

Simulación de la fluencia en caliente de un acero microaleado con un contenido medio de carbono^(*)

I parte. Aproximación teórica

J.M. Cabrera^(*) y J.M. Prado^(*)

Resumen En la presente revisión se plantean las ecuaciones constitutivas necesarias para efectuar la modelización de la fluencia en caliente de materiales metálicos y, en particular, de un acero microaleado (Véase la II parte de este trabajo). Se hace especial hincapié en la simulación de los fenómenos de restauración y recristalización dinámica. Las ecuaciones propuestas son de base física, no empírica, y el modelo resultante es relativamente sencillo de utilizar y de implementar en un análisis por métodos numéricos. El estudio no queda circunscrito al comportamiento a fluencia sino que es capaz de predecir el tamaño de grano final.

Palabras clave: **Modelización. Fluencia en caliente. Deformación. Ecuaciones constitutivas.**

Simulation of the hot flow behaviour of a medium carbon microalloyed steel

Part 1. Theoretical approach

Abstract The constitutive equations to model the hot flow behaviour of metallic materials in general, and of microalloyed steels in particular (see part 2 of this work) are established in this work. Special emphasis is done on the dynamic softening mechanisms, i.e., dynamic recovery and recrystallization phenomena. The equations developed are physic-based, not empirical, and the modelling allows an easy implementation in an analysis by numerical methods. The resulting equations are even able to predict the final grain size.

Keywords: **Modelling. Hot flow. Deformation. Constitutive equations**

1. INTRODUCCIÓN

A medida que van apareciendo nuevos materiales de propiedades mejoradas aumenta la necesidad del control de los procesos de deformación, especialmente en los materiales tradicionales, de modo que es imprescindible definir *a priori* su comportamiento a la deformación teniendo en cuenta además la microestructura producida.

Las leyes constitutivas (1 y 2) de la deformación plástica describen la relación entre los parámetros básicos de la deformación a una temperatura dada, las características del material y la microestructura. Los parámetros de la deformación o variables

macroscópicas son la tensión σ , la temperatura T y la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$ (y por lo tanto, el tiempo t). Los parámetros relevantes del material son aquellas constantes P_j propias de la aleación: parámetro de red, volumen atómico, energías de enlace, constantes elásticas, constantes de difusión, temperatura de fusión, energía de falla de apilamiento, etc. Finalmente, las variables de estado S_i describen la microestructura actual del material y pueden agruparse en las relacionadas con las dislocaciones y con la estructura del grano. De este modo, la forma general de las ecuaciones constitutivas es la indicada en la ecuación [1.I]:

$$f(\dot{\epsilon}, \sigma, T, S_i, P_j) = 0 \quad [1.I]$$

Las variables de estado, además, evolucionan con el progreso de la deformación, lo que da lugar a expresiones como:

^(*) Trabajo recibido el día 12 de junio de 1996.
^(*) Dpto. de Ciencia de Materiales e Ingeniería Metalúrgica. Universidad Politécnica de Cataluña. Avda. Diagonal, 647. 08028-Barcelona (España).

$$\frac{dS_i}{dt} = g_i(\sigma, T, S_i, P_j) \quad [2.I]$$

Estrictamente hablando, las ecuaciones [1.I] y [2.I] forman la ley constitutiva para un mecanismo de deformación dado. En ellas se ha obviado, por simplicidad, su carácter tensorial.

Si bien las ecuaciones cinéticas (ec. [1.I]) son relativamente fáciles de obtener y hay considerables estudios teóricos (1 y 2), las ecuaciones evolutivas (ec. [2.I]) están menos desarrolladas y son más difíciles de verificar experimentalmente. No se le debe escapar al lector que la multitud de parámetros estructurales que influyen en la deformación plástica, así como la posible presencia simultánea de diferentes mecanismos de deformación, hacen que la resolución conjunta de las ecuaciones anteriores sea poco menos que imposible en la práctica, por lo que usualmente se acude a simplificaciones del problema como, por ejemplo, obtener condiciones de estructura constante ($dS_i/dt = 0$), tal y como ocurre al alcanzar la fluencia de estado estable en deformación en caliente (ver más adelante).

Como norma general, puede decirse que los procesos que intervienen en la deformación de materiales metálicos son el resultado de fenómenos competitivos, un balance entre mecanismos de aumento de resistencia (endurecimiento por deformación) y de ablandamiento (restauración y recristalización dinámicas).

2. ENDURECIMIENTO POR DEFORMACIÓN

Es bien conocido que la deformación plástica de los materiales (mono o policristalinos) ocurre por deslizamiento de dislocaciones, al menos en el rango de temperaturas desde 0,1 a 0,5 $T_{\text{fusión}}$. A temperaturas inferiores, puede ocurrir la deformación por maclas, y a temperaturas superiores tiene lugar el deslizamiento de granos y procesos de fluencia controlados por difusión, como la escalada o ascenso de dislocaciones. Esto último también puede ocurrir en el rango intermedio de temperaturas, y si bien su contribución al endurecimiento por deformación puede no ser significativa, sí es importante el papel que desempeña en los procesos de restauración y recristalización.

También es de amplia aceptación que el endurecimiento por deformación es consecuencia de que una fracción de las dislocaciones móviles producida por la deformación no afloran a la superficie, no se absorben en los límites de grano y no se aniquilan entre sí. Por el contrario, se almacenan en el cristal o reaccionan entre ellas para formar nuevos obstáculos.

