

REPUBLICA ARGENTINA
COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
Dependiente de la Presidencia de la Nación
GERENCIA DE DESARROLLO

04.86.15
Ej1

PROPIEDADES MECANICAS

H.C. GONZALEZ y A.A. POCHETTINO

Buenos Aires

1986

ler CAPITULO - ENSAYOS UNIAXIALES

Las propiedades mecánicas de un material son analizadas a partir de la respuesta de dicho material frente a un ensayo de laboratorio standart.

Los datos obtenidos de los ensayos son siempre interpretados en términos de tensiones y deformaciones, poniéndose de manifiesto la forma por la cual las tensiones están relacionadas con las deformaciones, siendo esta relación característica para cada material de estudio.

Los ensayos mecánicos de uso general que brindan la mayor cantidad de información cuantitativa son los uniaxiales del tipo "ensayo de tracción". Este hecho motiva que hallamos elegido estudiar estos ensayos macroscópicos como punto de partida de nuestro curso. Conviene remarcar que la interpretación correcta de estos ensayos requiere el completo conocimiento del procedimiento experimental y del equipamiento utilizado, como veremos en el presente capítulo.

1.1. - Tipos de ensayos de tracción.

En todos los ensayos de tracción, la probeta es sometida a una fuerza de tracción a lo largo de su longitud. El material responde a dicho estímulo con una cierta deformación.

La probeta es diseñada de forma tal que, en la región central de la misma (AB, fig. (1.1)), la tensión es uniforme. Los datos experimentales que se obtienen de este ensayo son:

- Fuerza de deformación aplicada por la máquina.
- Desplazamiento (y consecuentemente deformaciones) sufridas por la probeta.

Las variables de un ensayo de tracción a una dada temperatura son tensión, deformación y tiempo. Lo usual es mantener una variable constante durante el ensayo. Esto es un hecho por uno de estos tres caminos:

- Imponiendo una velocidad constante de deformación (tracción).
- Aplicando una tensión constante (creep) o una carga constante.
- Manteniendo la deformación constante bajo carga.

La denominación de estos ensayos viene dada por las condiciones de contorno matemáticas asociadas a los mismos ($\dot{\epsilon}=\text{cte}$, $\sigma=\text{cte}$ ó $\epsilon=\text{cte}$). Físicamente, pueden llegar a diferir según sea el valor de cargas o veloci

dades de deformación .

* El ensayo a velocidad de deformación uniforme es el más común de todos. La fig. (11.b) muestra un esquema del ensayo. La probeta es tomada en sus extremos por mordazas. Uno de sus extremos está unido al cabezal de la máquina que se desplaza a velocidad uniforme, y el otro extremo está ligado a la celda de carga, la cual monitorea la fuerza aplicada sobre la muestra. Conviene remarcar que no todo el desplazamiento del cabezal es transferido a la probeta. Parte del mismo es transferido a la celda de carga, mordazas y otros elementos de la máquina de ensayos. Se volverá sobre este tema en el presente capítulo.

El ensayo a $\dot{\epsilon} = \text{cte.}$ es conveniente para evaluar la resistencia y ductilidad en un tiempo corto.

* En los ensayos a tensiones constantes o ensayos de creep, la deformación longitudinal resultante es representada como función del tiempo. Los ensayos de Creep son usados para evaluar el comportamiento de materiales que deben soportar tensiones constantes durante largos períodos de servicio y llegan a durar hasta 10^4 hs.

* En los ensayos a Carga constante una fuerza constante se aplica a la pieza y la deformación resultante es representada como función del tiempo. Como el área transversal de la probeta cambia con el tiempo, la tensión aplicada también cambia. Por esta razón se prefieren los ensayos a tensión constante.

1.2. - Tipos de respuestas mecánicas a las tensiones.

- Comportamiento frágil-elástico

Los materiales que presentan este comportamiento, vidrios, por ejemplo, muestran una curva tensión-deformación como la de la fig. 1.2 (a). Existe una relación lineal entre tensión y deformación hasta la fractura F. Si la tensión es llevada de 0 a σ_1 , la deformación longitudinal ϵ_1 que aparece no depende de $\dot{\epsilon}$. Al descargarse la probeta la deformación final es nula. Este tipo de deformaciones reversibles son denominadas elásticas lineales. Todos los vidrios y los materiales cristalinos presentan comportamiento elástico lineal a pequeñas deformaciones.

La curva de la figura 1,2 (b) muestra el comportamiento mecánico de otro sólido frágil-elástico como lo es el caucho. En este caso, el compor-

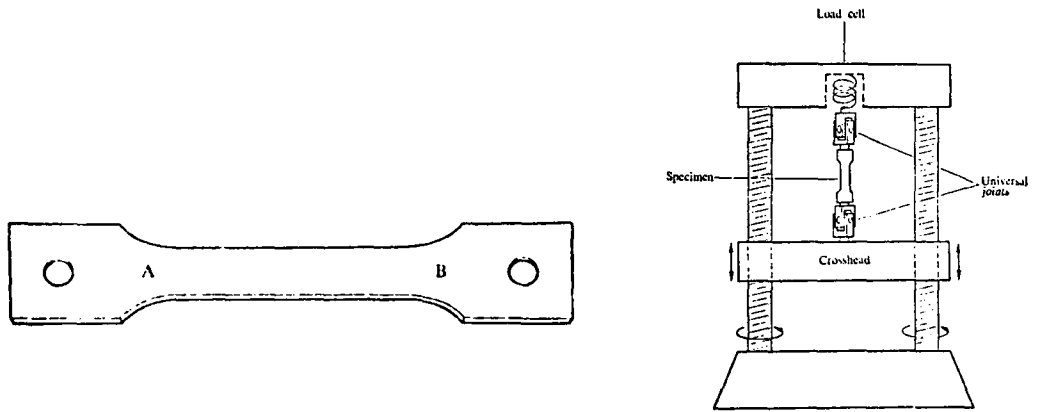


Fig. 1.1 : Representación esquemática de (a) Probeta de tracción, (b) máquina de ensayos.

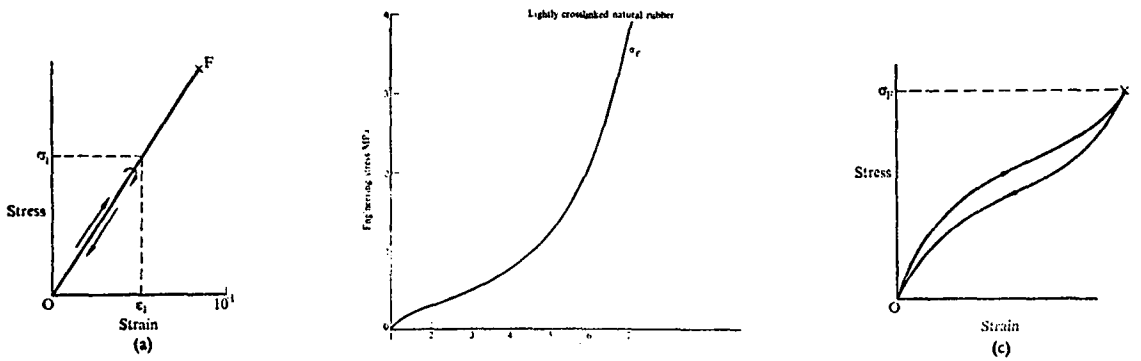


Fig. 1.2: Curvas tensión deformación para materiales frágiles elásticos: (a) Lineal, (b) no lineal, (c) anelástico.

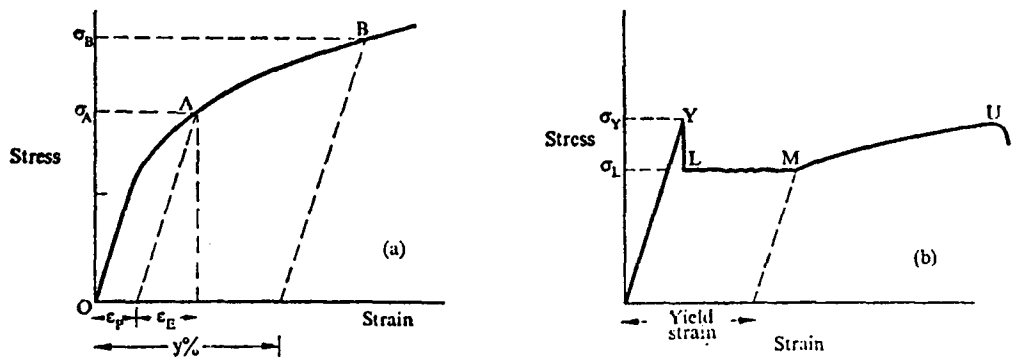


Fig. 1.3: Curvas tensión deformación para materiales elasto-plásticos.

tamiento del material es elástico no-lineal hasta que la fractura ocurre en σ_F . Para $\sigma < \sigma_F$ el proceso es reversible y nótese la gran diferencia entre las magnitudes de deformación elástica entre este caso y anterior.

Un tercer caso que puede ocurrir se representa en 1.2. (c). La curva tensión deformación presenta un camino diferente en carga y descarga. Este comportamiento es llamado anelástico y puede ser observado en ciertos elastomeros. El área bajo la curva tensión-deformación representa la energía de deformación por unidad de volumen del material. En el caso de la figura, se gasta más energía durante la carga que la descarga, pudiéndose pensar en una disipación de energía en forma de calor.

Comportamiento elasto-plástico. La curva convexa de la figura 1.3. (a) es la típica de gran parte de los metales y aleaciones. Estos materiales presentan un comportamiento elástico por debajo de una tensión crítica llamada límite elástico.

Cuando las tensiones superan dicho límite, p.ej. toma el valor σ_A de la figura, el material presenta un estado de deformaciones.

$$\epsilon = \epsilon_E + \epsilon_P$$

donde ϵ_E es la deformación elástica y ϵ_P la deformación plástica.

Si el estado de tensiones pasa a $\sigma = 0$, la deformación elástica desaparece mientras que la deformación plástica queda. Concluimos entonces que la deformación plástica no es solamente función de las tensiones, en contraste al comportamiento elástico lineal. Durante este curso estudiaremos en detalle la deformación plástica, los mecanismos y los parámetros microestructurales que la caracterizan.

Caracterización del límite elástico: Desde un punto de vista estricto, la deformación plástica se alcanza cuando la primer cantidad infinitesimal de deformación plástica se alcanza. Como el experimentador solo puede medir una deformación finita, es usual medir la tensión requerida para que la deformación plástica alcance un valor arbitrario, digamos Y por ciento.

Este es el llamado "criterio del Y por ciento". Un valor típico es $Y=0,2\%$ y σ_Y es denominada entonces "tensión de fluencia al 0,2% de deformación plástica".

Una buena cantidad de metales, ejemplificados por los aceros ferríticos muestran una curva de tracción más complicada, fig. 1.3 (b). En este

caso, la deformación comienza en el límite elástico superior σ_y , y, una vez iniciado, continúa con una tensión más baja, σ_L o límite elástico inferior. Este comportamiento será estudiado en detalle durante el curso.

La curva tensión-deformación medida durante la deformación plástica a velocidad constante puede variar con la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$ utilizada. Empíricamente, la tensión de fluencia varía como

$$\ln \sigma_f = m \ln \dot{\epsilon} + c$$

donde m y c caracterizan al material a una dada temperatura. En general m es pequeña (10^{-2}) para metales a baja temperatura y llega a aproximadamente a $m \simeq 0.2$ para temperaturas cercanas a la mitad de la de fusión. En este sentido, los sólidos metálicos y aleaciones muestran una especie de viscosidad no-lineal.

Comportamiento viscoso: Los sólidos en los cuales las tensiones aplicadas determinan la velocidad de deformación, más que la deformación en sí misma, se dicen que presentan un comportamiento viscoso. Usualmente asociamos este fenómeno con los líquidos, donde es común que la velocidad de deformación dependa linealmente de la tensión aplicada. Esto es llamado viscosidad lineal o flujo Newtoniano. Bajo determinadas condiciones de alta temperatura y bajas tensiones, los metales y aleaciones pueden también presentar este comportamiento (superplasticidad, creep por vacancias). Aproximadamente, el comportamiento viscoso es asociado a la termoplasticidad en caliente y a los vidrios.

Comportamiento viscoelástico: Algunos polímeros como el polipropileno muestran a bajas deformaciones una mezcla de comportamiento elástico y viscoso. Cuando son tensionados (una carga a tensión cte. como en la fig. 1.4) estos materiales presentan una deformación dependiente del tiempo. Quitando la tensión, el material muestra una reversión gradual de la deformación, recuperando eventualmente sus dimensiones originales.

1.3. - Características del ensayo de tracción

Toda operación de medición de propiedades físicas implica la existencia de una interacción entre aparato y el material en estudio.

En el caso de un ensayo de tracción existe interacción entre la probeta y la máquina de ensayos y los resultados obtenidos son determinados

por las propiedades de la máquina y la probeta. Es importante remarcar que ciertas propiedades (la estricción por ejemplo) son intrínsecas al material en estudio.

Otras, como el límite elástico, son sensitivas de las características de la máquina de ensayos.

Si bien el estudio detallado de los problemas experimentales que se presentan en los ensayos de tracción escapan al objetivo del curso, se ha de hacer un somero estudio de ellos a fin de realizar una correcta interpretación de la curva carga-extensión.

1.4. - Estabilidad e inestabilidad plástica en tracción

Consideramos un material que satisface una relación entre σ , ϵ y $\dot{\epsilon}$.

Consideramos una carga P que actúa sobre la probeta. En la zona útil de la probeta, a una distancia l se tiene para una sección A

$$P = \sigma \cdot A$$

Como P no varía a lo largo de la muestra:

$$\frac{dP}{dl} = 0 = A \left\{ \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \right)_{\dot{\epsilon}} \frac{\partial \epsilon}{\partial l} + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}} \right)_{\epsilon} \frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial l} \right\} + \sigma \frac{dA}{dl} \quad (1)$$

Como no hay cambios de volumen durante la deformación plástica

$$lA = l_0 A_0$$

$$\left(\frac{l}{l_0} \right) = \left(\frac{A_0}{A} \right) \rightarrow \epsilon = \ln \frac{l}{l_0} = \ln \left(\frac{A_0}{A} \right)$$

luego:

$$\frac{d\epsilon}{dl} = - \frac{1}{A} \frac{dA}{dl} \quad (2)$$

Como

$$\dot{\epsilon} = - \dot{A}/A$$

$$\frac{d\dot{\epsilon}}{dl} = - \frac{1}{A} \frac{d\dot{A}}{dl} + \frac{\dot{A}}{A^2} \frac{dA}{dl} \quad (3)$$

Sustituyendo (2) y (3) en (1) se obtiene:

$$\frac{dA}{dl} \left\{ \sigma - m\sigma - \theta\sigma \right\} = - \frac{d\dot{A}}{dl} \frac{m\sigma A}{\dot{A}}$$

Donde:
$$\theta = \frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \right) \dot{\epsilon}$$

$$m = \frac{\dot{\epsilon}}{\sigma} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}} \right)_{\epsilon} = \left(\frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \right)_{\epsilon} \quad (4)$$

θ y m son parámetros del material, los que pueden variar durante el proceso de deformación.

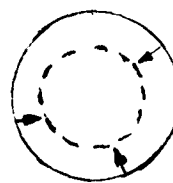
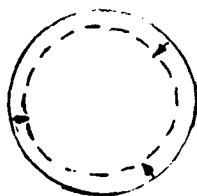
θ es el coeficiente de endurecimiento (work hardening rate) y da una idea de la evolución del endurecimiento durante la deformación.

m mide la variación del endurecimiento con la velocidad de deformación (strain-rate sensitivity).

Reacomodando (4)

$$\frac{\frac{1}{A} \frac{dA}{d\epsilon}}{\frac{1}{A} \frac{dA}{d\dot{\epsilon}}} = \frac{\frac{d}{d\epsilon} (\ln \dot{A})}{\frac{d}{d\dot{\epsilon}} (\ln A)} = \frac{m + \theta - 1}{m} \quad (5)$$

Veamos cuando una deformación es estable o inestable. Consideremos una probeta cilíndrica que está sometida a un ensayo de tracción. Como toda probeta real, ella tendrá variaciones de sección a lo largo de su zona útil. La deformación no será uniforme si la más pequeña sección de la probeta disminuye de área más rápidamente que el resto del material. Consideremos la sección más pequeña y otra sección distante Δl de la misma.



Area inicial A_1 ———
Area final A'_1 - - - -

$A_2 (< A_1)$ ———
 A'_2 - - - -

Si existe una pequeña deficiencia (δA) en la sección de la derecha:

$$\delta A = (A_1 - A_2) > 0$$

Si los cambios se producen en la unidad de tiempo:

$$\dot{A}_1 = A'_1 - A_1$$

$$\dot{A}_2 = A'_2 - A_2$$

$$\delta \dot{A} = \dot{A}_1 - \dot{A}_2 = (A'_1 - A'_2) - (A_1 - A_2) > 0$$

En el caso de deformación inestable

$$\left(\frac{\partial \dot{A}}{\partial A} \right) > 0$$

Si la deformación es estable

$$\left(\frac{\partial \dot{A}}{\partial A} \right) < 0$$

Volvamos al primer término de la ecuación (5). En tracción $\left(\frac{\dot{A}}{A} \right)$ es negativa $\left(\frac{d\dot{A}}{dA} \right)$ también lo es. Luego, si la deformación plástica es estable en tracción:

$$\frac{\partial \ln \dot{A}}{\partial \ln A} \geq 0$$

y consecuentemente:

$$\boxed{\theta + m \geq 1} \quad (6)$$

Cuando esta condición es violada, la deformación se localiza formando uno o varios cuellos (estricción) y la fractura se producirá en dicha región. Este fenómeno es conocido como inestabilidad plástica.

Físicamente, este proceso se puede interpretar como una competencia entre la tensión aplicada (que aumenta al disminuir la sección) y la resistencia mecánica del material. Es evidente que el conocimiento y la comprensión de los mecanismos que regular el comportamiento mecánico de un material no se pueden obtener de experiencias macroscópicas. Luego deberemos cambiar nuestra "escala" de análisis del problema, lo que implica un análisis en escala macroscópica.

