación equivale a exigir que para que los sistemas sean equivalentes han de tener idéntica relación entre la superficie efectiva del sistema (la real, no la aparente) y la longitud media del recorrido efectivo que une de forma conexa la base superior del agregado de polvo con la base inferior.

De acuerdo con todos estos puntos y sustituyendo las expresiones consideradas en las ecuaciones (32), (33), y (34) y sustituyendo  $\sigma$  por  $P_N$  las ecuaciones se transforman en :

$$\dot{\varepsilon}(\Theta_R) = \dot{\varepsilon}_0 \left( (1 - \Theta_R)^{-2} - 1 \right)^n \quad (35)$$

$$\dot{\varepsilon}'(\Theta_R) = \dot{\varepsilon}'_0 \exp \left[ \alpha P_N \left( (1 - \Theta_R)^{-2} - 2 \right) \right] \quad (36)$$

$$\dot{\varepsilon}''(\Theta_R) = \dot{\varepsilon}''_0 \left[ \frac{\sinh(\beta P_N (1 - \Theta_R)^{-2} - 1)}{\sinh(\beta P_N)} \right] \quad (37)$$

### 2.7.3.- Ecuaciones propuestas

Sustituyendo en las ecuaciones (35), (36), (37) las expresiones de las ecuaciones (32), (33) y (34) obtenemos que para un agregado de polvo sometido a compresión constante la velocidad de deformación en función del grado de porosidad puede expresarse como:

$$\dot{\epsilon}(\Theta_R) = AP_N^n \Phi \left( (1 - \Theta_R)^{-2} - 1 \right)^n \quad (38)$$

$$\dot{\epsilon}'(\Theta_R) = A' \Phi \exp(\alpha P_N) \exp \left[ \alpha P_N \left( (1 - \Theta_R)^{-2} - 1 \right) \right] \quad (39)$$

$$\dot{\epsilon}''(\Theta_R) = A'' \Phi \left[ \sinh \left( \beta P_N \left( (1 - \Theta_R)^{-2} - 1 \right) \right) \right]^n \quad (34)$$

donde  $\Phi = \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right)$  y  $\Theta_R = \frac{\Theta}{\Theta_M}$ . Dichas ecuaciones no son definitivas pues están a expensas de ser estudiadas experimentalmente con una serie de polvos, objeto principal de este proyecto.

**BIBLIOGRAFÍA**

- [1]. Capítulo 4, Ensayos y propiedades mecánicas. Ciencia de los materiales. Selección y diseño. Pat, L. Mangonom. Pearson Education, México 2001. Pág. 164-170.
- [2]. Elevated-Temperature Failures. Metals Handbook, Vol. 11, 9th Ed., ASM International. Metals Park, OH, (USA).(1986). Pág. 263-298.
- [3]. Introduction to Creep. R.W.Evans and B. Wilshire. Department of Materials Engineering, University College, Swansea (1993).
- [4]. IRMANN R. Technische Rundschau, 41 (36) (1949), pág. 19-25.
- [5]. Capítulo 6. Propiedades mecánicas de los metales. Fundamentos de la ciencia e ingeniería de materiales. William F. Smith. Ed Mc Graw Hill 1998. Pág.249-253.
- [6]. Creep Introduction.  
<http://www.egr.uh.edu/me/ceramics/3445LabManual/4.CREEP.pdf>
- [7]. Velocidad de deformación de polvos metálicos bajo compresión uniaxial en caliente. Documento privado del Grupo de Metalurgia e Ingeniería de los Materiales de la universidad de Sevilla. J.M. Montes, F.G.Cuevas, J. Cintas y J.A. Rodríguez.
- [8]. Simulación de la fluencia en caliente de un acero microaleado con un contenido medio de carbono. I parte. Aproximación teórica. Revista Metal. Madrid, 33 (2), 1997.