Una primera aproximación, por lo demás clásica, al estudio del comportamiento a la deformación de los materiales cristalinos es el análisis de la

curva de fluencia del mismo. Durante la deformación de un material cristalino, la curva de tensión de cizalladura frente a la deformación de cizalladura (Fig. 1) presenta, además de la zona elástica, al menos tres zonas en el rango plástico (3):

- **La región elástica:** se caracteriza por la ausencia de movimiento de las dislocaciones, puesto que no se ha sobrepasado la fuerza de Peierls necesaria para moverlas. Al retirar la fuerza, el material vuelve a su posición inicial.
- **Zona I:** también conocida como zona de deslizamiento fácil. Sólo se observa en monocristales muy puros y se caracteriza porque únicamente actúa el sistema de deslizamiento primario; las dislocaciones se mueven paralelamente y no interactúan entre sí. Esta zona presenta una velocidad de endurecimiento por deformación θ_I que es relativamente insensible a variables externas como temperatura y velocidad de deformación, oscilando entre: $2 \cdot 10^{-4}G$ y $2 \cdot 10^{-3}G$ (siendo G el módulo de cizalladura).
- **Zona II:** conforme la deformación progresa comienzan a operar otros sistemas de deslizamiento (primario+secundario). Las dislocaciones se cruzan y se anclan, o interactúan (atrayéndose o repeliéndose). Cada vez hace falta más fuerza para moverlas. En esta zona, caracterizada por una relación lineal entre la tensión y la deformación, se observa que la pendiente θ_{II} es casi insensible a la temperatura ($3 \cdot 10^{-3} < \theta_{II}/G < 6 \cdot 10^{-3}$) y al resto de variables. Se conoce esta etapa como endurecimiento por conformado atómico.
- **Zona III:** en esta zona comienzan a aparecer los fenómenos de ablandamiento por reordenación y aniquilación de dislocaciones, de

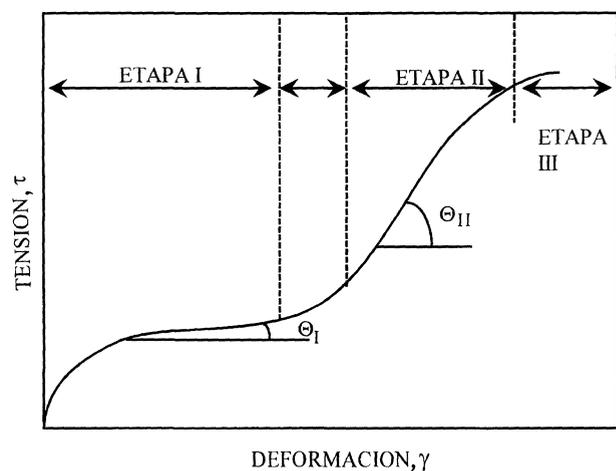


FIG. 1.— Distintas etapas en la curva tensión de cizalladura frente a la deformación de cizalladura.

Fig. 1.— Different stages in the shear stress-shear strain curve.

modo que el material disminuye su velocidad de endurecimiento con la deformación θ_{III} hasta alcanzar un estado de saturación y de velocidad de endurecimiento nula. Esta zona es altamente dependiente de la temperatura, la velocidad de deformación y de la energía de falla de apilamiento del material en cuestión.

En la práctica, a medida que se eleva la temperatura y las energías de falla de apilamiento son suficientemente bajas, la zona lineal II tiende a ser menos pronunciada y de hecho no aparece, iniciándose la deformación directamente en la zona III, que será la de verdadero interés práctico en este trabajo. Cabe decir que a partir de la región III y por aparición de fenómenos como la recrystalización dinámica pueden surgir zonas adicionales en la curva de la figura 1, las cuales se analizarán a continuación.

3. MECANISMOS DE ABLANDAMIENTO

Durante la deformación en caliente de las aleaciones metálicas, la curva de verdadero esfuerzo-verdadera deformación alcanza, usualmente, un valor de saturación debido a la compensación simultánea entre los mecanismos de endurecimiento y los de ablandamiento. Los fenómenos de ablandamiento que tienen lugar en condiciones dinámicas, esto es, concurrentes con la deformación, son los de restauración y recrystalización (4):

- a) La restauración dinámica conlleva la aniquilación de pares de dislocaciones, así como su reordenamiento y la formación de una estructura estable de subgranos, que no son más que celdas de densidad de dislocaciones relativamente bajas rodeadas de límites de alta densidad de dislocaciones. Es el llamado enmarañamiento de las dislocaciones. Todo ello sin llegar a formarse verdaderos nuevos granos. Tiene lugar en materiales de alta energía de falla de apilamiento (usualmente todos los BCC). El proceso de restauración dinámica en tales materiales es muy rápido, disminuyendo la velocidad de endurecimiento por deformación por aumento de la velocidad de aniquilación de dislocaciones, que a su vez es proporcional a la propia densidad. Todo ello da lugar a la fluencia de estado estable, puesto que, en otras palabras, se generan tantas dislocaciones como se destruyen, desarrollándose una subestructura a su vez estable.
- b) La recrystalización dinámica, por el contrario, en materiales de moderada o baja energía de falla de apilamiento (generalmente todos los FCC), como es el caso de la austenita en los aceros, progresa más lentamente provocando que la densidad de dislocaciones aumente apreciablemente con la deformación; eventualmente, las diferencias

locales en densidad son suficientemente altas como para permitir la migración de límites de grano y, por tanto, permitir la nucleación de la recrystalización durante la deformación. Esta combinación de endurecimiento (deformación) y ablandamiento (recrystalización) da lugar, a la vez, a un proceso de fluencia estable.