Volvamos a la escala macroscópica. Muchos materiales, como los policristales f.c.c. (Cu o Al), tienen a temperatura ambiente y a $\dot{\epsilon} \leq 10^{-1}$ seg. baja sensibilidad a la velocidad de deformación. Luego $m \rightarrow 0$ y el criterio de estabilidad resulta $\theta \geq 1$. Teniendo en cuenta la definición de θ se obtiene como criterio:

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \right)_{\dot{\epsilon}} \geq \sigma$$

En general la curva $\sigma-\epsilon$ es convexa y σ crece continuamente. Luego, la derivada será continuamente decreciente, fig. (1.5). Existe un punto $\bar{\sigma}_N$ en el cual se verifica la igualdad (7) y la estricción comienza.

En metales policristalinos se puede escribir para ensayos a $\dot{\epsilon} = \text{cte.}$

$$\sigma = k \epsilon^n$$
$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = n k \epsilon^{n-1} = \frac{n\sigma}{\epsilon}$$

Reemplazando en (7):

$$\frac{n\bar{\sigma}_N}{\epsilon_N} = \bar{\sigma}_N \quad \rightarrow \quad \epsilon_N = n$$

Significado de n : Representa la cantidad de deformación homogénea que puede esperarse en tracción antes de la aparición de la inestabilidad plástica. Usualmente $n < 0.5$, luego, en tracción no podemos pasar el 50% de deformación. Los ensayos uniaxiales de compresión no presentan estricción, pero los efectos de borde (barril) no permiten ir más allá del 10% de deformación uniforme. Cuando se deben estudiar grandes deformaciones (trabajado en caliente) los ensayos de torsión son los más efectivos.

1.5. Autodetención de inestabilidades plásticas en ensayos de tracción-Bandas de Lüder

Ciertos materiales presentan curvas de consolidación como la observada en la fig. 2.3.(b). Cuando estos materiales comienzan a deformar plásticamente la ecuación (7) no se verifica y se produce en algún lugar de la muestra una inestabilidad plástica con una zona estriccionada. Al continuar la deformación, esa zona altamente deformada endurece y (7) se verifica, con lo cual la inestabilidad se detiene. Inmediatamente, esa zona de inestabilidad autodetenida se extiende hacia las zonas vecinas no deformadas formando una banda de Lüder. Luego, el pasaje de una banda está asociado a una deformación plástica del material. Podemos dividir entonces al material en 2 partes: Bandas de Luder donde el material está deformado un cierto valor constante y una zona sin deformar. Este fenómeno es conocido como Fluencia Discontinua y se produce en diversos materiales, como ser, metales bcc con impurezas (aceros dulces) y en el polipro

pileno.

Comentario: Para eliminar este fenómeno de Fluencia discontinua, a chapas de acero para embutido profundo (carrocerías) se les aplica una reducción del 1% por laminado antes de salir de fábrica. Con este tratamiento, la de formación comienza uniformemente en toda la superficie de la chapa.

Analicemos con más detalle el proceso de producción de bandas de Lüder : Supongamos que nuestro ensayo es realizado en una probeta (un acero dulce p/ej.) que presenta una curva como la de la fig. 1.3 (b).

Hasta 0 la deformación es lineal y elástica.

En Y (Límite de Fluencia Superior), una o varias bandas de Lüder aparecen en alguna región de la probeta. Se produce una rápida extensión de la región asociada a la banda y la carga se relaja hasta el valor L. La deformación continúa a ésta tensión, con bandas de Lüder moviéndose a ve locidad constante a lo largo de la probeta. Virtualmente, todo el flujo de deformación plástica se produce al pasar el "frente" de la banda.

Llamemos:

v : velocidad del frente de banda en la probeta.

$\dot{\epsilon}$: velocidad de extensión (veloc. del cabezal)

ϵ_y : cantidad de deformación producida por el paso de una banda.

En $t = 1$ seg., 1 banda se mueve una distancia v produciendo una extensión $\epsilon_y v$.

Para n bandas

$$n \epsilon_y v = \dot{\epsilon}$$

Por otra parte, las bandas tienen un ancho finito w en el cual las deformaciones pasan de 0 a ϵ_y . Si la velocidad del frente es v, el tiempo necesario para pasar de 0 a ϵ_y es $\left(\frac{w}{v}\right)$ y la velocidad media de deformación en la banda es

$$\dot{\epsilon} = \frac{\epsilon_y v}{w}$$

Para un acero dulce

$$\begin{aligned} w &\approx \text{tamaño de grano} && 3 \times 10^{-5} \text{ m} \\ \epsilon_y &\approx 5 \cdot 10^{-2} \\ v &\approx 2 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-1} \end{aligned}$$

Luego $\dot{\epsilon} \approx 0.3 \text{ s}^{-1}$. Cuando toda la muestra fluyó plásticamente (punto

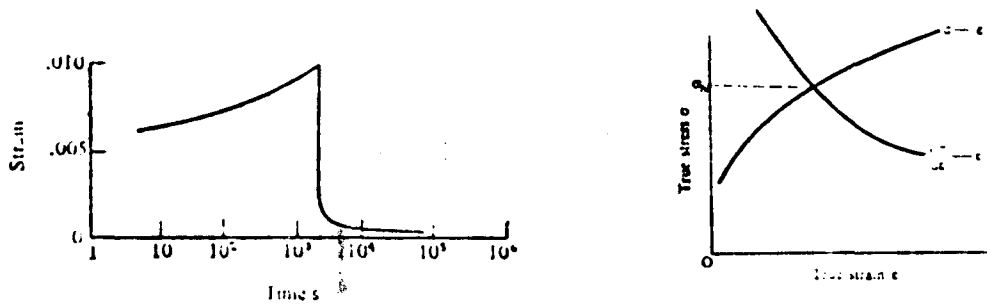


Fig. 1.4: Esquema de comportamiento viscoelástico de un material.

Fig. 1.5: Curva tensión real versus deformación real para un metal.

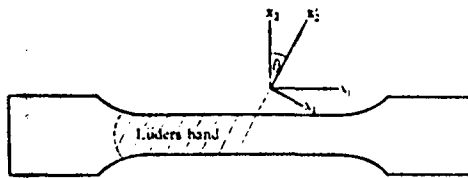


Fig. 1.6: Geometría de las Bandas de Lüder.

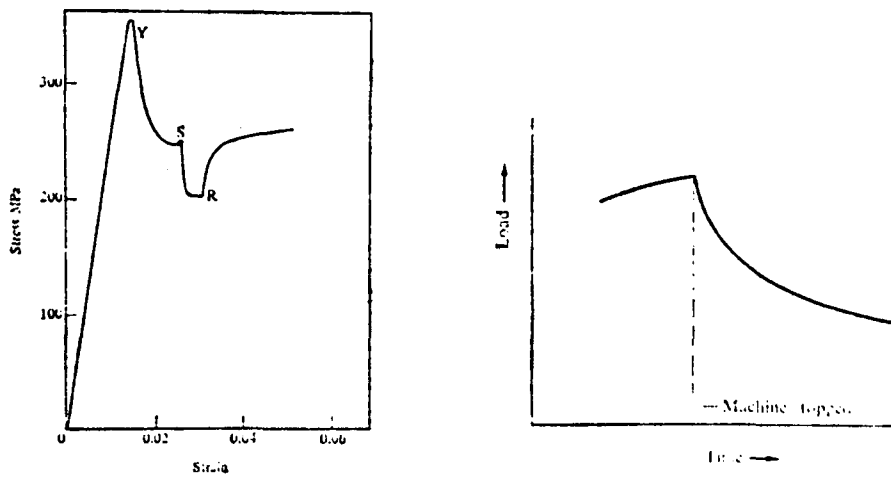


Fig. 1.7: Curva tensión-deformación para el Cromo a temp. ambiente. En Y comienza la deformación plástica, en S la máquina se detiene y en R se vuelve a poner en marcha, $\dot{\epsilon} = 2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

Fig. 1.8: Esquema del ensayo de relajación de carga.

M) , la deformación vuelve a ser uniforme y $\dot{\epsilon} \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ a todo lo largo de la muestra.

En el punto U, la inestabilidad final ocurre y posteriormente el material se fractura.

El frente de banda se presenta recto e inclinado respecto de los lados de la probeta, fig. 1.6. Se supone que el frente pertenece a una línea de extensión nula, a fin de asegurar la correspondencia entre la zona deformada y la no deformada. Si x_1 es eje principal de deformaciones $\epsilon_{12} = \epsilon_{13} = 0$

Como la deformación plástica se realiza sin cambio de volumen

$$\underbrace{\epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}}_{\text{referencial } (x_1, x_2, x_3)} = 0 = \underbrace{\epsilon'_{11} + \epsilon'_{22} + \epsilon'_{33}}_{\text{referencial } (x'_1, x'_2, x'_3)}$$

Como Ox'_2 es el eje a lo largo del frente de banda

$$\epsilon'_{22} = 0 = Q_{2i} Q_{2j} \epsilon_{ij}$$

Calculemos los cosenos

	Ox1	Ox2	Ox3
Ox'_1	Cos θ	-Sen θ	0
Ox'_2	Sen θ	Cos θ	0
Ox'_3	0	0	1

Luego

$$\epsilon'_{22} = \epsilon_{11} \text{sen}^2 \theta + \epsilon_{22} \text{cos}^2 \theta = 0$$

$$\text{tg}^2 \theta = -\frac{\epsilon_{22}}{\epsilon_{11}} = \frac{\epsilon_{22}}{\epsilon_{22} + \epsilon_{33}}$$

Llamando $R = \frac{\epsilon_{22}}{\epsilon_{33}}$

$$\boxed{\text{tg}^2 \theta = \frac{R}{R+1}}$$

- Material isotrópico: $R=1$ y

$$\text{tg}^2 \theta = \frac{1}{2}$$

Luego $\theta \approx 35^\circ$.

- Si $\epsilon_{22} = 0 \rightarrow \theta = 0^\circ$

- Si $\epsilon_{33} = 0 \rightarrow \theta = 45^\circ$

Se puede demostrar que la rotación del material en una banda de Luder

alrededor del eje OX_3 viene dada por la expresión $W_{21} = \sqrt{-\epsilon_{11} \cdot \epsilon_{22}} \approx 2^\circ$

Remarquemos dos hechos

- La aparición de bandas de Luders al comienzo de la deformación depende intrínsecamente del material.
- Lo mismo ocurre con el valor de R pues el dependerá del comportamiento isotrópico o anisotrópico del material.

Nuevamente se pone de manifiesto que si quisiéramos comprender por qué el material se comporta de una forma determinada, debemos realizar un estudio más profundo, pasando por la escala microscópica.

1.6. - Superplasticidad

Los materiales que presentan un comportamiento viscoso tipo Newtoniano tienen $m=1$. Si además cumplen con las condiciones de estabilidad de la deformación plástica, se producirán grandes deformaciones sin observarse efectos de estricción y la posterior fractura de la probeta. Ciertos vidrios polímeros y metales (Zn -20%Al a 500° K) presentan en un rango dado de temperatura y velocidad de deformación esta posibilidad de sufrir grandes deformaciones y se los llama superplásticos.

Estudieemos la estabilidad del proceso. Volvamos a la ecuación (5):

$$\frac{d \ln \dot{A}}{d \ln A} = \frac{m + \theta - 1}{m}$$

Integrando esta ecuación

$$\ln \dot{A} = \left(\frac{m + \theta - 1}{m} \right) \ln A + \ln C$$

donde C es una constante de integración.

Luego:

$$\frac{dA}{dt} = C A^{-\frac{(1-m-\theta)}{m}}$$

Como la velocidad media de cambio de área no depende del área, pues

$$\frac{dA}{dt} = - \frac{d\epsilon}{dt} \quad \text{y} \quad \dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}(\sigma)$$

la condición de estabilidad es:

$$m + \theta = 1$$

Observándose superplasticidad para valores de m tales que $0.6 \leq m \leq 1$.

1.7. - Comportamiento elástico de la máquina de tracción

Durante un ensayo de tracción, mordazas, celda de carga y cabezal son sometidos a estados de tensiones que han de alterar el valor de la medición, pues éstas componentes sufrirán una deformación elástica. Intentaremos representar el comportamiento de todas estas componentes por un resorte de constante K .

Podemos suponer entonces que a una probeta deformando plásticamente se le ha adicionado un resorte de constante K en serie.

Luego, si el cabezal se desplaza una distancia X , ésta será la suma de un desplazamiento del resorte (e) y de la extensión plástica de la muestra (p).

$$\text{Por lo tanto} \quad X = e + p = \frac{L}{K} + p$$

$$\dot{X} = \frac{\dot{L}}{K} + \dot{p} = v$$

Como $\dot{E} = \ln(\dot{\epsilon})$, se tiene $\dot{E} = \dot{\epsilon}/\epsilon$. Como $\dot{\epsilon} = \dot{p}$ reemplazando la expresión en la anterior expresión de v resulta:

$$\dot{E} = \left(\frac{v}{\epsilon} \right) - \frac{\dot{L}}{K\epsilon} \quad (8)$$

Luego, la velocidad de deformación del espécimen \dot{E} no es necesariamente igual a la velocidad de deformación aplicada, (v/l) , dependiendo de la velocidad de carga L y de la respuesta de la máquina.

La aparición de transientes en las curvas de carga está ligada a la cte. K de la máquina. Cuando la velocidad de deformación es cambiada, la curva tensión-deformación tiende a desplazarse hacia un nuevo estado estacionario correspondiente a la nueva velocidad de ensayo. Es importante saber si los transientes que aparecen en las curvas carga-extensión son debidos a propiedades de endurecimiento por trabajado o por otros factores, fig. (1.7).

Tomando logaritmos en (8)

$$\ln \dot{E} = \ln v - \ln L + \ln \left(1 - \frac{\dot{L}}{K\epsilon} \right)$$

Cuando nos aproximamos al estado estacionario

$$\frac{\dot{L}}{K} \ll v, \quad \left(\frac{\dot{L}}{K} \right) = \text{velocidad media de extensión del resorte.}$$

$$\ln \dot{\epsilon} \approx \ln v - \ln l - \dot{L}/vK$$

$$\frac{d \ln \dot{\epsilon}}{d \ln v} = \frac{1}{m} \approx - \frac{d \ln l}{d \ln v} - \frac{1}{vK} \frac{d \dot{L}}{d \ln v}$$

(v = cte)

Utilizando la definición de θ y reacomodando se llega a

$$\frac{d \dot{L}}{d (\ln v)} = -vK \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{\theta} \right)$$

o multiplicando por θ

$$\frac{d \dot{L}}{d \epsilon} = -vK \left(\frac{\theta}{m} + 1 \right) \quad (9)$$

Esta expresión da una medida de la velocidad de aproximación al estado estacionario, la cual se encuentra con $\frac{K}{m}$. En consecuencia, interesa tener máquinas "duras" (grandes valores de K) pues al tender rápidamente al estado estacionario no se generan transientes. Si la máquina es "blanda", se obtendrán extensos transitorios. Es importante no confundir transitorios con trabajado mecánico.

1.8. - El ensayo de relajación de carga.

La sensibilidad a la velocidad de deformación \underline{m} puede determinarse deteniendo un ensayo a velocidad constante. La probeta puede tener una cierta inercia y continuar fluyendo plásticamente y, si esto ocurre, ella relajará la deformación elástica de la máquina y por lo tanto la carga disminuirá gradualmente, fig. 1.8

Tratemos de obtener \underline{m} .

Si $\sigma = L/A$, luego $\dot{L} = \dot{\sigma} A + \sigma \dot{A}$. De acuerdo a (8) se puede escribir $\dot{L} = K(v - L\dot{\epsilon})$.

Igualando las expresiones de L resulta

$$\dot{\sigma} = \frac{k}{A} \left\{ \nu - l \dot{\epsilon} \right\} - \frac{\dot{A}}{A} \sigma$$

Como $\dot{\epsilon} = - \dot{A}/A$

$$\dot{\sigma} = \frac{k}{A} \left\{ \nu - l \dot{\epsilon} \left(1 - \frac{A \sigma}{k l} \right) \right\}$$

$\frac{A \sigma}{k l} \ll 1$ pues la longitud de l de la probeta es mucho mayor que la extensión del resorte $A \sigma / k$. Resulta

$$\dot{\sigma} = \frac{k}{A} (\nu - l \dot{\epsilon}) \tag{10}$$

Si $v = 0$ pues se detuvo el ensayo de tracción $\dot{\sigma} = - \frac{k l \dot{\epsilon}}{A}$

$$\ln \dot{\sigma} = \ln \left(- \frac{k l}{A} \right) + \ln \dot{\epsilon}$$

$$\frac{d \ln \dot{\sigma}}{d \ln \dot{\epsilon}} = 1$$

Por otra parte

$$m = \frac{d \ln \sigma}{d \ln \dot{\epsilon}} = \frac{d \ln \sigma}{d \ln \dot{\sigma}} \frac{d \ln \dot{\sigma}}{d \ln \dot{\epsilon}}$$

luego:

$$m = \frac{d \ln \sigma}{d \ln \dot{\sigma}} \tag{11}$$

Como durante un ensayo de relajación se determinan cargas, es preferible transformar la ecuación (11) en una expresión en función de la carga. Combinando (8) y (10) para $v = 0$ se obtiene $\dot{\sigma} = \dot{L}/A$.

Combinando esta expresión con $\sigma = L/A$ y suponiendo que A es prácticamente constante durante la relajación se obtiene

$$m = \frac{d \ln L}{d \ln \dot{L}} \tag{12}$$

Luego, la pendiente de la curva $\ln L$ versus $\ln \dot{L}$ permitirá obtener el

valor de \underline{m} .

1.9. Conclusiones sobre el presente capítulo

En el presente capítulo hemos analizado someramente un ensayo de comportamiento mecánico que, desde el punto de vista macroscópico, permite caracterizar el material en estudio. Hemos presentado los distintos tipos de sollicitaciones en tracción y las posibles respuestas del material. Se caracterizó la resistencia del material frente a las tensiones y a la velocidad de deformación (θ, m) y se analizaron las condiciones para que la deformación plástica no presente inestabilidades. Pero puede ocurrir que ellas se presenten y lleven el material a la fractura o bien, que ocurran fenómenos como el de las bandas de Lüder , donde existe una autodetención de la inestabilidad .