En la figura 2 se representan las curvas de fluencia en caliente que se observan para cada uno de los diferentes mecanismos de ablandamiento mencionados (restauración y recrystalización dinámicas), así como los distintos tipos de recrystalización dinámica tradicionalmente observados: cíclica y de pico simple. Asimismo, se indica la nomenclatura empleada para identificar los puntos más característicos de las citadas curvas de fluencia en caliente.

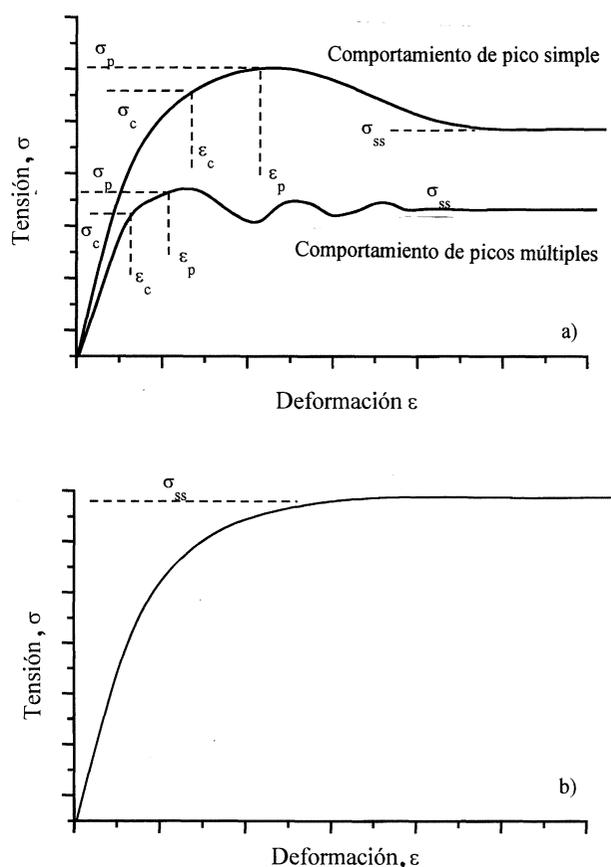


FIG. 2.— Forma de las curvas de fluencia observadas bajo condiciones de deformación en caliente a velocidad de deformación verdadera constante. a) Ablandamiento por restauración + recrystalización dinámica. b) Ablandamiento únicamente por restauración dinámica. Véase la notación utilizada en este trabajo.

FIG. 2.— Shape of the flow curves observed under hot working conditions and constant true strain rate. a) Softening by dynamic recovery + recrystalization. b) Softening only by dynamic recovery. See the notation employed in the present work.

4. RECRISTALIZACIÓN DINÁMICA

Aunque en la bibliografía (4-7) pueden encontrarse excelentes revisiones sobre la recristalización dinámica, a continuación se subrayarán aquellos aspectos más interesantes de la misma.

Las primeras investigaciones del comportamiento metálico bajo condiciones de velocidad de deformación verdadera constante fueron publicados por Rossard y Blain (8 y 9) en 1958, dando unas explicaciones más exactas del fenómeno asociado a la recristalización dinámica, ya registrado a principios de los años 20, en estudios de fluencia en caliente (*creep*) del plomo.

La aproximación clásica a la recristalización dinámica estudia, desde un punto de vista mecánico, la transición entre la recristalización cíclica (las ondulaciones de la Fig. 2) y la de pico simple. Así se verificó que la transición entre ellas dependía de la velocidad de deformación y/o de la temperatura. Los procesos microestructurales involucrados en la recristalización dinámica ponen de relieve que un pico simple en la curva de fluencia supone afino de grano, mientras que picos múltiples indican crecimiento de grano.

Está ampliamente reconocido que es necesario una mínima deformación, la deformación de incubación ϵ_c , para el inicio de la recristalización dinámica. Esta deformación se asocia a la mínima densidad de dislocaciones necesaria para promover la nucleación de la recristalización. Dicha deformación es inferior a la correspondiente al máximo de tensión σ_p . En consecuencia σ_c (tensión asociada a ϵ_c) es inferior a σ_p , pero las reducidas velocidades de endurecimiento por deformación en la vecindad de σ_p justifican, desde un punto de vista práctico, igualar σ_c con σ_p , e incluso ϵ_c con ϵ_p . Adicionalmente, es necesaria una cantidad de deformación ϵ_x para completar la recristalización y alcanzar el estado de fluencia estable.