Conviene remarcar que a lo largo del presente capítulo hemos estado "caracterizando" un material, o sea diciendo "si hay una determinada sollicitación bajo determinadas condiciones ($\dot{\epsilon}$, T), habrá una determinada respuesta". No hemos intentado explicar el por qué de estas respuestas.

Para poder hacerlo necesitamos cambiar de escala, necesitamos acercarnos a la microestructura del material. Pasar de la observación "a ojo desnudo" a la observación a la "escala microscópica". Como primer paso, en el próximo capítulo intentaremos ver la deformación plástica bajo el "microscopio óptico", la cual nos aportará enseñanzas sobre lo que llamaremos "geometría de la deformación".

En este primer capítulo hemos también revisado un concepto importante: medir implica interacción, y, en este caso, la máquina de ensayos es el aparato de medición. Luego, los resultados obtenidos pueden muchas veces ser alterados por las propiedades de la máquina lo que hace debamos tener especial cuidado en su interpretación.

2do CAPITULO - GEOMETRIA DE LA DEFORMACION PLASTICA

Hemos visto que los metales pueden ser sometidos a deformación plástica en un amplio rango de temperaturas. Los procesos de deformación plástica presentan características propias, que pueden ser resumidas de la forma siguiente:

- 1) La presencia de tensiones de corte es esencial para producir deformación plástica. Las presiones hidrostáticas puras son incapaces de producir deformación plástica.
- 2) El cambio de volumen durante un proceso de deformación plástica es despreciable. Por ejemplo: después de reducir por laminado una chapa de acero al 20% del espesor original, la densidad cambio del orden del 0,15%.
- 3) Un cristal deformado fuertemente difracta Rayos X, permitiendo medir el valor medio de su parámetro de red, que resulta ser el mismo que el del metal sin deformar. El único efecto de los rayos X es ensanchar ligeramente el pico de difracciones.

Existen cuatro mecanismos atómicos que permiten describir las deformaciones plásticas y que son compatibles con las premisas anteriormente enunciadas: deslizamiento (slip), maclado (twinning), deslizamiento de borde de grano y creep por vacancias. En el presente capítulo discutiremos los dos primeros.

2.1: - Caracterización del deslizamiento.

Observando al Microscopio, la superficie previamente pulida de un material deformado muestra la aparición de terrazas unidas por largos escalones (trazas de deslizamiento).

Además, las experiencias de difracción de rayos X revelan que el cristal retiene su orientación monocristalina, lo que nos permite formular el modelo de deslizamiento de la fig. 2.1.

Podemos visualizar dos partes del cristal, contactadas por un plano de deslizamiento cuya normal es \bar{n} , existiendo un desplazamiento entre ambas partes en la dirección de desplazamiento \bar{b} . El desplazamiento en esta dirección será un número entero de espaciados interatómicos, caso contrario la deformación plástica destruiría la periodicidad del material. Cuando

observamos las "líneas de deslizamiento" en el microscopio óptico, estamos observando la traza del plano de deslizamiento sobre la superficie del cristal. Muchas veces, el plano de deslizamiento suele tener una apariencia de "corrugado", con las corrugaciones corriendo paralelas a \bar{b} .

Los vectores \bar{n} y \bar{b} son vectores unitarios. Una combinación particular de \bar{n} y \bar{b} se llama sistema de deslizamiento. Estos sistemas han sido identificados para diversas estructuras cristalinas, como puede observarse en la Tabla (II.1). Se puede observar que \bar{b} corresponde a la dirección de mayor densidad atómica linear de la red, la que está contenida en un plano cuya normal \bar{n} corresponde a la dirección de mayor espaciado interplanar.

Como sabemos, la deformación plástica se produce por el movimiento de defectos cristalinos llamados dislocaciones, los que en cierta forma serían los transportistas de los "quantum" de deformación plástica. Si bien las líneas de deslizamiento ponen de manifiesto que la deformación no es homogénea, a fin de poder tratar matemáticamente el problema, supondremos que la deformación se distribuye homogéneamente en el volumen del cristal.

2.2. - Iniciación del deslizamiento.

Como primer paso al estudio de las condiciones que se deben verificar en un material para que se produzca deslizamiento, introduciremos el concepto de tensión resuelta de corte (resolved shear stress). Consideremos un cristal cilíndrico como el representado en la fig.2.2 y supongamos una fuerza F actuando según OX_3 .

Se ha dibujado un sistema de deslizamiento, representado por los vectores \bar{n} y \bar{b} , siendo ϕ y λ los ángulos que forma \bar{F} con \bar{n} y \bar{b} respectivamente. La fuerza \bar{F} tiene una componente $F \cos \lambda$ según la dirección de deslizamiento. Esta fuerza ejerce una tensión de corte τ sobre el plano de deslizamiento definida como la fuerza de corte ($F \cos \lambda$) dividida por el área del plano de deslizamiento A sobre la cual actúa. Como $A = a \cos \phi$ resulta

$$\tau = \frac{F \cos \lambda}{\left(\frac{A}{\cos \phi}\right)}$$
$$\tau = \left(\frac{F}{A}\right) \cos \phi \cos \lambda \tag{1}$$

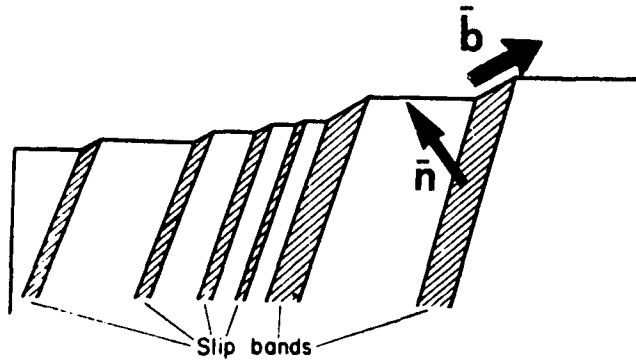


Fig. 2.1: Caracterización de sistemas de deslizamiento

Crystal structure	Slip direction	Slip plane	Maximum number of independent slip systems N	Number of ways of choosing N
f.c.c.	$\langle 110 \rangle$	$\{111\}$	5	324
b.c.c.	$\langle 111 \rangle$	$\{110\}$	5	324
	$\langle 111 \rangle$	$\{112\}$	5	648
	$\langle 111 \rangle$	"pencil" or basal slip	5	—
h.c.p.	$\langle 1120 \rangle$	$\{0001\}$	2	3
	$\langle 1120 \rangle$	"basal" slip	2	3
	$\langle 1120 \rangle$	"prismatic" slip	2	3
	$\langle 1120 \rangle$	$\{10\bar{1}1\}$	4	9
	$\langle 11\bar{2}1 \rangle$	"pyramidal" slip	5	—
NaCl	$\langle 110 \rangle$	$\{110\}$	2	12
CaCl	$\langle 110 \rangle$	$\{100\}$	3	8
	$\langle 111 \rangle$	$\{110\}$	5	324
	$\langle 111 \rangle$	$\{112\}$	5	648
CaF ₂	$\langle 110 \rangle$	$\{001\}$	2	10
	$\langle 110 \rangle$	$\{110\}$	2	12
TiO ₂	$\langle 10\bar{1} \rangle$	$\{10\bar{1}\}$	4	—
	$\langle 001 \rangle$	$\{110\}$	4	—

Tabla II.1

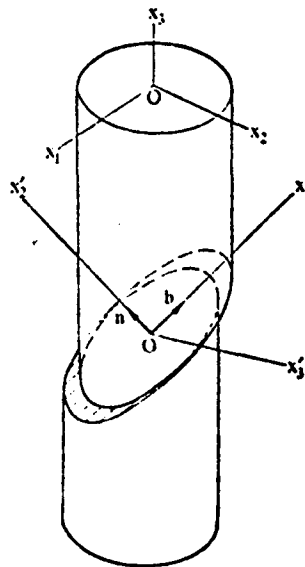


Fig. 2.2: Esquema de deslizamiento a través de un plano de normal \bar{n} y en dirección \bar{b} .

expresión de la tensión resuelta de corte.

Si un monocristal de un dado material es sometido a una carga F , los valores de la tensión (F/A) para los cuales el deslizamiento comienza, pueden ser medidos en función de la orientación del sistema de deslizamiento (ϕ y λ). Se encuentra en general que el producto $\left\{ (F/A) \cos\phi \cos\lambda \right\}$ es constante al comienzo del deslizamiento, como se ejemplifica para el caso de cristales de Mg, en la figura (2.3). Este tipo de resultado lleva a una importante conclusión, conocida como la ley de Schmid: "En un cristal de un dado material bajo condiciones constantes, el deslizamiento comienza cuando la tensión resuelta de corte alcanza un valor crítico".

Esta ley es el criterio de plasticidad usual para materiales que deforman plásticamente por deslizamiento e implica que la magnitud de las tensiones actuantes según la normal al plano de deslizamiento no influyen en este proceso físico.

El comienzo del deslizamiento puede ser detectado por diversos métodos experimentales (extensometría, strain gage, etc.), pero conviene remarcar que esos métodos no detectan la verdadera iniciación del deslizamiento, sino el punto en el cual la deformación supera el límite de sensibilidad de la técnica utilizada. La tensión resuelta para la cual el deslizamiento comienza se la denomina tensión de corte resuelta crítica (Critical resolved shear stress o C R S S).

Dada la importancia de la tensión resuelta de corte, derivaremos una expresión de τ para el caso de un estado generalizado de tensiones. Sea σ_{ij} dicho estado de tensiones, referido a la terna (OX_1, OX_2, OX_3) de la figura (2.2.). Debemos escribir la expresión de σ'_{12} , actuante en el sistema de deslizamiento definido por \bar{n} y \bar{b} , siendo σ'_{12} referida a los ejes $OX'_2 // \bar{n}$ y $OX'_1 // \bar{b}$. Los cosenos directores relacionando los nuevos y los viejos ejes son

	OX_1	OX_2	OX_3
$OX'_1 (\bar{b})$	b_1	b_2	b_3
$OX'_2 (\bar{n})$	n_1	n_2	n_3

La relación de transformación de tensores ante una rotación es

$$\tau'_{ij} = a_{ik} a_{jl} \tau_{kl}$$

y en particular, para τ'_{12} resulta

$$\sigma'_{12} = b_k \tau_{kl} n_l \quad (2)$$

En forma similar, la tensión normal al plano de deslizamiento se escribe:

$$\sigma'_{22} = n_k \tau_{kl} n_l \quad (3)$$

En el caso particular de una carga en tracción o compresión según Ox_3 :

$$\tau_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma \end{bmatrix}$$

Sustituyendo en (2) y (3) se obtiene la tensión de corte $Z = \sigma \cos \phi \cos \lambda$ y la tensión normal P

$$P = \sigma \cos^2 \phi$$

El término $(\cos \phi \cos \lambda)$ es también conocido como Factor de Schmid o factor de orientación, $(1/m)$. Veamos que valores puede tomar dicho factor.

La dirección de deslizamiento debe pertenecer siempre al plano de deslizamiento. Luego

$$\phi + \lambda \geq 90^\circ \quad (4)$$

Obviamente, el menor valor de $(1/m)$ es cero, lo que ocurre si ϕ o $\lambda = 90^\circ$. Veamos cual es el valor máximo.

Supongamos que conocemos el valor de ϕ que maximiza el valor de Schmid. Obviamente, λ deberá tomar un valor que sea lo más pequeño posible, de acuerdo a la ecuación (3) será

$$\lambda = 90 - \phi$$

y el factor de Schmid resulta

$$\begin{aligned} (1/m) &= \cos \phi \cos (90 - \phi) \\ \frac{d(1/m)}{d\phi} &= \cos 2\phi = 0 \quad (\text{Condición de extremo}) \end{aligned}$$

El valor máximo de $1/m$ corresponderá a $\phi = \lambda = 45^\circ$ y será de 0.5.

Volvamos al caso del Mg. El plano de deslizamiento es único. Si los ejes de tensiones barren todas las orientaciones cristalográficas posibles, el factor de Schmid variará entre 0 y 0.5 y se verificarán fuertes variaciones en la tensión de fluencia F/A , como se puede obtener a partir de la ecuación (1) y se verifica experimentalmente, fig. 2.3.

También se puede probar que el factor de Schmid relaciona el incremento de la deformación $d\gamma$ en un sistema de deslizamiento con la deformación longitudinal $d\epsilon$. Supongamos que una deformación $d\gamma$ se produce, siendo $\bar{n} // ox'_2$ y $\bar{b} // ox'_1$.

Luego:

$$\begin{aligned} d\epsilon &= d\epsilon_{33} = a_{k3} a_{l3} d\epsilon'_{kl} \\ &= a_{13} a_{23} d\epsilon'_{12} = \cos \phi \cos \lambda d\gamma \end{aligned}$$

Reemplazando $\tau = F/A$ en (1)

$$m = \frac{d\gamma}{d\epsilon} = \frac{\tau}{\tau} \quad (5)$$

De acuerdo a la tabla (II.1) existe para una dada estructura una multiplicidad de posibles sistemas de deslizamientos en un cristal. La pregunta a responder es: Cual de todos los posibles sistemas de deslizamiento actuará cuando un cristal es sometida a una tensión uniaxial?

Si la tensión resulta crítica es la misma para todos los sistemas de deslizamiento (τ_c), el primer sistema de deslizamiento activo será aquel que posea el menor valor de m. Este resultado se verifica experimentalmente. Veremos que este criterio es equivalente a decir que el deslizamiento ocurrirá en aquel sistema para el cual "la disipación de energía por un

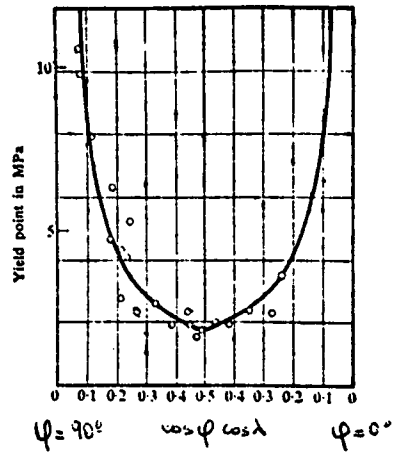


Fig. 2.3: Evolución de la tensión de fluencia de monocristales de Mg en función de la orientación.

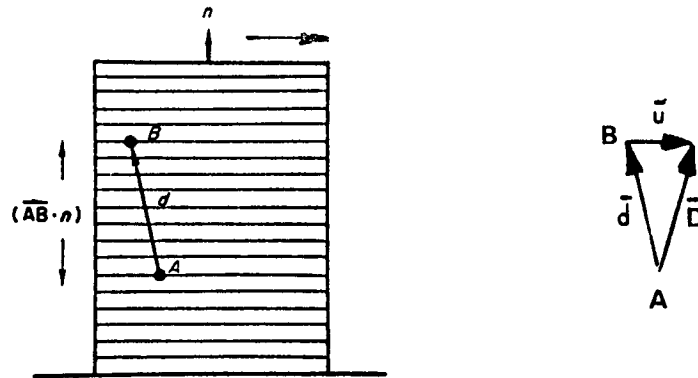
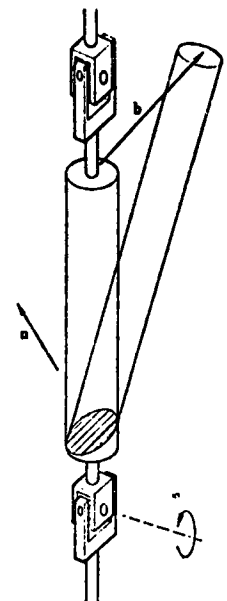


Fig. 2.4: a) Diagrama mostrando la evolución de una dirección AB bajo deslizamiento simple, b) relación entre la orientación inicial y final de AB .

Fig. 2.5: Reorientación del eje longitudinal de un monocristal debido al deslizamiento simple.



dad de volumen es mínima".

La extensión e está relacionada con el desplazamiento \bar{b} en el plano de deslizamiento por:

$$e = b \cos \lambda \quad \text{o} \quad b = e / \cos \lambda$$

El trabajo mecánico realizado durante el desplazamiento es

$$\tau_c \cdot \alpha \cdot b = \tau_c \cdot \frac{A}{\cos \phi} \cdot \frac{e}{\cos \lambda}$$

Luego el trabajo por unidad de volumen es

$$W = m \tau_c$$

El trabajo es mínimo para el sistema con m mínimo, luego ese será el sistema que desliza preferencialmente.

2.3. Reorientación de planos y direcciones por deslizamiento.

Consideremos el cristal representado de la fig. (2.4). Como consecuencia del deslizamiento en el sistema caracterizado por \bar{n} y \bar{b} , el segmento $\overline{AB} = \bar{d}$, cambiará de longitud y se reorientará respecto del sistema de deslizamiento. Si llamamos γ al desplazamiento selectivo entre dos capas atómicas dividido por la distancia entre ambas, resulta

$$\gamma = \frac{|\bar{\mu}|}{\bar{d} \cdot \bar{n}}$$

y

$$\bar{\mu} = \gamma (\bar{d} \cdot \bar{n}) \bar{b}$$

Como consecuencia del desplazamiento, el vector \bar{d} se transforma en \bar{D} (fig. 2.4.b). Luego, \bar{D} puede escribirse de acuerdo a la fig. (2.4.c):

$$\bar{D} = \bar{d} + \bar{\mu} = \bar{d} + \gamma (\bar{d} \cdot \bar{n}) \bar{b} \quad (6)$$

En coordenadas cartesianas la expresión se escribe

$$D_i = d_i + \gamma (d_j n_j) b_i$$

Vemos que una dirección es modificada por deslizamiento excepto cuando la dirección \bar{d} está contenida en el plano de deslizamiento, siendo:

$$\bar{d} \cdot \bar{n} = 0$$

Conviene remarcar que si bien las direcciones asociadas al material han sufrido cambios como consecuencia del deslizamiento, la terna asociada al cristal, p.ej. direcciones $[100]$, $[010]$ y $[001]$ en un cristal cúbico, no ha sufrido alteraciones.

Veamos que ocurre con un plano. Consideremos dos direcciones pertenecientes a dicho plano \bar{d} y \bar{d}' que se transforman en \bar{D} y \bar{D}' después de la deformación. Los productos vectoriales $\bar{d} \wedge \bar{d}'$ y $\bar{D} \wedge \bar{D}'$ representan la orientación y el área del plano en estudio. Llamemos

$$\bar{m} = \bar{d} \wedge \bar{d}' \quad \bar{M} = \bar{D} \wedge \bar{D}'$$

Utilizando (6) resulta

$$\bar{M} = [\bar{d} + \gamma(\bar{d} \cdot \bar{n})\bar{b}] \wedge [\bar{d}' + \gamma(\bar{d}' \cdot \bar{n})\bar{b}]$$

Trabajando algebraicamente esta expresión se llega a

$$\bar{M} = \bar{m} - \gamma(\bar{b} \cdot \bar{m})\bar{n} \quad (7)$$

o, en coordenadas cartesianas.

$$M_i = m_i - \gamma(b_j m_j)n_i$$

Esta expresión permite conocer el área y la orientación de una superficie conocida la orientación inicial y el sistema activo y la cantidad de deslizamiento correspondiente. Si el plano de interés es paralelo a la dirección de deslizamiento, el mismo no es afectado por el deslizamiento.

2.4. - Respuesta del deslizamiento simple a la tracción

Supongamos que realizamos un ensayo de tracción de una probeta cilíndrica con una máquina con juntas universales. Luego, la máquina es incapaz de flexionar la probeta, o si se prefiere, "la máquina sigue el comportamiento de la probeta", fig. (2.5). La curva F - L que obtendremos no es característica del material pues ella depende de las dimensiones y de la geometría de carga. La relación fundamental describiendo el deslizamiento en un cristal es entre γ (magnitud del estímulo) y χ (magnitud de la respuesta). Trataremos de comprender como esto puede deducirse de la curva F - L.

- Deformación de corte:

Sea l_0 la longitud inicial del cristal, asociada a un vector \bar{l} tal que $|\bar{l}| = l_0$. Como consecuencia del deslizamiento simple, \bar{l} se transformará en \bar{L} . De acuerdo a la ecuación (6)

$$\bar{L} = \bar{l} + \gamma (\bar{l} \cdot \bar{n}) \bar{b}$$

El módulo de L será

$$L^2 = \bar{L} \cdot \bar{L} = \bar{l} \cdot \bar{l} + \gamma^2 (\bar{l} \cdot \bar{n})^2 (\bar{b} \cdot \bar{b}) + 2\gamma (\bar{l} \cdot \bar{n}) (\bar{l} \cdot \bar{b})$$

Luego:

$$L^2 = l_0^2 (1 + 2\gamma \cos \phi_0 \cos \lambda_0 + \gamma^2 \cos^2 \phi_0)$$

Donde ϕ_0 y λ_0 están definidos en la figura (2.6).

Como en tracción $L > l_0$ se requiere que ϕ_0 y λ_0 sean bien ángulos agudos o bien obtusos. Despejando γ :

$$\gamma = \left[\sqrt{\left\{ \left(\frac{L}{l_0} \right)^2 - \cos^2 \lambda_0 \right\}} - \cos \lambda_0 \right] / \cos \phi_0 \quad (8)$$

lo cual nos permite saber cuanto deslizamiento se produce asociado a una extensión L . La fig. (2.7) muestra la dependencia angular de la cantidad de deslizamiento γ necesaria para extender la longitud de un cristal de l_0 a $4/3 l_0$. Podemos ver que el valor mínimo de γ corresponde a $\phi_0 \approx 35^\circ$ y $\lambda_0 \approx 55^\circ$ (o viceversa).

- Tensión de corte:

Determinemos el valor de la tensión resuelta τ que actúa sobre un sistema de deslizamiento cuando aplicamos una fuerza F .

De acuerdo a la ecuación (7) el plano de deslizamiento no sufre distorsiones como consecuencia de la deformación. Luego

$$\tau = \frac{F}{A_0} \cos \phi_0 \cos \lambda$$

donde

$$\cos \lambda = \frac{\bar{L} \cdot \bar{b}}{|\bar{L}|}$$

Desarrollando esta expresión se llega a

$$\tau = \left(\frac{F}{A_0} \right) \cos \phi_0 \sqrt{\left\{ 1 - \left(\frac{l_0 \sin \lambda_0}{L} \right)^2 \right\}} \quad (9)$$

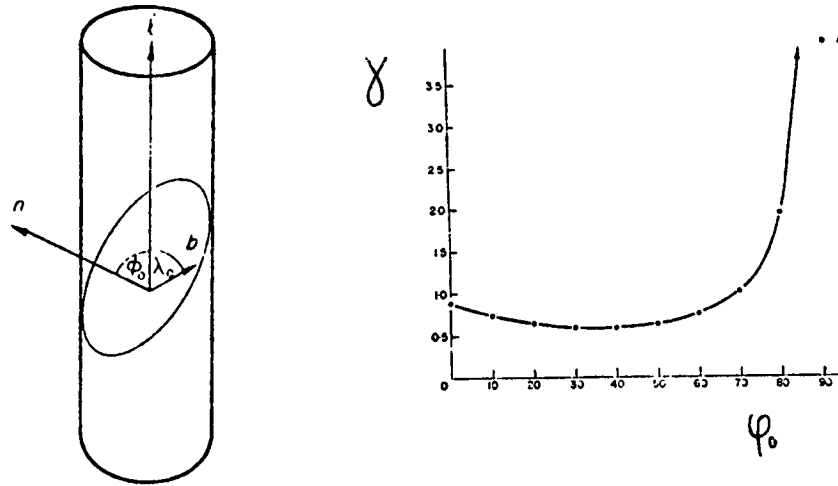


Fig. 2.6: (a) Caracterización de un sistema de deslizamiento en un cristal cilíndrico (b) Cantidad de cizallamiento γ necesaria para producir un cambio de longitud de un monocristal ($l = \frac{4}{3} l_0$) por deslizamiento simple; $\phi_0 = \frac{\pi}{2} - \lambda_0$.

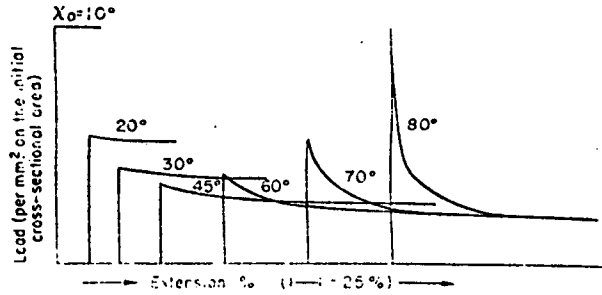


Fig. 2.7: Curvas tensión-deformación calculadas bajo la hipótesis de $C_{RSS} = \text{constante}$; $\phi_0 = \frac{\pi}{2} - \lambda_0$

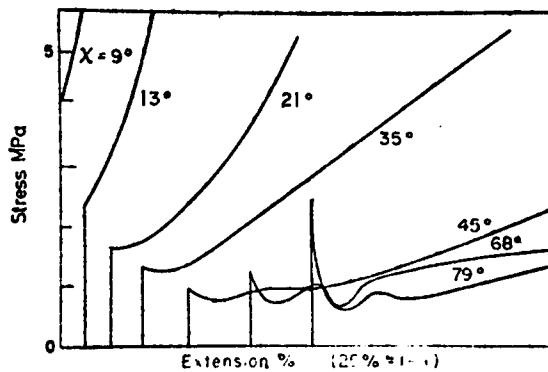


Fig. 2.8: Curvas tensión-deformación para monocristales de Cd (Datos Boas y Schmid - 1930).

Esta ecuación, junto con la (8), permiten transformar la curva $F - L$ en una relación entre τ y γ .

La expresión (9) nos muestra que para una fuerza constante F , la tensión de corte τ se incrementa cuando el cristal es estirado, independientemente de la dirección de carga.

- Ablandamiento geométrico.

Puede también ocurrir, de acuerdo a (9), que como consecuencia de la dependencia en $(\frac{1}{L})$, τ continua aumentando y F disminuya durante el proceso de deslizamiento, fenómeno llamado ablandamiento geométrico.

Matemáticamente, esto se ve fácilmente si suponemos que el endurecimiento por trabajado es despreciable ($\tau \approx \tau_c$). Luego, la ecuación (9) se transforma en

$$F = \tau_c A_c / \left[\cos \phi_0 \sqrt{1 - (\lambda_0 \sin \lambda_0 / L)^2} \right] \quad (10)$$

y obviamente F disminuye cuando L aumenta. En la figura (2.7) se muestran las curvas $F - L$ cubriendo un rango de valores de λ_0 (tomando $\phi_0 = 90 - \lambda_0$). Podemos ver que sin trabajado mecánico la fuerza aplicada disminuye cuando el cristal se estira. Se puede demostrar que el ablandamiento geométrico aumenta con λ_0 . Las figuras (28) y (29) ponen de manifiesto la existencia de este fenómeno en monocristales de Cadmio (hcp) y Niobio (b.c.c.), aunque estos presenten un endurecimiento por trabajado apreciable.

- Rotación de un cristal.

Supongamos que las figuras 2.10 a y b representan un cristal cilíndrico antes y después de una deformación por deslizamiento simple, como consecuencia de aplicar una fuerza F según la dirección \bar{PQ} . Si suponemos que el sistema de deslizamiento permanece fijo, se puede concluir que la dirección de carga ha cambiado respecto de los ejes cristalográficos.

En la práctica, las máquinas de ensayo son construídas de forma tal que la dirección en la que se aplica la fuerza se mantiene fija respecto del sistema laboratorio. Luego, cuando se produce deslizamiento simple, se observa una rotación relativa entre la dirección de carga y los ejes cristalográficos, rotando estos un ángulo θ respecto al laboratorio.

El eje de rotación (\bar{r}) es perpendicular a \bar{l} y \bar{b} , luego

$$\bar{r} = \bar{l} \wedge \bar{b}$$

Utilizando la ecuación (6) resulta

$$\bar{r} = \gamma (\bar{b} \cdot \bar{n}) (\bar{l} \cdot \bar{b})$$

Por lo tanto, el eje alrededor del cual rota el cristal relativo al laboratorio es perpendicular a la dirección de carga \bar{l} y a la de deslizamiento \bar{b} . El sentido de la rotación es tal que se intenta reducir el ángulo entre \bar{l} y \bar{b} .

Para pequeñas deformaciones $|\bar{r}| \approx l_0^2 \cdot \theta$. La última ecuación se escribe en forma diferencial:

$$\frac{d\theta}{d\gamma} = \cos \phi_0 \operatorname{sen} \lambda_0$$

Podemos observar que variación de la rotación frente al desplazamiento es máxima para $\phi_0 \rightarrow 0^\circ$ y $\lambda_0 \rightarrow 90^\circ$.

Anteriormente, habíamos dicho que la identificación cristalográfica (referencial cristal) de la dirección de carga cambiaba durante el deslizamiento simple y, consecuentemente, los ángulos ϕ y λ . También sufrían cambios. Tratemos de relacionar estos últimos con γ y la relación de longitudes L/l_0 . De la definición del producto escalar

$$\cos \phi = \frac{\bar{l} \cdot \bar{n}}{|\bar{l}|} = \frac{(\bar{b} + \gamma (\bar{b} \cdot \bar{n}) \bar{l}) \cdot \bar{n}}{|\bar{b}|} = \frac{l_0}{L} \cos \phi_0$$

o bien

$$\frac{L}{l_0} = \frac{\cos \phi_0}{\cos \phi} \quad (11)$$

Como

$$\begin{aligned} \cos \lambda &= (\bar{l} \cdot \bar{b}) / |\bar{l}| = \{ (\bar{l} + \gamma (\bar{l} \cdot \bar{n}) \bar{b}) \cdot \bar{b} \} / |\bar{l}| \\ &= (\cos \lambda_0 + \gamma \cos \phi_0) (l_0/L) \\ \gamma &= \frac{L \cos \lambda}{l_0 \cos \phi_0} - \frac{\cos \lambda_0}{\cos \phi_0} \end{aligned}$$

Combinando con la ecuación (11) se tiene

$$\gamma = \frac{\cos \lambda}{\cos \phi} - \frac{\cos \lambda_0}{\cos \phi_0} \quad (12)$$

lo que nos permite conocer la deformación por corte asociada a la estación. Igualando las ecuaciones (8) y (12) se tiene

$$\frac{\cos \lambda}{\cos \phi} = \frac{\sqrt{(L/l_0)^2 - \sin^2 \lambda_0}}{\cos \phi_0}$$

Utilizando la ecuación (11) para eliminar $\frac{\cos \phi}{\cos \phi_0}$ y ordenando, llegamos a la relación

$$\frac{\sin \lambda}{\sin \lambda_0} = \frac{l_0}{L} \quad (13)$$

Este resultado confirma un resultado ya enunciado:

Quando $(\frac{L}{l_0}) \rightarrow \infty$, $\lambda \rightarrow 0$. Durante el deslizamiento simple el cristal rota de forma tal que el eje de tracción se aproxima a la dirección de deslizamiento. La figura(2.11) muestra un ejemplo en cristales de Fe. La proyección estereográfica pone de manifiesto la rotación de las direcciones de tracción hacia la dirección de deslizamiento simple [111].

Comentario final acerca de la rotación de un cristal:

La rotación es siempre una consecuencia de las condiciones de contorno impuestas al cristal. Por ejemplo: la máquina de ensayos mantiene constante la dirección de carga durante la tracción (referencial laboratorio) y esta condición origina la rotación del cristal. Si la geometría de carga es cambiada, la rotación también cambiará. Consideremos una tensión pura de corte aplicada al plano de deslizamiento paralelo a \bar{b} . El deslizamiento en este sistema no será acompañado de rotación ($\lambda_0=0^\circ$).

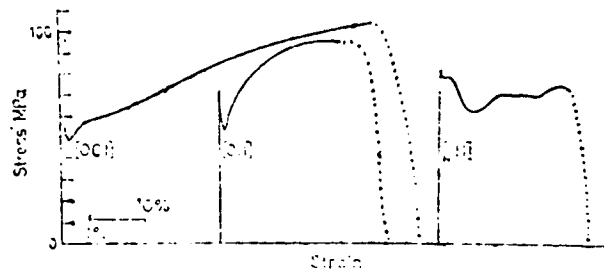


Fig. 2.9: Curvas tensión-deformación para monocristales de Nb (Datos Votava - 1964).

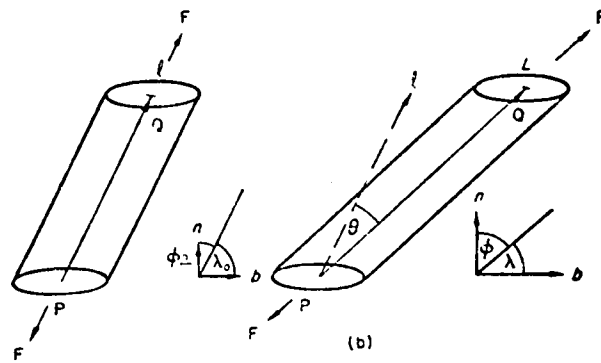


Fig. 2.10: Representación de la rotación de un cristal.

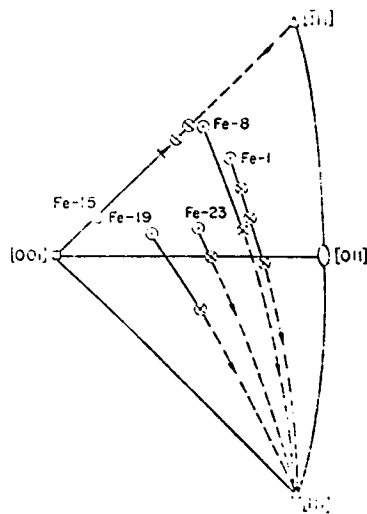


Fig. 2.11: Representación de la rotación de los ejes de tensión de monocristales de Fe en una proyección estereográfica (referencial cristal).

2.5. - Deslizamiento simple en compresión

En la fig. (2.12) se presenta el esquema típico de un ensayo de compresión. La fuerza compresiva \bar{F} aplicada sobre las caras-tapas de un cristal cilíndrico será siempre, por condiciones de contorno, perpendicular a dichas caras. Cuando el valor crítico de la tensión de corte resuelta es alcanzada para algún sistema de deslizamiento, este se producirá.

El sentido de la deformación por corte es opuesto al que se producirá en un ensayo de tracción en la misma dirección. Si queremos mantener valores de deformación por corte positivos, debemos cambiar el signo de los términos que contienen γ en las ecuaciones (6) y (7), quedando:

$$\bar{D} = \bar{d} - \gamma (\bar{d} \cdot \bar{n}) \bar{b} \quad (14)$$

$$\bar{M} = \bar{m} + \gamma (\bar{m} \cdot \bar{b}) \bar{n} \quad (15)$$

Veamos que ocurre con la rotación del cristal. Como las condiciones de contorno fijan las orientaciones de las tapas, fig. 2.13, al deformar el cristal se pasa de un cilindro recto a uno oblicuo, y el sistema de deslizamiento rotará respecto al sistema laboratorio. Si ϕ y λ son los ángulos entre la dirección de \bar{F} y \bar{n} y \bar{b} respectivamente, el vector \bar{a} , que define en el referencial cristal el área de una de las tapas antes de la deformación, se transforma en \bar{A} después de producirse el deslizamiento. Este vector, puede escribirse :

$$\bar{A} = \bar{a} + \gamma (\bar{a} \cdot \bar{b}) \bar{n}$$

y el eje de rotación será : $\bar{F} = \bar{A} \wedge \bar{a} = \gamma (\bar{a} \cdot \bar{b}) (\bar{n} \wedge \bar{a})$

Para pequeñas rotaciones $|\bar{F}| \approx |\bar{a}|^2 \theta$. Diferenciando la última ecuación resulta

$$\frac{d\theta}{d\gamma} = \cos \lambda_0 \operatorname{sen} \lambda_0$$

Siendo máxima la variación de θ respecto de γ para $\lambda_0 = 0$ y $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$, resultado diferente al obtenido en tracción.