Experimentalmente, se ha observado que el tamaño de grano recristalizado es independiente del tamaño de grano inicial y depende únicamente del parámetro de Zener-Hollomon Z , o velocidad de deformación corregida por la temperatura, el cual se define como:

$$Z = \dot{\epsilon} \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) \quad [3.I]$$

donde Q es una energía de activación para deformación, R la constante de los gases, T la temperatura y $\dot{\epsilon}$ la velocidad de deformación. En concreto, la relación observada responde a una ecuación del tipo siguiente:

$$d_{\text{rec}} = K_d \cdot Z^{\text{nd}} \quad [4.I]$$

siendo d_{rec} el tamaño de grano recristalizado, y K_d y n_d constantes del material. Además, recientes estudios y modelos (24-26) desarrollados tomando como base un balance entre la velocidad de formación de subestructuras de deformación y la velocidad media de los límites de grano recristalizados, muestran que la tensión de estado estable σ_{ss} y d_{rec} se pueden relacionar del siguiente modo:

$$\frac{\sigma_{ss}}{\mu} \left(\frac{d_{\text{rec}}}{b}\right)^{2/3} = k_2 \quad [5.I]$$

siendo μ el módulo de cizalladura, b el vector de Burgers y K_2 una constante que oscila entre 1 y 10.

La cinética de la recristalización dinámica se acelera significativamente con tamaños de grano iniciales finos (mayor facilidad de nucleación debido a la mayor densidad de límites de grano), reflejándose notablemente en el valor de ϵ_p mediante su disminución. Experimentalmente se verifica la siguiente relación:

$$\epsilon_p = K_1 \cdot d_0^{n_1} Z^{m_1} \quad [6.I]$$

donde d_0 es el tamaño de grano inicial, y K_1 , n_1 y m_1 son constantes del material.

Aunque la recristalización dinámica es un hecho bien contrastado, y algunas observaciones como las de afino de grano o crecimiento del mismo, en función del tipo de recristalización, son incuestionables, no ha podido, sin embargo, desarrollarse un modelo mecánico-microestructural completamente aceptado, siendo hoy en día un tema en clara discusión. Prueba de ello son la gran cantidad de diferentes modelos de recristalización dinámica que pueden encontrarse en la bibliografía (10-23).

5. FENÓMENOS DE ABLANDAMIENTO DESPUÉS DE LA DEFORMACIÓN EN CALIENTE

Cuando la deformación crítica, ϵ_c , para producir recristalización dinámica se sobrepasa durante la conformación en caliente y el proceso de deformación se interrumpe, se observa un tipo de recristalización estática que no tiene analogía con la recristalización estática clásica. A esta recristalización se la conoce con el nombre de metadinámica o postdinámica, y fue observada primero por Djaic y col. (27). Esta clase de recristalización no necesita período de incubación (en eso se diferencia de la recristalización clásica), puesto que los núcleos ya están presentes, heredados de la recristalización dinámica, que ya ha tenido lugar al aplicar deformaciones superiores a ϵ_c . La cinética de la recristalización metadinámica, dada la ausencia de la etapa de nucleación, es muy superior a la de la estática y se

ha observado experimentalmente que produce un tamaño de grano superior al de la recristalización dinámica, pero inferior al de la estática clásica (7, 28 y 29).

Adicionalmente, es posible que los fenómenos de restauración y recristalización estática clásicas se presenten una vez acabada la etapa de conformado. Es probable que una vez finalizada la deformación existan regiones sin núcleos dinámicos, por lo que una vez interrumpido el conformado puede tener lugar la nucleación convencional para la recristalización estática clásica.

La aparición simultánea de todos estos tipos de ablandamiento (por ej., restauración y recristalización dinámicas, recristalización metadinámica y restauración y recristalización estáticas), con un tamaño de grano propio en cada caso, puede dar lugar a que en procesos de conformado de múltiples etapas se observe una amplia heterogeneidad en tamaño de grano final, al que hay que añadir la posibilidad de un posterior crecimiento de grano.

6. ECUACIONES CINÉTICAS PARA EL CONFORMADO EN CALIENTE

La dependencia de la velocidad de deformación con la tensión de estado estable, σ_{ss} , durante el conformado en caliente, independientemente de si los mecanismos de recuperación progresan únicamente mediante restauración dinámica o restauración más recristalización dinámica, puede explicarse satisfactoriamente por las ecuaciones potencial o exponencial siguientes (2 y 30):

$$\dot{\epsilon} = A \cdot \sigma_{ss}^n \cdot \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \quad [7.I]$$

$$\dot{\epsilon} = A' \cdot \exp(\beta \cdot \sigma_{ss}) \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \quad [8.I]$$

En las ecuaciones anteriores, A , A' y β son constantes del material, n es el exponente de *creep*, Q es una energía de activación, T la temperatura, y R la constante de los gases. La ecuación [7.I] es válida a bajos valores de tensión mientras que la ecuación [8.I] refleja mejor el comportamiento a altas tensiones. Garofalo (31) en condiciones de *creep*, y Sellars y Tegart (32), en condiciones de conformado en caliente, propusieron una expresión más general que abarcara los rangos de altas y bajas tensiones. Dicha ecuación es de la forma siguiente:

$$\dot{\epsilon} = A'' [\sinh(\alpha \sigma_{ss})]^n \cdot \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \quad [9.I]$$

siendo A'' una constante del material y α la tensión inversa que marca el cambio de comportamiento

potencial a exponencial. Se comprueba que la ecuación [7.I] es válida y equivalente a la ecuación [9.I] cuando $\alpha\sigma < 0,8$, mientras que la ecuación [8.I] se iguala con la [9.I] cuando $\alpha\sigma > 1,2$. Asimismo, es relativamente fácil de comprobar que α , n y β están relacionados según indica la ecuación [10.I]:

$$\beta = \alpha \cdot n \quad [10.I]$$

También se observa (7) que a pesar de que en rigor las ecuaciones anteriores son válidas para tensiones de estado estable (σ_{ss}) es posible aplicarlas a cualquier tensión σ para un valor de deformación ϵ fijo (en este caso las constantes son dependientes de ϵ). Incluso son aplicables a la tensión máxima, σ_p , cuando tiene lugar recristalización dinámica, y en ese caso ya no son a ϵ constante.

Los diferentes modelos teóricos para *creep* predicen usualmente ecuaciones de tipo potencial (2) (similares a la ec. [7.I]), siendo el valor del exponente n y la constante A dependientes del mecanismo de deformación operante. El parámetro A viene a ser un factor de estructura que entre otros términos incluye el vector de Burgers. Cuando los mecanismos de deformación operantes son los de deslizamiento y escalada de dislocaciones, el exponente n oscila entre 3 y 10 (2).

Otros modelos para conformación en caliente también predicen comportamientos exponenciales a altas tensiones (30), pero son poco menos que inexistentes los modelos teóricos que incluyan una ecuación del tipo seno hiperbólico similar a la expresión semiempírica [9.I]. Teorías que unifiquen las ecuaciones [7.I] y [8.I] son difíciles de establecer, y es que como ya apuntaron Jonas y col. (30), las constantes pueden cambiar de significado físico al pasar de una expresión a otra.

A falta de un acuerdo en el significado físico de las constantes, la ecuación [9.I] suele utilizarse como una aproximación semiempírica que se ajusta razonablemente bien al comportamiento observado.

7. FORMALISMO MECÁNICO DE LA RESTAURACIÓN DINÁMICA

Muy poco esfuerzo se ha dirigido a obtener ecuaciones evolutivas equivalentes a la ecuación [2.I] aunque se han desarrollado algunos modelos para seguir la evolución de la densidad de dislocaciones cuando el mecanismo de ablandamiento operante es la restauración dinámica. A continuación, serán brevemente detallados.

Está bien establecido que la componente de tensión, debida al deslizamiento de las dislocaciones (la cual se puede sobreimponer de una manera u otra a adicionales contribuciones a la tensión de

fluencia global), está relacionada con la densidad de dislocaciones del siguiente modo:

$$\sigma = \alpha' \mu b \sqrt{\rho} \quad [11.I]$$

donde b es el vector de Burgers, α' es una constante de proporcionalidad cercana a la unidad, μ es el módulo de cizalladura y ρ la densidad de dislocaciones móviles.

Durante la deformación en caliente de materiales metálicos se acepta que la densidad de dislocaciones evoluciona con la deformación (o tiempo si la velocidad de deformación es constante) según la siguiente expresión (1, 7 y 33-36):

$$\frac{\partial \rho}{\partial \epsilon} = \frac{\partial \rho}{\partial \epsilon} \Big|_{\text{almacenadas}} - \frac{\partial \rho}{\partial \epsilon} \Big|_{\text{restauradas}} \quad [12.I]$$

El primer término describe el cambio en la densidad de dislocaciones, debido a que cierta fracción de las dislocaciones móviles se almacenan en el cristal después de haberse desplazado una determinada distancia. El segundo término se debe a los procesos de recuperación o reordenamiento de las dislocaciones previamente almacenadas.

$$\theta = \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \Big|_{\epsilon, T} \quad [13.I]$$

La combinación de las ecuaciones [11.I] y [12.I], con la ley de velocidad de endurecimiento θ ([13.I]), permite disponer de un conjunto de ecuaciones que van a predecir la evolución de la densidad de dislocaciones con la deformación y, por lo tanto, el comportamiento a fluencia durante la deformación del material, cuando el único proceso de ablandamiento es producido por la restauración, y el de endurecimiento se debe a la generación de dislocaciones. Para ello, además, será necesario trabajar con la versión diferencial de la ecuación [11.I]:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} = \left[\frac{\alpha' \mu b}{2\sqrt{\rho}} \right] \frac{\partial \rho}{\partial \epsilon} \quad [14.I]$$

El análisis de este grupo de ecuaciones deja bien claro que la resolución de las mismas pasa por determinar la evolución de la velocidad de endurecimiento por deformación θ con la tensión.

7.1. Modelo de Kocks

Kocks (33) demostró que la ecuación [12.I] podía expresarse como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \epsilon} = (K_1 \sqrt{\rho} - K_2 \rho) \quad [15.I]$$

siendo ρ la densidad de dislocaciones móviles. El primer término de esta ecuación está asociado con

la generación atérmica de las dislocaciones móviles, las cuales se inmovilizan después de haber recorrido una distancia proporcional al espaciado medio que existe entre ellas. Puesto que la densidad de dislocaciones es inversamente proporcional al cuadrado de su espaciado medio, resulta que la velocidad de generación es proporcional a la raíz cuadrada de la densidad de dislocaciones. Para evaluar el segundo término de la ecuación [12.I], Kocks asumió que la restauración dinámica seguía una cinética de primer orden (lineal).