En forma similar a lo calculado en tracción, se pueden relacionar los valores de γ , Z , λ y ϕ con \bar{L} , \bar{F} , λ_0 y ϕ_0 . Se obtienen las siguientes relaciones:

$$\gamma = \left[-\cos \phi_0 + \sqrt{\left\{ \left(\frac{l_0}{L} \right)^2 - \sin^2 \phi_0 \right\}} \right] / \cos \lambda_0 \quad (16)$$

$$\left(\frac{l_0}{L} \right) = \left(\frac{\cos \lambda_0}{\cos \lambda} \right) \quad (17)$$

$$\gamma = \frac{\cos \phi}{\cos \lambda} - \frac{\cos \phi_0}{\cos \lambda_0} \quad (18)$$

$$\cos \phi = \sqrt{1 - \left(L \sin \phi_0 / l_0 \right)^2} \quad (19)$$

La ecuación (16) muestra que si γ es positivo, los ángulos ϕ_0 y λ_0 deben ser uno agudo y el otro obtuso (o viceversa). Las ecuaciones (17) y (19) muestran que a medida que el ensayo de compresión progresa, la normal al plano de deslizamiento tiende a ubicarse paralela a la dirección de carga.

La tensión de corte resuelta es:

$$\tau = \left(\frac{F}{A_0} \right) \cos \phi_0 \cos \lambda \quad (20)$$

Si se tiene en cuenta que el plano de deslizamiento no es distorsionado por el deslizamiento. Verifíquese reemplazando \bar{n} por \bar{a} en la expresión de \bar{A} . Como λ crece cuando L disminuye, ecuación (17), tenemos que bajo una fuerza constante, la tensión de corte resuelta disminuirá con la deformación y consecuentemente no podremos tener ablandamiento geométrico. La ecuación (20) y la no aparición de ablandamiento geométrico son verificados por probetas cilíndricas para las cuales la relación entre la altura y el diámetro es ≥ 2 . En caso contrario, la ecuación (20) ya no se verifica y también podría producirse ablandamiento geométrico.

2.6. - Deslizamiento simultáneo en dos sistemas.

Cuando se somete un cristal a una sollicitación en tensión, encontramos que dentro de cada triángulo elemental existe un solo sistema de deslizamiento activable. La medida de la facilidad de activación está dada por el factor de Schmid, el que se puede representar a partir de curvas de nivel en la proyección estereográfica fig. 2.14. Las fig. 2.15

y 2.16 identifica los sistemas activos en función de la dirección de tracción para sistemas de deslizamientos del tipo $\{111\} \langle 110 \rangle$ y $\{110\} \langle 111 \rangle$ respectivamente.

Como consecuencia del ensayo mecánico, la proyección de la dirección de tracción ha de rotar. Cuando llegue a la línea que separa a dos triángulos elementales de la proyección estereográfica, existirán dos sistemas de deslizamiento en igualdad de condiciones de activación y se producirá entonces "deslizamiento doble". En este caso, el deslizamiento ocurre simultáneamente e igualitariamente en los dos sistemas.

Analizemos el deslizamiento doble en tracción. El vector cambio de longitud del cristal tiene componentes (ecuac. 6):

$$\Delta l_i = \Delta \gamma_p (b_i n_j l_j + b'_i n'_j l_j)$$

Donde \bar{b} , \bar{n} representan el 1er sistema de deslizamiento y \bar{b}' , \bar{n}' el segundo.

Como los dos sistemas están dispuestos simétricamente respecto de $\bar{l} \parallel \bar{F}$:

$$n_j l_j = n'_j l_j = |\bar{l}| \cos \phi$$

luego
$$\Delta l_i = |\bar{l}| \cos \phi \Delta \gamma_p (b_i + b'_i) \quad (21)$$

Luego, el cambio vectorial en longitud está orientado (en el diferencial cristal) según la dirección $\bar{b}'' = \bar{b} + \bar{b}'$.

Consecuentemente, el eje \bar{l} rotará hacia la dirección \bar{b}'' durante el deslizamiento doble.

Igualmente se puede demostrar que, en un ensayo de compresión, la dirección de carga rota hacia el vector $\bar{n}'' = \bar{n} + \bar{n}'$ (\bar{n} y \bar{n}' son las direcciones normales a los planos de deslizamiento actuantes).

Ejemplos en cristales cúbicos

Habíamos visto que el doble deslizamiento se producía cuando la dirección de aplicación de la fuerza coincidía con los bordes del triángulo fundamental en proyección estereográfica. Hemos elegido arbitrariamente el $[001] - [011] - [\bar{1}11]$.

En la Tabla (II.2) se resumen los resultados para cristales FCC (sistema de deslizamiento típico $\{111\} \langle 011 \rangle$ y para cristales BCC (sistemas $\{011\} \langle 1\bar{1}1 \rangle$) para ensayos de tracción y compresión.

Las fig. 2.17 (a) y (b) contribuyen a una mejor comprensión del análisis.

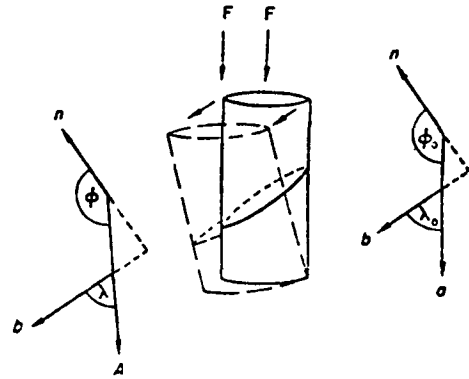
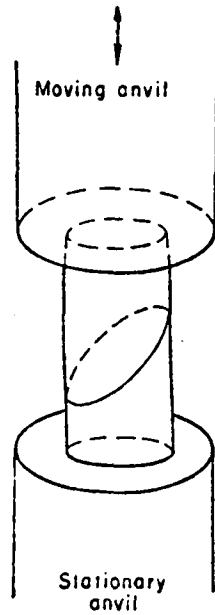


Fig. 2.12: Esquema de un ensayo de compresión.

Fig. 2.13: Cambio de área y orientación de las "tapas" de un cristal por deslizamiento simple en compresión.

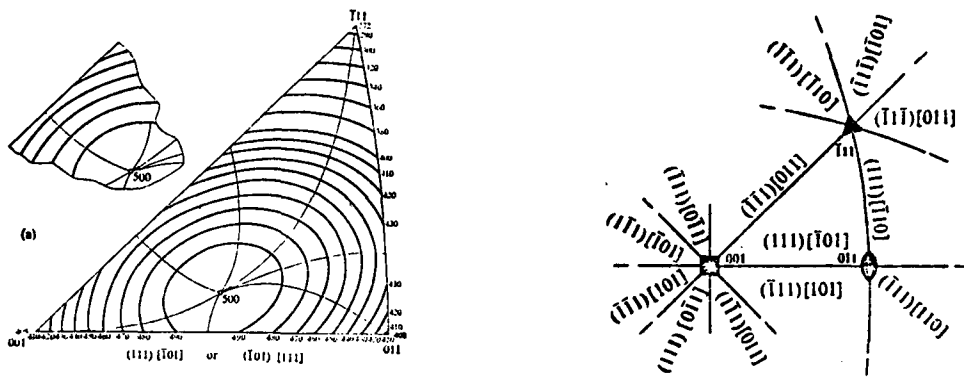


Fig. 2.14: Valores de $(\cos \phi \cos \lambda)$ representados en proyección estereográfica como una función de la dirección de tensión uniaxial para deslizamiento $(111) [\bar{1}01]$ o $(\bar{1}01) [111]$.

Fig. 2.15: Sistemas de deslizamientos $\{111\} \langle \bar{1}10 \rangle$ más probables en función de la dirección de tensión.

También se señala que pueden existir orientaciones inestables al deslizamiento doble, tendiendo el material a volver a estados de deslizamiento simple si se producen fluctuaciones de las tensiones actuantes.

2.7. - El maclado como mecanismo de deformación.

Las maclas cristalográficas constituyen otro posible mecanismo de deformación plástica. El maclado es particularmente importante a bajas temperaturas o a altas velocidades de deformación. Al igual que el deslizamiento, el maclado permite un cambio de forma del cristal con un cambio de volumen despreciable. A diferencia del deslizamiento, el maclado introduce una cantidad fija de deformación por corte, la cual es característica de la estructura cristalina del material. El corte reorienta una parte del cristal en relación a la zona no afectada al dar origen a la macla. Esta relación es crítica y puede ser descripta en dos formas: Maclas de tipo I y de tipo II.

En el tipo I, el maclado puede ser visualizado como una imagen especular de la matriz obtenida con hipotético espejo ubicado en un plano cristalográfico, comúnmente llamado el plano de composición o de maclado K_1 . Para el tipo II, el cristal maclado posee una orientación que se obtiene mediante una rotación de 180° alrededor de un eje característico η_1 . Para estructuras centro simétricas ambas descripciones coinciden, no así para cristales de baja simetría donde el tipo II es el pertinente.

Si bien existen maclas de recristalización, las cuales se producen durante dichos tratamientos térmicos, nosotros consideraremos en esta sección únicamente a las maclas de deformación.

- Geometría de la macla de deformación.

Si aceptamos que la macla de deformación puede formarse por deslizamiento por corte simple, la representación del proceso utilizando un cristal semi-esférico es muy útil. En la fig. (2.18) vemos que el hemisferio cambia de forma como consecuencia de estar sometido a un deslizamiento de corte uniforme e_{12} . En la figura, OX_1 es la dirección η_1 y OX_2 es perpendicular al plano K_1 . En otras palabras, cada plano K_1 ha sido desplazado en la dirección η_1 en una cantidad proporcional a su distancia a la base del hemisferio. Como la forma y tamaño de cada uno de éstos planos no es modificado por este proceso, K_1 es llamado el "primer plano no distorsionado". Similar

EJE TENSION ENTRE ORIENTAC.	SISTEMAS ACTIVOS	ENSAYO	EVOLUCION RESULTANTE	COMENTARIOS
[001] - [111] (FCC)	(111) [101] (111) [011]	Tr. Compr.	[112] [001]	
[001] - [011] (FCC)	(111) [101] (111) [101]	Tr. Compr.	[001] [011]	Orientación inestable.
[011] - [111]	(111) [101] (111) [110]	Tr. Compr.	[211] [111]	Asimilable a deslizamiento simple (111) 211 . El eje de tensión no llegará a la posición final pues los sistemas activos cambiarán al pasar por la punta del triángulo.
[001] - [111] (BCC)	(101) [111] (011) [111]	Tr. Compr.	[001] [112]	
[001] - [011] (BCC)	(101) [111] (101) [111]	Tr. Compr.	[011] [001]	
[011] [111] (BCC)	(101) [111] (110) [111]	Tr. Compr.	[111] [211]	Caso de deslizamiento cruzado. Se asimila a un deslizamiento simple (211) 111. Es inestable frente a fluctuaciones de tensiones. Rotación del eje tensión hacia orientación final cesa en punta triángulo.

T A B L A II

mente, podemos observar en la figura (2.19) que la línea OP no cambia su longitud al reorientarse a OP'. El plano definido por OP y el eje OX_3 (normal al plano del papel) es llamado el "segundo plano no-distorsionado" o K_2 . Después del maclado K_2 pasa a K_2' , determinado por la intersección de la semiesfera original y el elipsoide producido. La cantidad de corte resulta:

$$s = \frac{|\overline{PP'}|}{|\overline{OP}| \operatorname{sen} \theta} = \frac{2 OP \cos \theta}{OP \operatorname{sen} \theta} = 2 \operatorname{ctg} \theta \quad (22)$$

donde θ es el ángulo entre las normales a K_1 y K_2 . También es costumbre identificar la dirección η_2 , perteneciente al plano K_2 y normal al eje OX_3 .

Luego el maclado mecánico es completamente descrito por K_1, η_1, K_2 y η_2 , fig. (2.20). Estos "elementos de la macla" no son independientes entre ellos; conocidos K_1 y η_2 se puede determinar K_2 y η_1 o viceversa. La tabla (II.3) presenta los elementos de la macla para distintas estructuras cristalográficas.

El principal problema de asociar el maclado a un proceso de corte es que a diferencia del deslizamiento, no existe una tensión crítica resuelta de corte para el maclado. Ciertas modelizaciones del comportamiento mecánico de materiales requieren asociar una CRSS al maclado, lo cual si bien permite obtener resultados aceptables, no representa la realidad del proceso físico.

- Representación del maclado a escala atómica

Tratemos de comprender mejor la asociación del maclado a una deformación uniforme por corte. Analizemos que ocurre en un cristal f.c.c., cuando el plano K_1 , coincidente con el $\{111\}$ es alterado por la formación de maclas.

Un plano f.c.c. se puede considerar como un apilamiento de planos $\{111\}$, con los átomos de una capa desplazados de los átomos de la capa siguiente en una distancia: $\frac{a}{6} [11\bar{2}] + \frac{a}{3} [111]$.

El primer término corresponde al desplazamiento, paralelo al plano (111), entre átomos de capas vecinas, mientras que el segundo término corresponde al espaciado interplanar, fig (2.20). La secuencia de apilamiento será ABCABCABC. Un desplazamiento $\frac{a}{b} [11\bar{2}]$ convertirá la capa A en B, B en C y C en A.

Supongamos que la fig. 2.21 representa la secuencia de apilamiento de 11 capas $\{111\}$ en un cristal f.c.c. Vamos a generar una macla entre las capas 6 y 11 dándole una deformación por corte uniforme a cada capa, $\frac{a}{6} [11\bar{2}]$,

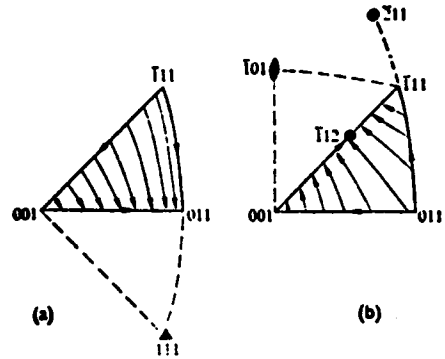
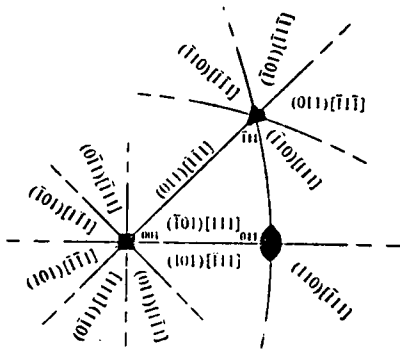


Fig. 2.16: Sistemas de deslizamiento $\{110\}\langle\bar{1}11\rangle$ más probables en función de la dirección de tensión.

Fig. 2.17: Representación estereográfica de los cambios de orientación de los ejes longitudinales de cristales cúbicos deformados: (a) en el sistema $(111) [\bar{1}01]$ en compresión o en el $(\bar{1}01) [111]$ en tracción; (b) en $(\bar{1}01) [111]$ en compresión o en el $(111) [\bar{1}01]$ en tracción.

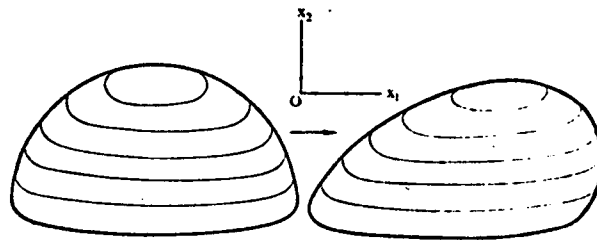


Fig. 2.18: Cambio de forma de una semiesfera debido a la deformación por maclado.

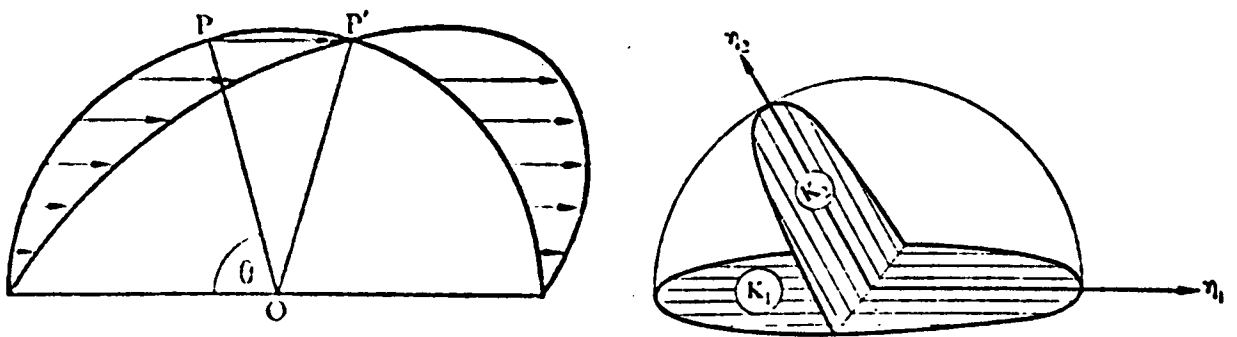


Fig. 2.19: Esquema mostrando la transformación de una esfera en un elipsoide como consecuencia del maclado.

Fig. 2.20: Diagrama mostrando los parámetros que describen una macla.

por ejemplo.

La capa 7 pasará de $C \rightarrow A$, la 8 $A \rightarrow B \rightarrow C$. El resultado final nos muestra las capas 7,8,9 10 y 11 como imágenes especulares a través del plano 6, de las capas 5,4,3,2 y 1 respectivamente. Como la distancia entre planos es $a/\sqrt{3}$, la magnitud de la deformación por corte entre las capas $\{111\}$ resulta $(\frac{a}{\sqrt{6}})/(\frac{a}{\sqrt{6}}) = \frac{1}{\sqrt{2}}$.

- Elección de sistemas y unidireccionalidad del maclado.

Una pregunta que todavía no nos hemos hecho es la siguiente: cuales son los motivos por los que la naturaleza elige los sistemas de maclas presentados en la tabla (II.3) ¿Por qué no elige otros sistemas?. La respuesta está en las experiencias de Jawson y Dove, quienes observaron que los sistemas actuantes en las diversas estructuras cristalinas tienen un elemento común: "ellos poseen el mínimo valor de S frente a todos los otros posibles sistemas que pueden reacomodar una red".