Introduciendo la ecuación [11.I] en [15.I] se obtiene:

$$\theta = \theta_0 \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_{ss}} \right) \quad [16.I]$$

siendo σ_{ss} la tensión de saturación observada en la curva de fluencia obtenida a velocidad de deformación verdadera y θ_0 una velocidad de endurecimiento relacionada con la velocidad de endurecimiento atérmica θ_{II} (Fig. 1). Cabe decir que el modelo de Kocks se ajusta bien al comportamiento observado a bajas deformaciones y discrepa de las observaciones a grandes deformaciones.

7.2. Modelo de Roberts

Roberts (7) observó que con excepción de bajas deformaciones, θ era linealmente dependiente con $1/\sigma$, lo que le llevó a considerar una ecuación del tipo:

$$\theta = P \left(\frac{\sigma_{ss}}{\sigma} - 1 \right) \quad [17.I]$$

siendo P una constante. Expresando ahora esta ecuación en términos de densidad de dislocaciones (con ayuda de las ecuaciones [11.I] a [14.I]), se obtiene:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \epsilon} = k_1 - k_2 \sqrt{\rho} \quad [18.I]$$

es decir, que la velocidad de generación de dislocaciones es constante. Esto es en cierto modo lógico, como se verá en el modelo siguiente, si se desarrolla una celda o subestructura de granos estable en las etapas iniciales de la deformación, o el tamaño de grano es muy fino, o existe una dispersión de partículas de segunda fase. En cambio, durante la restauración dinámica, la velocidad de aniquilación o restauración de dislocaciones es proporcional a $\sqrt{\rho}$. modelo de Roberts, sin embargo, falla a bajas deformaciones. Y es por ello que una clara alternativa es la de combinar la expresión de Roberts con la de Kocks, alternativa formalmente explicada en los modelos siguientes.

7.3. Modelos de Estrin y Mecking, y Bergström

La propuesta anterior de considerar que la velocidad de endurecimiento es combinación lineal de una dependencia con σ y con $1/\sigma$ da lugar a una expresión del tipo:

$$\theta = \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} = \frac{A_\theta}{\sigma} - B_\theta \quad [19.I]$$

De nuevo, si ahora se expresa esta ecuación en términos de densidad de dislocaciones se obtiene:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \epsilon} = U - \Omega \rho \quad [20.I]$$

Esta expresión es coincidente formalmente con los modelos propuestos por Estrin y Mecking (34), y Bergström (35 y 36), aunque ambas teorías proporcionan una explicación distinta, un significado físico diferente para cada uno de los parámetros. Así, Estrin y Mecking formulan un planteamiento similar al de la ecuación [12.I], es decir, entienden el proceso de fluencia como un balance entre endurecimiento y ablandamiento. Para ello, parten del modelo de Kocks, y corrigen el término de generación de dislocaciones. Afirman que el camino libre medio de las dislocaciones no es $\rho^{1/2}$ cuando hay impedimentos geométricos, como partículas precipitadas, o tamaños de grano muy fino. En este caso, es mejor suponer que el camino libre medio es una constante geoméricamente impuesta y, por lo tanto, la velocidad de almacenamiento de dislocaciones, proporcional al camino libre medio, es también constante.

El planteamiento de Bergström es radicalmente opuesto. Para su modelo supone que la densidad de dislocaciones total se compone de la densidad de dislocaciones móviles y de las inmóviles, que la densidad de dislocaciones móviles es independiente de la deformación y que la variación de la densidad de dislocaciones inmóviles con la deformación viene determinada por la creación, inmovilización, removilización y aniquilación de dislocaciones. Finalmente, afirma que la variación neta de la densidad de dislocaciones equivale a:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \epsilon} = U - A_m - \Omega \cdot \rho \quad [21.I]$$

donde U es la velocidad a la que las dislocaciones móviles se inmovilizan o aniquilan, Ω mide la probabilidad de removilización o aniquilación de dislocaciones inmóviles, y A_m representa la velocidad a la que las dislocaciones móviles se aniquilan entre sí, o con límites de grano, o en la superficie libre del material. Finalmente, Bergström admite que $U \gg A_m$, por lo que la ecuación definitiva es similar a la de Estrin y Mecking.

La integración de la ecuación [20.I] es relativamente sencilla si se acepta que los términos U y Ω

son aproximadamente independientes de ϵ . Ello viene corroborado por la adecuación de los resultados experimentales a la ecuación [19.I] de la cual, a su vez, se obtiene la ecuación [20.I]. Con la anterior presunción y tomando como condiciones iniciales $\rho = \rho_0$ para $\epsilon = 0$ resulta:

$$\rho = \rho_0 e^{-\Omega \epsilon} + \left(\frac{U}{\Omega}\right)(1 - e^{-\Omega \epsilon}) \quad [22.I]$$

Introduciendo la ecuación [11.I] en la anterior expresión se obtiene la ecuación de modelización:

$$\sigma = \left[\sigma_0^2 e^{-\Omega \epsilon} + (\alpha' \mu b)^2 \left(\frac{U}{\Omega}\right)(1 - e^{-\Omega \epsilon}) \right]^{0.5} \quad [23.I]$$

o bien:

$$\sigma = \left[\sigma_{ss}^2 + (\sigma_0^2 - \sigma_{ss}^2) e^{-\Omega \epsilon} \right]^{0.5} \quad [24.I]$$

donde:

$$\sigma_0 = \alpha' \mu b \sqrt{\rho_0} \quad [25.I]$$

y

$$\sigma_{ss} = \alpha' \mu b \sqrt{\frac{U}{\Omega}} \quad [26.I]$$

8. CINÉTICA DE LA RECRISTALIZACIÓN DINÁMICA

Aunque se han propuesto diversos modelos en la bibliografía para correlacionar el comportamiento mecánico de la recristalización dinámica con los fenómenos físico-metalúrgicos que tienen lugar en el material (10-23), no hay gran acuerdo sobre los mismos, ni proporcionan resultados totalmente concordantes con la práctica experimental. En otras palabras, la determinación de una ecuación evolutiva para la recristalización dinámica es todavía una tarea en curso.