La hipótesis de S mínimo nos permite comprender la unidireccionalidad del corte asociado al maclado. Examinando la figura (2.20), observamos que un desplazamiento $\frac{a}{3} [\bar{1}\bar{1}2]$ podría transformar la capa $C \rightarrow A$ y obtener la misma configuración de maclado de la fig.(2.21). El desplazamiento es anti paralelo al aplicado anteriormente ($\frac{a}{6} [11\bar{2}]$) pero su módulo es el doble. Luego, por el principio de Jawson and Dove no se verifica y el maclado en este sentido es excluído.

"El maclado asimilado a un proceso de corte tiene magnitud y sentido determinado".

Analícemos las condiciones por las cuales una macla puede actuar en tracción o en compresión. Consideremos la semiesfera de la fig. (2.22). En tracción, los radios situados en el cuadrante $\eta_1 ON$ sufren una extensión. Consecuentemente, se debe realizar trabajo sobre el cristal si se lo quiere deformar. El caso contrario se presenta en compresión, donde el cristal debería realizar trabajo, lo que contraría el primer principio de la termodinámica. Luego, el maclado por tensión es permitido en la región $\eta_1 ON$, el maclado por compresión es prohibido.

En la región $K_1 OK_2$ se obtiene el resultado inverso, o sea, en esa zona el maclado por compresión es permitido.

Finalmente, en la región $K_2 ON$ el maclado nunca debería producirse, pues los radios sufren estiramientos y acortamientos y la tensión aplicada contribuye a una parte del proceso; ella no genera el corte.

Como solamente una fracción del cristal f_v sufrirá una deformación por maclado, siendo S la magnitud del corte, podemos pensar que "todo el cristal"

Crystal structure	K_1	K_2	η_1	η_2	s
Face-centred cubic	(111)	(111)	[112]	[112]	$1/\sqrt{2}$
Body-centred cubic	(112)	(112)	[111]	[111]	$1/\sqrt{2}$
Hexagonal close packed	(1012)	(1012)	[1011]	[1011]	$\{(c/a)^2 - 3\}/(c/a)\sqrt{3}$
	(1121)	(0001)	[1126]	[1120]	
	(1122)	(1124)	[1123]	[2243]	
Alpha uranium (orthorhombic)	(130)	(110)	[310]	[110]	0.299
	(172)	(112)	[312]	[372]	0.228
Face-centred tetragonal	(101)	(101)	[101]	[101]	$(c/a - a/c)^2$

Tabla II.3

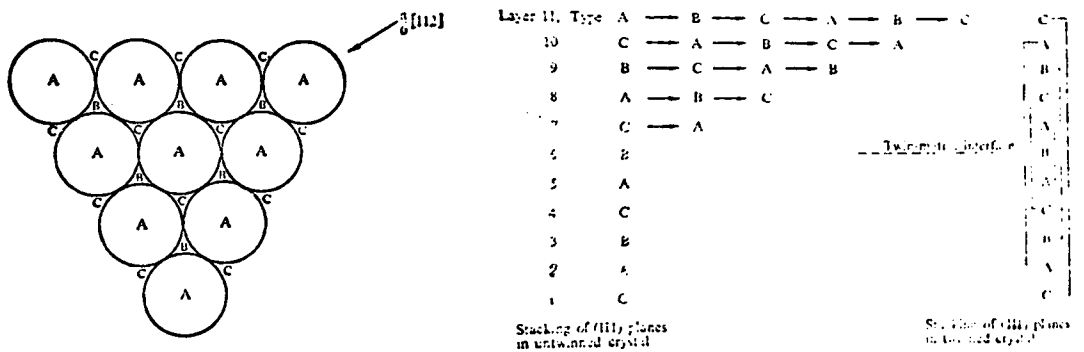


Fig. 2.21: Representación del maclado a escala atómica: (a) Diagrama de posiciones atómicas en el plano (111) de un cristal c.c.c.; (b) secuencia de apilamiento de planos (111).

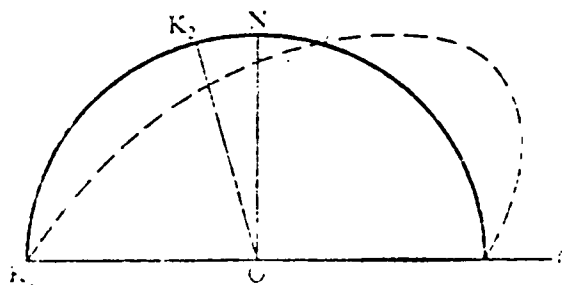


Fig.2.22: Representación de los elementos de la macla K_1 , K_2 y η_1 .

ha sufrido una deformación (fv. S), que ahora está distribuída homogéneamente. Luego, la región K_2ON tiende a desaparecer en la medida que el tamaño de las maclas tiende a cero. Para maclas finas, podemos decir que ellas se han de formar cuando una tensión uniaxial compresiva sea aplicada en la región K_1ON o una tracción según NO_1 .

A partir de estos resultados, podemos construir proyecciones estereográficas las que nos indicarán para una dada dirección y sentido de carga, cuales serán los sistemas de maclado activos. La fig. (2.23) nos muestra los 12 posibles sistemas de maclas $\{112\}\langle 111\rangle$ para un cristal b.c.c. (numerados de 1 a 12).

La numeración también se utiliza para describir los 12 sistemas $\{111\}\langle 112\rangle$ que describen las maclas en un cristal f.c.c.

Para cada sistema de maclado, los círculos máximos de la proyección estereográfica asociados al plano de composición K_1 y a la dirección de corte η_1 definen los cuadrantes K_1ON y NO_1 . No es necesario realizar estos dibujos sobre una proyección estereográfica, el análisis puede realizarse en uno de los triángulos elementales, dada la equivalencia de las tres direcciones $\langle 100\rangle$. Con la ayuda de la fig. (2.24) y de la siguiente tabla se pueden especificar los sistemas activos en cristales f.c.c. y b.c.c.

b.c.c. en tracción	$\left. \begin{array}{l} 2, 7, 8 \\ 6, 9 \\ 1 \\ 10 \\ 12 \\ 11 \end{array} \right\}$	operan cuando la orientación está comprendida entre	$\left. \begin{array}{l} ABC \\ BCF \\ ACF \\ BCD \\ BDEC \\ BEC \end{array} \right\}$			
f.c.c. en compresión						
b.c.c. en compresión				$\left. \begin{array}{l} 3, 4, 5 \\ 1 \\ 11 \\ 6, 9 \\ 10 \\ 12 \end{array} \right\}$	operan para orientaciones comprendidas entre	$\left. \begin{array}{l} ABC \\ BCF \\ BEA \\ ACF \\ ADC \\ ADE \end{array} \right\}$
f.c.c. en tracción						

En materiales hexagonales, este tipo de diagramas se refiere a materiales con una relación (c/a) dada.

Ya hemos dicho que la cantidad de deformación introducida por maclado es una cantidad fija. Lo que ha de variar será la fracción de volumen maclada.

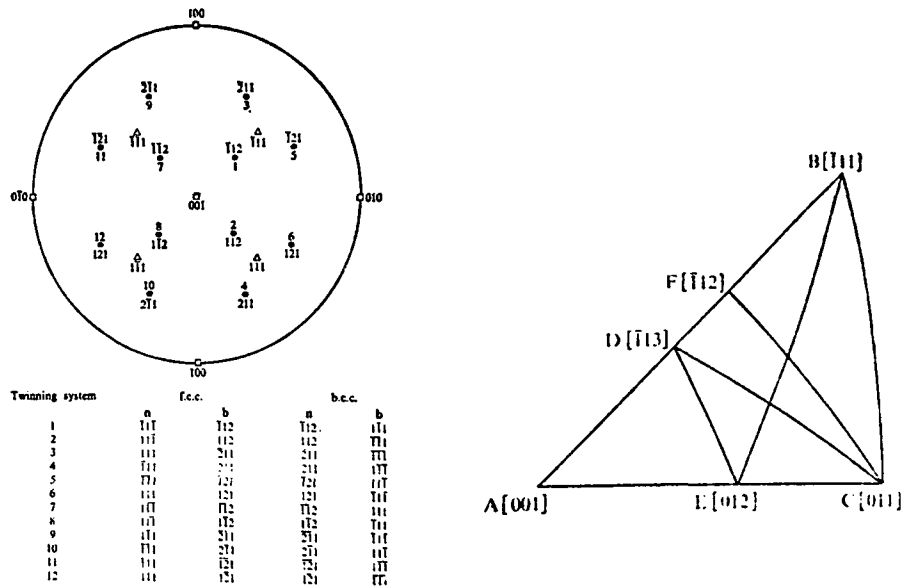


Fig. 2.23: Identificación convencional de sistemas de maclado en cristales c.c.c. y c.c.

Fig. 2.24: Sistemas de maclado operativos en cristales c.c.c. y c.c. en función de la dirección y sentido de la tensión aplicada.

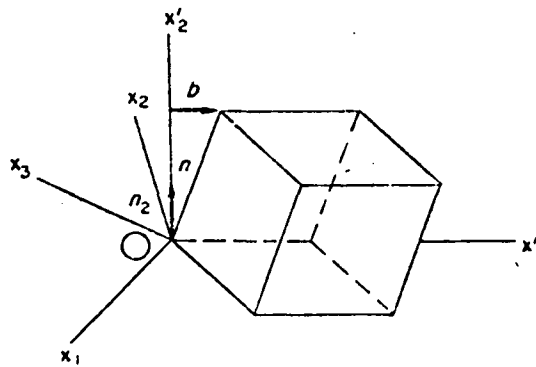


Fig. 2.25: Ubicación de los vectores \bar{n} y \bar{b} respecto del sistema Ox_i .

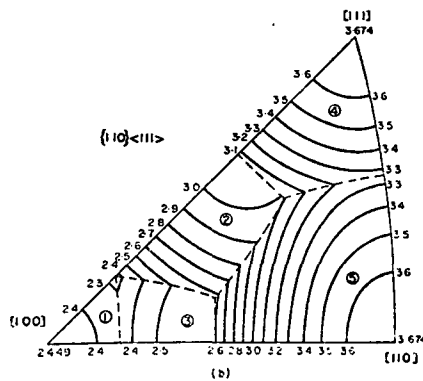


Fig. 2.26: Representación estereográfica del factor de Taylor M para deformaciones en los sistemas 110-111 (Datos Chin y Mammel-1967).

Reemplazando en la ecuación (8) γ por S , el cambio de longitud de un cristal completamente maclado podrá escribirse

$$1 + \epsilon = \sqrt{1 + S^2 \cos^2 \phi_0 + 2S \cos \phi_0 \cos \lambda_0} \quad \text{en tracción}$$

o bien

$$1 + \epsilon = \sqrt{1 + S^2 \cos^2 \lambda_0 + 2S \cos \phi_0 \cos \lambda_0} \quad \text{en compresión}$$

ϵ es máxima para:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} 2\phi_0 &= 2/S \\ \lambda_0 &= \pi/2 - \phi_0 \end{aligned} \right\} \quad \text{en tracción}$$

si $S = \frac{1}{\sqrt{2}} \rightarrow \epsilon = \sqrt{2} - 1$ para $\phi_0 = 35,3^\circ$ y $\lambda_0 = 54,7^\circ$,

y también lo será para

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} 2\lambda_0 &= 2/S \\ \phi_0 &= \pi/2 - \lambda_0 \end{aligned} \right\} \quad \text{en compresión}$$

Si solamente una fracción del cristal ha maclado, la deformación del cristal será la de un cristal completamente maclado con un corte de (fv. S).

2.2. - Deslizamiento múltiple

Para ciertas direcciones de carga uniaxial, un cristal con una multiplicidad de sistemas de deslizamientos potenciales puede estar en condiciones de producir deslizamiento en tres o más sistemas. Los triángulos fundamentales de las figs. (2.15) y (2.16) ponen de manifiesto que los vértices de los triángulos corresponden a posiciones de deslizamiento múltiple en estructuras f.c.c. y b.c.c.: cargando según el vértice $[001]$, ocho sistemas de deslizamiento podrían ser activados, seis sistemas en el $[111]$ y cuatro en el $[011]$.

Como la activación de sistemas de deformación por deslizamiento depende

de la orientación del cristal, es evidente que la deformación plástica es altamente anisotrópica. Además, en un material policristalino, las deformaciones deberán ser compatibles con la deformación que sufre su entorno. Teniendo en cuenta la anisotropía de la deformación de los granos, podemos llegar a encontrarnos con que los cambios de forma que sufre un grano no es el mismo que el del contorno, generando tensiones internas en el cristal, lo cual hace que muchas veces sea difícil describir correctamente la deformación plástica que sufre un material. Evidentemente, más complejo será si pensamos que varios sistemas actúan simultáneamente. Tratemos de analizar el problema partiendo de un caso simple: la deformación de un monocristal.

- Calculemos la contribución a la deformación de un sistema de deslizamiento simple.

En la Fig. (2.25) se representa un proceso de deformación por desplazamiento simple en el sistema (\bar{n}, \bar{b}) siendo γ el valor del deslizamiento. El gradiente de desplazamiento en el referencial cristal (x'_1, x'_2, x'_3) se escribe

$$e'_{ij} = \frac{\partial u'_i}{\partial x'_j} = \begin{pmatrix} 0 & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

La relación entre las coordenadas del referencial cristal y un referencial asociado a los ejes principales de la muestra resulta

	Ox_1	Ox_2	Ox_3
Ox'_1	b_1	b_2	b_3
Ox'_2	n_1	n_2	n_3

En el referencial muestra los gradientes de desplazamientos se escribirán

$$e_{ij} = a_{ki} a_{lj} e'_{kl} = a_{1i} a_{2j} \gamma$$

o bien

$$e_{ij} = \gamma \begin{pmatrix} b_1 n_1 & b_1 n_2 & b_1 n_3 \\ b_2 n_1 & b_2 n_2 & b_2 n_3 \\ b_3 n_1 & b_3 n_2 & b_3 n_3 \end{pmatrix}$$

Utilizando la definición de deformación

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} (e_{ij} + e_{ji})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_{11} = b_1 n_1 \gamma = \epsilon_1 \\ \epsilon_{22} = b_2 n_2 \gamma = \epsilon_2 \\ \epsilon_{33} = b_3 n_3 \gamma = \epsilon_3 \\ \epsilon_{23} = \frac{1}{2} (b_2 n_3 + b_3 n_2) \gamma = \epsilon_4 \\ \epsilon_{13} = \frac{1}{2} (b_1 n_3 + b_3 n_1) \gamma = \epsilon_5 \\ \epsilon_{12} = \frac{1}{2} (b_1 n_2 + b_2 n_1) \gamma = \epsilon_6 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(notación matricial)} \\ \\ \\ \\ \text{(23)} \end{array}$$

con $\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 = 0$ por conservación de volumen.

Como esta deformación es producida por deslizamiento simple, ella depende linealmente de la deformación por corte γ . También se puede observar que la deformación es simétrica en \bar{b} y \bar{n} . O sea: la deformación producida por el sistema \bar{b} y \bar{n} es la misma que la que se produciría por deslizamiento en el plano \bar{b} en la dirección \bar{n} .

- Sistemas de deslizamiento independientes

Las relaciones (23) pueden escribirse para un corte γ^k sobre el sistema K de deslizamiento:

$$m_{ij}^k = \frac{\epsilon_{ij}}{\gamma^k} \quad (24)$$

con $m_{ij}^k = \frac{1}{2} (b_i^k n_j^k + b_j^k n_i^k)$

Si tenemos varios sistemas independientes activos, la deformación total será la suma de las contribuciones de los diferentes sistemas $\delta\gamma^k$ (no necesariamente iguales para cada K):

$$\epsilon_{ij} = \sum_K m_{ij}^k \delta\gamma^k \quad (25)$$

Como $\sum_i \epsilon_{ii} = 0$ por conservación del volumen, el número máximo de componentes ϵ_{ij} independientes será cinco. Luego, el número máximo de sistemas de deslizamiento independientes será también cinco. Las condiciones de contorno contribuyen muchas veces a disminuir el grado de variables independientes.

Invirtiendo la matriz 5 x 5 de los coeficientes m_{ij}^k , que llamaremos $[m]$, se pueden obtener los desplazamientos γ_k a partir de los valores ϵ_{ij}

$$[\gamma] = [m^{-1}] \cdot [\epsilon] \quad (26)$$

con

$$\gamma_k, k=1,5 \text{ y } \epsilon_j, j=2,6 \quad \text{por conservación de volumen}$$

En la Tabla II.1 se han presentado las familias de sistemas de deslizamiento que pueden observarse en diferentes estructuras cristalinas. También puede observarse el n° máximo de sistemas independientes (N) asociados a un sistema de deslizamiento y el número de formas posibles de elegir N.

Podemos observar que los cristales f.c.c. y b.c.c. tienen cinco sistemas de deslizamiento independientes, luego, la geometría de la deformación no impone limitaciones a la ductilidad del material.

En otros casos, como los materiales hcp, es necesario combinar la acción de 2 ó más sistemas de deslizamiento para obtener cinco sistemas independientes. Los sistemas de deslizamiento más comunes en cristales h.c.p. son el basal, el prismático o el piramidal de tipo I ($\bar{b} = 11\bar{2}0$). Pero estos sistemas son incapaces de acomodar una deformación según el eje \bar{c} del cristal. Luego un modo de deformación adicional es requerido, el cual debe tener una dirección de corte oblicua al plano basal. En la práctica, esto es provisto por un sistema piramidal del tipo II ($\bar{b} = [11\bar{2}1]$) o por maclado.

- Selección de sistemas activos - Principio de Taylor

En la Tabla II.1 hemos visto que en ciertas estructuras existen numerosas posibilidades para elegir los cinco sistemas independientes (384 en cristales f.c.c. y b.c.c.). Esto nos lleva a formularnos la siguiente pregunta: ¿Cuál es la combinación de sistemas activos que nos permite acomodar una dada deformación?. La respuesta puede obtenerse utilizando el Principio de Taylor.

Taylor (1938) postula que "la combinación de sistemas activos que nos permite acomodar una deformación dada es aquella para la cual el trabajo de deformación es mínimo".

La hipótesis principal de Taylor es: "un sistema de deslizamiento se activa cuando $\tau = \tau_c$ ". También se acepta que la sensibilidad a la velocidad de deformación es la misma en todos los sistemas de deslizamiento y se niegan los efectos de endurecimiento. Bajo estas hipótesis, el traba-

jo de deformación se puede escribir:

$$\delta W = \tau_c \cdot \sum_{k=1,5} \delta \gamma_k \quad (27)$$

Taylor pide que la combinación de deformaciones por corte $[\gamma]$ minimize la ecuación (27) y sea compatible con el estado de deformaciones $[\epsilon]$ impuesto al cristal.

La metodología de trabajo es la siguiente: Para una dada deformación, la ecuación (26) proveerá los valores γ_k para las posibles combinaciones de sistemas de deslizamientos que pueden describir dicha deformación. En los cristales f.c.c. y b.c.c. se deberán estudiar 384 casos.

Conocidos los conjuntos de valores γ_k se resuelve la ecuación (27) para cada conjunto y se elige el que la minimiza. Si hay más de un conjunto de valores γ_k que minimiza la ecuación (27) las combinaciones de sistemas de deslizamiento son equiprobables y aparecen ambigüedades en la predicción de sistemas activos.

Como el trabajo de deformación puede escribirse $\tau_{ij} \delta \epsilon_{ij}$, y como este trabajo debe ser igual al realizado sobre los sistemas de deslizamiento, la ecuación (27) toma la forma.

$$\delta W = \tau_{ij} \delta \epsilon_{ij} = \tau_c \cdot \sum_k \delta \gamma_k \quad (28)$$

A partir de esta expresión podemos definir el Factor de Taylor de un monocristal

$$M = \frac{\tau_{ij}}{\tau_c} = \frac{\sum_k \delta \gamma_k}{\delta \epsilon_{ij}} = \frac{\delta W}{\tau_c \delta \epsilon_{ij}} \quad (29)$$

El parámetro M tiene para deslizamiento múltiple el mismo rol que m (inversa del factor de Schmid) para el deslizamiento simple. El factor de Taylor es una medida de la resistencia del cristal al deslizamiento múltiple (relaciona la tensión aplicada con la crítica resuelta de corte) y, evidentemente, dependerá de la orientación del cristal. Para tracción simple, este se suele representar por líneas de nivel dentro del triángulo

lo estereográfico fundamental, fig. (2.26)

- Estado de tensiones en deslizamiento múltiple.

Para un sistema K, hemos visto que la tensión resuelta de corte puede relacionarse con el tensor de tensiones σ_{ij} mediante la ecuación:

$$\tau^k = b_i^k \sigma_{ij} n_j^k$$

Si se tiene en cuenta que las tensiones hidrostáticas no contribuyen a la deformación plástica, el número de componentes del tensor de tensiones se puede reducir a cinco. Esto puede realizarse definiendo

$$\begin{aligned}
A &= \sigma_{22} - \sigma_{33} \\
B &= \sigma_{33} - \sigma_{11} \\
C &= \sigma_{11} - \sigma_{22} \\
F &= \sigma_{23} \quad G = \sigma_{13} \\
H &= \sigma_{12}
\end{aligned}
\tag{30}$$

verificándose que $A + B + C = 0$

Luego, se puede obtener una relación matricial

$$[\tau] = [m^T] [\sigma] \tag{31}$$

donde $[m^T]$ es la matriz transpuesta de $[m]$ y

$$\sigma = \begin{bmatrix} -C \\ B \\ F \\ G \\ H \end{bmatrix}$$

- El principio de trabajo máximo

Este principio fue propuesto por Bishop y Hill (1951) y se puede enunciar de la forma siguiente: "Para un dado estado de deformación de un monocristal, el tensor de tensiones asociado al mismo es aquel que está asociado al máximo trabajo de deformación,"

El trabajo de deformación puede escribirse las discusiones de las discusiones anteriores:

$$\begin{aligned}
\delta W &= -B \delta \epsilon_{11} + A \delta \epsilon_{22} + 2F \delta \epsilon_{23} + 2G \delta \epsilon_{13} + \\
&+ 2H \delta \epsilon_{12}
\end{aligned}
\tag{32}$$

Los valores de A, B, F, G y H pueden ser calculados para las distintas familias de sistemas de deslizamiento según la ecuación (31) poniendo

$\tau^k = \tau_c$. Se puede demostrar que los 384 casos a estudiar utilizando Taylor se reducen a 28 casos si se utiliza la ecuación (32) y el criterio de trabajo máximo, lo que disminuye el tiempo de cálculo.

Es importante señalar que el principio de Taylor y el de Bishop y Hill dan los mismos resultados. En un caso minimizamos respecto de las deformaciones y en otro maximizamos respecto de las tensiones, o sea, estamos trabajando alrededor de un punto de ensilladura.

2.9. - Deformación de un policristal.

La descripción de la deformación de un policristal requiere del conocimiento de:

- 1) El comportamiento mecánico de cada grano (asimilable a un monocristal),
- 2) La interacción entre granos,
- 3) La distribución de las orientaciones de los granos.

Respecto de 1) sabemos que utilizando Taylor o Bishop y Hill podríamos describir el comportamiento mecánico de los granos. Describir cuantitativamente la interacción entre granos es imposible por el momento. Debemos contentarnos con alguna aproximación más o menos aceptable. Tomaremos (existen otras) la de Taylor: "Cada grano deforma como el material". La misma preserva la continuidad en deformaciones pero no la conserva para las tensiones. La distribución de granos en el material nos puede indicar que:

- a) O bien ella es uniforme, material isótropo,
- b) O existen orientaciones preferenciales o "textura, en cuyo caso la fracción de volumen del cristal $\frac{\Delta V(g)}{V_0}$ asociada a una orientación g, variará al cambiar dicha orientación.

El factor de Taylor del material policristalino vendrá dado por la siguiente expresión:

$$\bar{M} = \frac{1}{V_0} \int_g M(g) \cdot \Delta V(g) \quad (33)$$

El valor promedio del coeficiente de Taylor nos dará una idea de la re

sistencia de un policristal a una dada deformación plástica. Este resultado es una extensión de la ecuación (29). Importante: el valor \bar{M} es función de la deformación impuesta, luego lo inscribiremos como $M(\epsilon_{ij})$. Para el caso de un ensayo de tracción simple, llamando E_{11} , E_{22} y E_{33} a las deformaciones macroscópicas principales ($E_{ij} = 0$ para $i \neq j$) y definiendo al coeficiente de anisotropía (o coeficiente de Lankford R como

$$R = \frac{dE_{22}}{dE_{33}} \quad (34)$$

y no olvidando la conservación de volumen, la ecuación (33) se escribe

$$\bar{M}(R) = \frac{\int W(R)}{\tau_c dE_{11}} \quad (35)$$

Si el material es isótropo, $R=1$. Para una estructura f.c.c. resulta $\bar{M}(R=1)=3.06$. Si el material no es isotrópico, Backafen (1962) determinó una relación entre el coeficiente de anisotropía y el factor de Taylor: "El coeficiente de anisotropía de un material traccionado en una dirección dada es aquel que minimiza el Factor de Taylor del Policristal". Este resultado dependerá de la textura del material.

La dependencia del coeficiente de Lankford con la textura del material se pone en evidencia al estudiar la variación de dicho coeficiente en el plano de una chapa. Por ejemplo, consideremos el caso del Al 5052.

Si tomamos una chapa a la salida del tren de laminación, en primera aproximación podemos decir que sus granos poseen una textura $\{123\}\langle 111 \rangle$, o sea, los planos de la familia $\{123\}$ tienen su normal coincidente (o cercana) a la normal del plano de la chapa y la dirección $\langle 111 \rangle$ coincide (o es próxima) a la dirección de laminado. Si sometemos al material a un tratamiento de recristalización de 1h a 350° C, la orientación de los granos cambiará y en primera aproximación la textura será del tipo $\{100\}\langle 010 \rangle$ o textura cúbica. Si medimos el valor del coeficiente de Lankford a partir de ensayos de tracción en diferentes direcciones de ambas chapas, obtendremos comportamientos muy diferentes en cada una de ellas, como se puede observar en la fig.(2.27).

Como el cambio más importante entre las dos chapas radica en la textura, podemos ver entonces como la anisotropía mecánica será alterada por la distribución de las orientaciones de los granos. Esta anisotropía se si

que poniendo de manifiesto en procesos donde los estados de tensiones y deformaciones son más complejos; por ejemplo: un ensayo de un embutido profundo. Aquí la anisotropía plástica se pondrá en evidencia por la formación de orejas en el material embutido. En el caso de la chapa de Al5052 laminada, el orejeado presentará su máxima altura a ángulos $\alpha = n \frac{\pi}{4}$ con n impar respecto de la dirección de laminado, mientras que la mínima altura se producirá para $\alpha = n \frac{\pi}{4}$ con n par. Para la chapa recristalizada el resultado es el inverso.

La figura (2.28) muestra otro interesante resultado sobre la anisotropía plástica de metales, en este caso el Titanio, o sea una estructura cristalina hcp. Se muestran los resultados experimentales del coeficiente de Lankford en el plano de una chapa de Zircaloy y los obtenidos de una modelización teórica utilizando Taylor, teniendo en cuenta que:

- La deformación en cada grano es acomodada por cinco sistemas prismáticos, dos sistemas basales (Tabla II.1) y un sistema de maclado. Las maclas pueden ser del tipo $\{10\bar{1}2\} \langle \bar{1}011 \rangle$ cuando el material es solicitado en tracción y $\{112\bar{2}\} \langle 11\bar{2}3 \rangle$ para compresión.
- Una descripción cuantitativa de la distribución de orientaciones de granos a fin de resolver la ecuación (33).

Debe también remarcarse que la anisotropía cristalográfica del material también producirá variaciones de los módulos elásticos en el plano de una chapa.

2.10. Conclusiones.

A lo largo del presente capítulo hemos adquirido una serie de conocimientos sobre el proceso de deformación plástica observando el material a la "escala del microscopio óptico": sabemos caracterizar el o los posibles sistemas de deslizamiento y las condiciones para que se inicie. Hemos relacionado los observables macroscópicos de un ensayo de tracción y de compresión: fuerza y desplazamiento, con las tensiones y deformaciones resueltas respectivamente y también conocemos como han de rotar planos y direcciones cristalográficas durante esos ensayos. Profundizamos conocimientos sobre deslizamiento sobre dos o más sistemas y también sobre el maclado como mecanismo de deformación.

Con todos estos elementos nos hemos acercado a una modelización simple del comportamiento de los metales, como lo es el modelo de Taylor, el cual

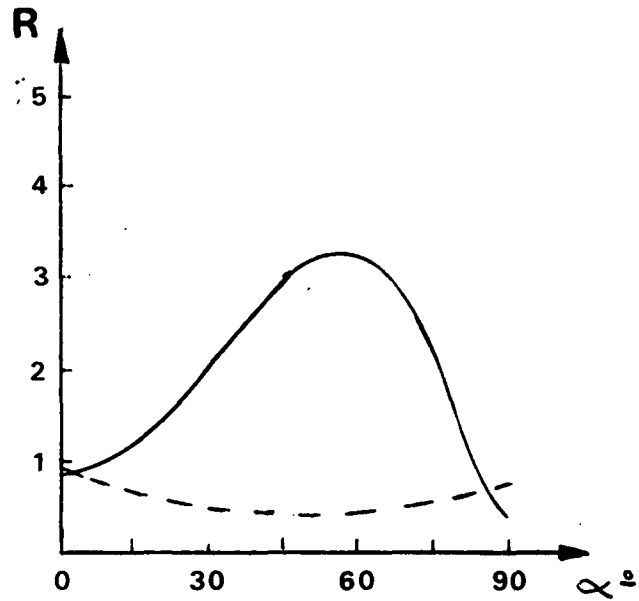


Fig. 2.27: Variación del coeficiente de anisotropía R (α) en el plano de una chapa de Al : (—) material laminado en frío ($\approx 85\%$); (----) recocido posterior de 1h a 350°C, (Datos Pochettino - 1981).

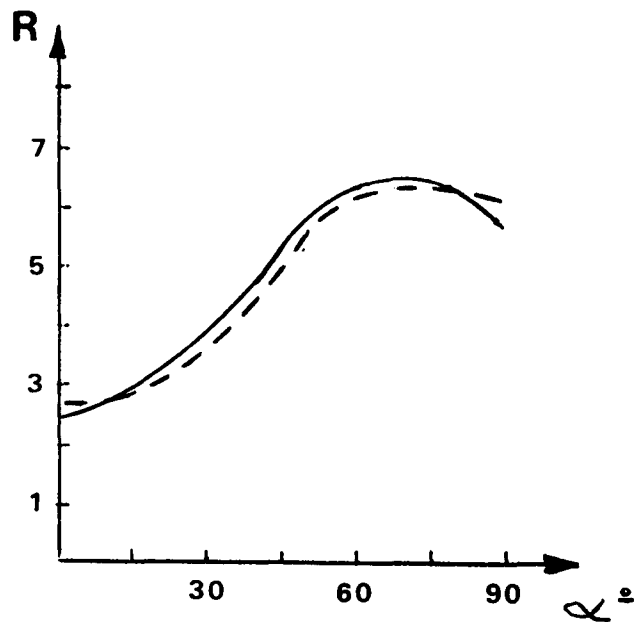


Fig. 2.28: Variación de la anisotropía plástica en chapas de Ti: (—) resultados experimentales; (---) cálculos utilizando Modelo de Taylor, (Datos Pochettino, Derwin y Penelle; 1984).

nos permite explicar la anisotropía plástica de numerosos materiales.

Sin embargo, por el momento no somos capaces de explicar el endurecimiento en las curvas tensión-deformación. Tampoco somos capaces de explicar anomalías en dichas curvas, ni la dependencia con la temperatura o con la velocidad de deformación. Luego, es evidente que la comprensión de estos fenómenos requiere otra aproximación al problema, un análisis del comportamiento plástico a nivel de las dislocaciones y de los defectos que el material presenta, una visión a la escala del "microscopio electrónico". Esto será lo que haremos en los próximos capítulos.

3er. CAPITULO - LA CURVA TENSION-DEFORMACION

Uno de los objetivos del presente capítulo es intentar comprender las curvas tensión de corte resuelta versus deformación de corte resuelta (τ - γ) en metales. Recordemos que en el capítulo anterior habíamos aprendido la "geometría de la deformación", las relaciones existentes entre dicha geometría, la carga actuante en un ensayo uniaxial y la tensión de corte resuelta y las que existen entre geometría, desplazamiento y deformación de corte resuelta. Luego, a partir de un ensayo uniaxial sobre un monocristal, podemos obtener la curva τ - γ . Intentaremos ahora relacionar esas dos magnitudes.

El principal mecanismo para la producción de deformación plástica es el movimiento de dislocaciones. Como existen numerosos caminos por los cuales las dislocaciones pueden contribuir a la deformación plástica, la comprensión de este fenómeno es compleja. Dos metales pueden diferir en su comportamiento plástico si sus estructuras cristalinas no son las mismas. Además, la deformación plástica es sensible a una serie de variables como la temperatura, velocidad de deformación, textura, la historia anterior de la muestra, tamaño, contenido de impurezas y, en el caso de monocristales, de la orientación del mismo.

En este Capítulo haremos una hipótesis muy importante: Las deformaciones plásticas no dependen fuertemente de la temperatura", lo que significa que trabajaremos en un rango de temperaturas (T) tal que $T < T_f/2$ ($^{\circ}K$), donde T_f es la temperatura de fusión del metal.

Actualmente, podemos comprender cuantitativamente casi todos los fenómenos asociados a la deformación plástica. Como las dislocaciones "son muy versátiles en su comportamiento", pueden existir varias teorías para explicar semi o cuantitativamente un fenómeno. Luego, nos encontramos ante un "capítulo abierto", en el cual analizaremos las principales teorías que tratan de explicar los fenómenos que ocurren durante la deformación plástica.

Un comentario final antes de comenzar a analizar las curvas τ - γ . El comportamiento de un material policristalino deformado plásticamente, descrito por su curva tensión-deformación, es importante por su aplicación práctica. Sin embargo, la información fundamental para la comprensión del fenómeno de deformación plástica está contenida en la curva τ - γ de monocristales. Estos datos experimentales no están sujetos a la pérdida de información asociada al hecho de promediar el comportamiento de monocristales, pa

ra describir la deformación de los policristales. También se elimina las complicaciones que aparecen como consecuencia de la deformación no uniforme de los granos que forman el policristal.

III.1 - La curva τ - γ en materiales f.c.c.

La figura (3.1) representa esquemáticamente la curva τ - γ que presentan los materiales f.c.c., suponiendo que inicialmente se activa un sólo sistema de deslizamiento.

En la zona de deformación plástica podemos distinguir tres etapas:

- La primer etapa o "región de deslizamiento fácil", con una pendiente de un valor aproximado a $10^{-4}\mu$, donde μ es el módulo de corte del material. Esta etapa puede extenderse hasta deformaciones comprendidas entre 5 - 20% de deformación plástica, dependiendo del material y orientación del monocristal.

- La etapa II es una región donde prevalece el endurecimiento. Allí la pendiente a la curva es 30 veces mayor que en la etapa I. La relación τ - γ en esta etapa es cercana a la lineal.

- La etapa III presenta una relación τ - γ parabólica, disminuyendo el endurecimiento por trabajado con la deformación. Esta etapa se extiende en un rango de deformaciones por corte del 30 al 50%. Cuando mayor es la temperatura, menor es la tensión a la cual comienza la etapa III, pudiéndose la eliminar deformando la muestra a temperaturas muy bajas.