Sin embargo, a la hora de efectuar modelizaciones de la curva de fluencia es posible evitar esta indefinición (5 y 7) suponiendo que las fracciones de volumen recristalizadas son proporcionales al ablandamiento de la curva de fluencia. A continuación, se desarrolla dicha idea. La recristalización dinámica, como todo proceso de transformación de estado sólido que tiene lugar por nucleación y crecimiento, tiene una cinética de transformación que puede expresarse por la ecuación de Avrami:

$$X = 1 - \exp(-B' t^{k'}) \quad [27.I]$$

donde X es la fracción de volumen recristalizada en un tiempo dado t , y B' y k' son constantes asociadas con el mecanismo de nucleación (k') y con la velocidad de nucleación y crecimiento (B').

Es habitual definir la cinética de la recristalización en términos del tiempo para el 50 % de recristalización $t_{50\%}$ (37). Puesto que $\exp(-0,693) = 0,5$, la ecuación [27.I] se transforma en:

$$X = 1 - \exp\left[-0,693\left(\frac{t}{t_{50\%}}\right)^{k'}\right] \quad [28.I]$$

de manera que $t_{50\%}$ y B' están relacionadas como indica la ecuación [29.I]:

$$t_{50\%} = \left(\frac{0,693}{B'}\right)^{1/k'} \quad [29.I]$$

Experimentalmente, se ha comprobado (38 y 39) que el tiempo para el 50 % de recristalización depende a su vez de las condiciones de deformación y de la propia estructura o tamaño de grano inicial d_0 :

$$t_{50\%} = B'' \dot{\epsilon}^{m_2} d_0^{n_2} \exp\left(\frac{Q_{\text{rec}}}{RT}\right) \quad [30.I]$$

donde B'' , m_2 y n_2 son constantes, Q_{rec} es una energía de activación, T la temperatura y R la constante de los gases.

Dado que los ensayos se efectúan a velocidad de deformación verdadera constante es equivalente considerar tiempos a deformaciones, y por ello, la expresión [27.I] puede representarse como

$$X = 1 - \exp\left[-B' \left(\frac{\epsilon - \epsilon_p}{\epsilon}\right)^{k'}\right] \quad [31.I]$$

donde ϵ_p es la deformación asociada al máximo de tensión. Del mismo modo, la ecuación [28.I] se transforma en:

$$X = 1 - \exp\left[-0,639\left(\frac{\epsilon - \epsilon_p}{\epsilon_{50\%} - \epsilon_p}\right)^{k'}\right] \quad [32.I]$$

Partiendo de la hipótesis de que los ablandamientos son proporcionales a las fracciones de volúmenes transformadas (lo cual no es del todo cierto), es posible deducir, a partir del análisis de las curvas de fluencia, la cinética de la transformación y, por lo tanto, expresar la evolución de la tensión con la deformación desde la tensión máxima σ_p a la de estado estable $\sigma_{ss}^{(*)}$ siguiendo una expresión similar a la de Avrami:

$$\sigma = \sigma_p - (\sigma_p - \sigma_{ss}) \left[1 - \exp\left(-0,693\left(\frac{\epsilon - \epsilon_p}{\dot{\epsilon} \cdot t_{50\%}}\right)^{k'}\right) \right] \quad [33.I]$$

ecuación que sólo es válida para $\epsilon > \epsilon_p$.

El uso de las ecuaciones [9.I], [24.I] y [33.I] permitirá la modelización de la curva de fluencia, haya

(*) Nota: La tensión de estado estable en condiciones de recristalización dinámica no debe confundirse con la de estado estable cuando sólo hay restauración, en este último caso $\sigma_p = \sigma_{ss}$.

o no recristalización dinámica. El efecto de la microestructura a través del tamaño de grano viene englobado en el efecto que tiene sobre σ_p , σ_{ss} y sobre $t_{50\%}$. En la II parte de este trabajo, estas dependencias se desarrollarán experimentalmente para un acero microaleado de un contenido medio de carbono.

Agradecimientos

Uno de los autores (JMC) desea agradecer al Comissionat per a Universitats de la Generalitat de Catalunya la concesión de una beca de formación de investigadores, así como la ayuda financiera para realizar estancias de investigación en el Dept. of Metallurgical Engineering de McGill University, Montreal. La financiación de este trabajo se realizó mediante un proyecto CICYT (MAT 94-0433).

REFERENCIAS

- (1) BLUM, W. *Materials Science and Technology*, 6, Ed. VCH, Weinheim (Alemania), 1991: 363-405.
- (2) FROST, H.J. y ASHBY, M.F. *Deformation-mechanism maps. The plasticity and creep of metals and ceramics*, Ed. Pergamon Press, Oxford (R.U.), 1982: 1-30.
- (3) GIL SEVILLANO J. *Materials Science and Technology*, 6, Ed. VCH, Weinheim (Alemania), 1991: 19-88.
- (4) JONAS, J.J. y MCQUEEN, H.J. *Mise en forme de métaux et alliages*, VII, Ed. CNRS, París (Francia), 1976: 99-143.
- (5) SAKAI, T. y JONAS, J.J. *Acta Metall.*, 32 (2), 1984: 189-209.
- (6) SAKAI, T. y JONAS, J.J. *Deformation, processing and structure*, Ed. G. Krauss, ASM, Ohio (EE.UU.), 1982: 185-242.
- (7) ROBERTS, W. *Deformation, processing and structure*. Cap. 4, Ed. G. Krauss, ASM, Ohio (EE.UU.), 1982: 109-184.
- (8) ROSSARD, C. y BLAIN, P. *Rev. Metall.*, LV (6), 1958: 573-600.
- (9) ROSSARD, C. y BLAIN, P. *Mem. Sci. Rev. Metall.*, LVI (3), 1959: 285-300.
- (10) LUTON, M.J. y SELLARS, C.M. *Acta Metall.*, 17, 1969: 1.033-1.043.
- (11) SANDSTRÖM, R. y LAGNEBORG, R. *Acta Metall.*, 23, 1975: 387-398.
- (12) ROBERTS, W. y AHLBLOM, B. *Acta Metall.*, 26, 1978: 801-813.
- (13) SROLOVITZ, D.J., GREST, G.S., ANDERSON, M.P. y ROLLET, A.D. *Acta Metall.*, 8, 1988: 2.115-2.128.
- (14) MARTHINSEN, K., LOHNE, O. y NES, E. *Acta Metall.*, 37 (1), 1989: 135-145.
- (15) HESSELBARTH, H.W. y GÖBEL, I.R. *Acta Metall.*, 39 (9), 1991: 2.135-2.143.
- (16) BROWN, S. y WLISSICH, J. *Metall. Trans.*, 23A, 1992: 2.091-2.103.
- (17) VANDERMEER, R.A. *Scr. Metall. Mater.*, 27, 1992: 1.563-1.568.
- (18) JENSEN, D.J. *Scr. Metall. Mater.*, 27, 1992: 1.551-1.556.
- (19) HUMPHREYS, F.J. *Scr. Metall. Mater.*, 27, 1992: 1.557-1.562.

- (20) KAPTSAN, Y.V., GOMOSTYREV, Y.N., URTSEV, V.N., LEVIT, V.I. y MASLENNIKOV, V.A. *Mater. Sci. Forum*, 113-115, 1993: 341-348.
- (21) FORTES, M.A. y PARDAL, D.A. *Mater. Sci. Forum*, 113-115, 1993: 305-310.
- (22) LUTON, M.J. y PETZOW, P. , *Mater. Sci. Forum*, 113-115, 1993: 67-80.
- (23) PECZAK, P. *Acta Metall. Mater.*, 43 (3), 1995: 1.279-1.291.
- (24) DERBY, B. y ASHBY, M.F. *Scr. Metall.*, 21, 1987: 879-884.
- (25) DERBY, B. *Acta Metall.*, 39 (5), 1991: 955-962.
- (26) DERBY, B. *Scr. Metall. Mater.*, 27, 1992: 1.581-1.586.
- (27) DJAIC, R.A.P. y JONAS, J.J. *Metall. Trans.*, 4, 1973: 621-624.
- (28) PETKOVIC, R.A., LUTON, M.J. y JONAS, J.J. *Acta Metall.*, 27, 1979: 1.633-1.648.
- (29) LUTON, M.J., PETKOVIC, R.A. y JONAS, J.J. *Acta Metall.*, 28, 1980: 729-743.
- (30) JONAS, J.J., SELLARS C.M. y TEGART, W.J.McG. *Metall. Rev.*, 14, 1969: 1-12.
- (31) GAROFALO, F. *Trans. AIME*, 227, 1963: 351-356.
- (32) SELLARS, C.M. y TEGART, W.J.McG. *Mém. Sci. Rev. Metall.*, LXIII (9), 1966: 731-746.
- (33) KOCKS, U.F. *Eng. Mat. Technol., Trans. ASME*, 98, 1976: 76-85.
- (34) ESTRIN, Y. y MECKING, H. *Acta Metall.*, 32 (1), 1984: 57-70.
- (35) BERGSTRÖM, Y. *Mater. Sci. Eng.*, 5, 1969-1970: 193-200.
- (36) BERGSTRÖM, Y. y ARONSSON, B. *Metall. Trans.*, 3, 1972: 1951-1.957.
- (37) PORTER, D.A. y EASTERLING, K.E. Phase transformations in metals and alloys, Ed. Van Nostrand Reinhold, Berkshire, 1981: Caps. 3 y 5.
- (38) SELLARS, C.M. *Mater. Sci. Technol.*, 6, 1990: 1.072-1.081.
- (39) DEVADAS, C., SAMARASEKERA, I.V. y HAWBOLT, E.B. *Metall. Trans.*, 22A, 1991: 335-349.