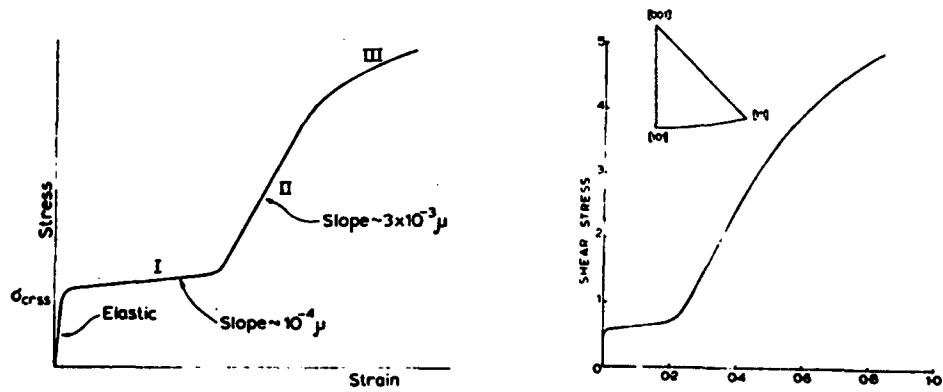
Los materiales f.c.c. han sido los más estudiados y en general, la mayoría de los modelos teóricos formulados son para explicar las diferentes etapas de la curva τ - γ de monocristales presentando esta estructura cristalográfica.

III.2 - Materiales b.c.c.

Los materiales de estructura cúbicas de cuerpo centrado deforman por deslizamiento en las direcciones $\langle 111 \rangle$ y sobre numerosos planos:

$\{110\}$, $\{112\}$ ó $\{123\}$ (pencil glide). Las líneas de deslizamiento que se observan en la superficie son generalmente muy onduladas, lo que indica que las dislocaciones no están confinadas a un único plano de deslizamiento.

Si bien el número de estudios de la curva τ - γ en materiales b.c.c. de alta pureza es mucho menor que para los f.c.c., se ha observado que la forma de las curvas es similar, como lo muestra la figura (3.1) para un



Figs. 3.1. y 3.2: Representaciones esquemáticas de las curvas tensión resuelta-deformación resuelta para monocristales cúbicos de caras centradas y campo centrado respectivamente.

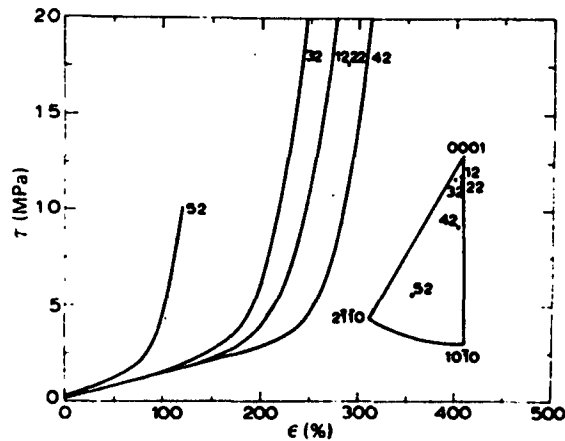


Fig. 3.3 : Curvas tensión-deformación resueltas para distintas orientaciones de monocristales hexagonales compactos (Cd de alta pureza, deformado a 77°K - Davies, 1964).

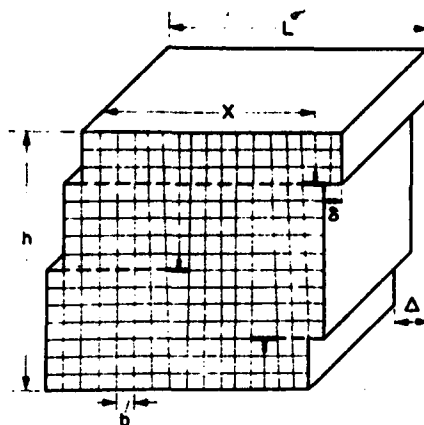


Fig.3.4 : Representación de los desplazamientos introducidos por dislocaciones de borde en un cristal.

monocristal de Niobio. Idéntico resultado se observa en monocristales de Fe de alta pureza. Sin embargo, cuando el contenido de impurezas aumenta, las curvas σ - ϵ sufren alteraciones haciéndose difícil reconocer las diferentes etapas. En el caso de un material b.c.c. que contiene trazas de impurezas intersticiales como hidrógeno o nitrógeno, la curva tensión-deformación, tanto de monocristales como de policristales, presenta un límite plástico superior e inferior y se pueden observar Bandas de Lüders al comienzo de la deformación.

III.3 - La curva σ - ϵ en materiales h.c.p

Las curvas tensión-deformación resuelta más simples son las obtenidas en materiales h.c.p., los cuales, dependiendo de la relación c/a, pueden presentar inicialmente:

- Deslizamiento basal para $(c/a) \gg 1.6.3$. Por ejemplo Mg (1.624) o Zn (1.856). El Be (1.568) es la excepción a la regla. La dirección de deslizamiento es del tipo $\langle 11\bar{2}0 \rangle$.

- Deslizamiento sobre planos no basales, generalmente prismáticos $\{10\bar{1}0\}$ o los piramidales $\{10\bar{1}1\}$ o $\{11\bar{2}2\}$ con dirección de deslizamiento $\langle 11\bar{2}0 \rangle$. Por ejemplo Ti o Zr y sus aleaciones.

Cuando el deslizamiento está confinado únicamente a los planos basales, existe una sola familia de planos cristalinos paralelos que actuarán como planos de deslizamientos. Esta es la forma más simple por la cual la deformación plástica puede tener lugar. En estos casos se observa una etapa I muy extensa, puede llegar hasta deformaciones del 100 o 200%, como puede observarse en la figura 3.3. - La pendiente de la curva σ - ϵ para esta etapa tiene un valor aproximado a $10^{-4} \mu$, lo que permite verificar que en los materiales f.c.c. existe un solo sistema de deslizamiento activo en la etapa I (igual valor del coeficiente de endurecimiento). La etapa II posee un fuerte efecto de endurecimiento.

En el caso de materiales h.c.p. con relaciones (c/a) menores que la ideal, las curvas son más complejas. El material deforma sobre los planos prismáticos y/o basales, aunque también puede hacerlo sobre los basales. El contenido de impurezas del material también afecta a la forma de las curvas.

III.4 - Deformación plástica y movimiento de dislocaciones

En esta sección intentaremos obtener una relación entre la deformación plástica y el movimiento de dislocaciones. Supongamos que activamos un sistema de deslizamiento en un cristal cúbico unitario por movimiento de dislocaciones de borde, fig. (III.4). La parte superior del cubo se habrá desplazado una distancia Δ respecto de la superficie inferior. Cada dislocación contribuye con un pequeño desplazamiento δ_i . Cuando una dislocación se mueve completamente a través del cristal resulta $\delta_i = b$.

Como b es mucho menor que L o h , para una posición intermedia entre $x_i=0$ y $x_i=L$, el desplazamiento δ_i será proporcional a la fracción desplazada (x_i/L)

Luego

$$\delta_i = \frac{x_i b}{L}$$

y consecuentemente

$$\Delta = \sum \delta_i = \frac{b}{L} \sum_1^N x_i$$

donde N es el número total de dislocaciones que se han movido. La deformación macroscópica por corte resulta

$$\gamma = \frac{\Delta}{h} = \frac{b}{hL} \sum_1^N x_i$$

La suma puede eliminarse por el producto entre el número total de dislocaciones (N) y la distancia promedio por ellas recorrida \bar{x} . Como h y L son unitarios, quede entonces

$$\gamma = b N \bar{x} \quad (1)$$

y la velocidad de deformación será

$$\frac{d\gamma}{dt} = \dot{\gamma} = b N \bar{v} \quad (2)$$

donde \bar{v} es la velocidad media de la dislocación.

El mismo razonamiento puede ser utilizado para dislocaciones de hélice.

Similarmente, si solamente dislocaciones de borde puras (N_b, \bar{v}_b) y de hélice puras (N_h, \bar{v}_h) contribuyen a la deformación, se puede escribir

$$\dot{\gamma} = b (N_b \bar{v}_b + N_h \bar{v}_h) \quad (3)$$

Para lazos de dislocaciones, se demuestra que la deformación macroscópica es proporcional al área del lazo, $\gamma = bA$. Para N lazos será

$$\gamma = N b A \quad (4)$$

III.5 - Teorías de endurecimiento por trabajado

A partir del trabajo de Taylor (1934) en el cual se presenta el concepto de dislocación y la primera teoría de trabajado mecánico utilizando dislocaciones, un gran número de teorías se han desarrollado. A partir de la década del 50 los trabajos aprovecharon los resultados obtenidos de experiencias de Microscopía Electrónica.

Las teorías tratan de explicar las diversas etapas que aparecen en la curva de endurecimiento, especialmente en materiales f.c.c., para los cuales existe la mayor cantidad de datos experimentales.

En esta sección pasaremos revista a la teoría de Taylor o "endurecimiento de largo alcance" y luego a diversas teorías que intentan explicar las tres etapas que presentan los metales de estructura f.c.c.

III.5.1. - Teoría de Taylor

En esta teoría, de endurecimiento a partir de interacciones de largo alcance, se supone inicialmente que la distribución de dislocaciones en el seno del cristal es completamente al azar, tanto en posición como signo.

El campo de tensiones de una dislocación es de la forma ($\alpha \mu b / 2\pi r$) donde r es la distancia radial desde la línea de dislocación a un punto cualquiera del cristal, μ es el módulo de corte, b es la longitud del vector de Burger y α es una constante. El valor de α es 1 si la dislocación es de hélice y aproximadamente 3/2 si la dislocación es de borde. En primera aproximación aceptaremos que es 1.

Si aceptamos la hipótesis de distribución al azar de dislocaciones, la

tensión que todas las dislocaciones en un cristal ejercen sobre una dada dislocación será del orden de

$$\tau_m \approx \frac{\mu b}{2\pi r_m} \quad (5)$$

donde r_m es la distancia promedio entre dislocaciones. Esta expresión implica que excepto el efecto de las dislocaciones más próximas, el promedio de las tensiones ejercidas por las otras dislocaciones se considere nulo

De acuerdo a la figura (3.5), resulta

$$r_m \approx \frac{1}{\sqrt{\rho}} \quad (6)$$

donde ρ es la densidad de dislocaciones en el cristal, siendo su valor aproximado 10^7 cm^{-2} .

Para producir el movimiento de dislocaciones sobre distancias apreciables es necesario aplicar tensiones externas del mismo orden de magnitud que la máxima amplitud del campo de tensiones internas del cristal, dada por la ecuación (5). Luego, teniendo en cuenta dicha ecuación y la ecuación (6), la tensión de corte requerida para producir deformación plástica resulta

$$\tau \approx \frac{\mu b \rho^{1/2}}{2\pi} \quad (7)$$

Esta relación puede ser chequeada experimentalmente. La fig. (3.6) muestra un buen acuerdo entre los valores de la tensión de corte y la raíz cuadrada de la densidad de dislocaciones (obtenida por la técnica de "each peak") para puntos de las etapas I y II de la curva $\tau-\gamma$ de monocristales de Au.

Por el momento, la ecuación (7) no predice la curva $\tau-\gamma$. Esta puede ser obtenida utilizando la ecuación (1), suponiendo que todas las dislocaciones contribuyen a la deformación y que, dado que trabajamos con un volumen unitario, N es ahora la densidad de dislocaciones. Resulta entonces

$$\tau \approx \left(\frac{\mu b}{2\pi} \right) \left(\frac{\epsilon}{b \bar{x}} \right)^{1/2} \quad (8)$$

Esta ecuación predice una relación parabólica entre tensión y deformación, tal como se observa en los metales policristalinos.

Observemos que ocurre en un monocristal que se lo somete a un ensayo de tracción, por ejemplo de Al. La fig. (3.7) muestra las curvas $\tau-\gamma$ obtenidas para dos orientaciones diferentes. Como hemos estudiado en el capítulo anterior, la orientación B corresponde a deslizamiento múltiple y la forma de la curva coincide con la parabólica obtenida en la ecuación (8). Veamos "la física" del proceso: cuando existe deslizamiento múltiple las dislocaciones de un plano de deslizamiento deben cortar dislocaciones que pertenecen a otro plano activo (cortan un bosque, "forest", de dislocaciones paralelas en otro plano). Se requiere entonces una cierta cantidad de energía para que la dislocación corte las dislocaciones del bosque o árboles (dislocation trees). Luego, el bosque de dislocaciones introduce una resistencia al movimiento de dislocaciones en otro plano de deslizamiento. Mayor es la densidad de dislocaciones en el bosque, mayor será la resistencia.

Por lo tanto, un cristal es "mas duro" a medida que el contenido de dislocaciones en dos o más planos de deslizamiento aumenta. Este mecanismo de endurecimiento no depende del campo de tensiones de largo alcance de las dislocaciones, hecho que se opone a la hipótesis inicial del modelo de Taylor. Luego, si bien el modelo de Taylor describe correctamente la forma de las curvas tensión-deformación de policristales o de monocristales orientados para deslizamiento múltiple, ello es hecho sobre bases físicas que no son las correctas.

III.5.2. - Etapa I del endurecimiento.

Hemos visto que la ecuación (8) no puede explicar ni las partes lineales de la etapa I y II de los materiales f.c.c. ni la etapa I de los h.c.p. A principios de la década del 60, Seeger y sus colaboradores de la escuela alemana utilizaron el concepto de campo de interacción a larga distancia entre dislocaciones para modelizar estas etapas en materiales f.c.c. Veamos que ocurre en la etapa I.

Supongamos tener un cristal con N fuentes de dislocaciones por unidad de volumen y que este número permanece constante durante la etapa de deslizamiento fácil. Aceptemos también que el número promedio de lazos de dislocaciones que cada fuente ha producido para una tensión σ es n. Como el nivel de tensiones durante el deslizamiento fácil es bajo, el espaciado entre

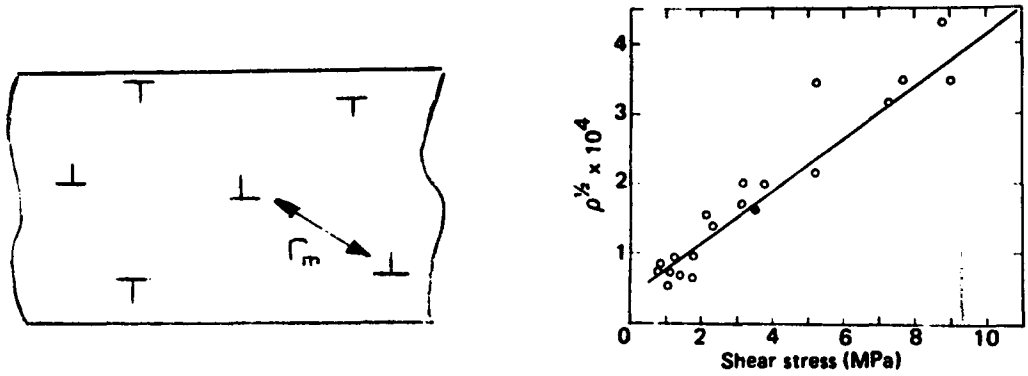


Fig. 3.5 : Esquema de distribución de dislocaciones en un cristal según el modelo de Taylor.

Fig. 3.6 : Raíz cuadrada de la densidad de dislocaciones ($\frac{\text{cm}}{3}$) versus tensión resuelta de corte para las etapas I y II de monocristales de Plata de alta pureza. (Datos de Lewinstein y Robin- 1964).

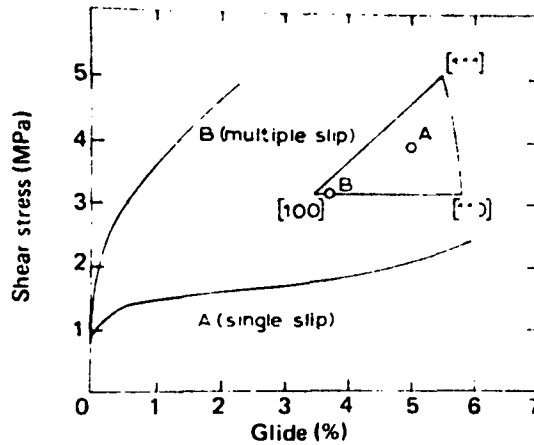


Fig. 3.7 : Curvas tensión-deformación resueltas para monocristales de Al puro (Datos de Lucke y Lange - 1952).

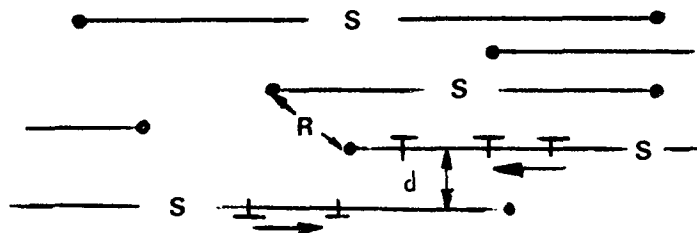


Fig. 3.8 : Distribución de dislocaciones en el modelo de Seeger y Colaboradores.

dislocaciones de una misma fuente es muy grande. Luego, estos lazos, no están apilados.

Introduzcamos aquí una observación experimental a nuestras hipótesis: Seeger determinó mediante técnicas de Microscopía Electrónica que la longitud y el espaciado de las líneas de deslizamiento permanece constante durante la etapa I. En base a este resultado supone que la dimensión lineal L de los grupos de dislocaciones permanece constante en el tiempo durante el deslizamiento fácil.

Consideremos la fig. (3.8), la cual muestra una vista en corte de la zona de deslizamiento, Cada fuente S produce unos pocos lazos que avanzan según el sentido dado por las flechas. Si la tensión es incrementada en un valor $\delta\sigma$, cada fuente producirá un número adicional de lazos δn .

Suponiendo (groseramente) que los lazos son de forma cuadrada y utilizando la ecuación (4), se obtiene

$$\delta\gamma \approx bL^2 N \delta n \quad (9)$$

El conjunto de n lazos asociados a la fuente sufren un desplazamiento al incrementarse la tensión. El efecto sobre la deformación es el mismo que producirían δn lazos que se movieran una distancia L quedando inmóviles los lazos ya existentes.

Si d es la distancia entre planos de deslizamiento ($d < L$), se tiene la relación aproximada:

$$N \approx \frac{1}{dL^2} \quad (10)$$

Cuando se producen δn nuevos lazos, la tensión resistiva se incrementa en $(\frac{\mu b}{2\pi L})\delta n$. Cuando este incremento en tensiones resistivas iguala al incremento de tensión no se producen nuevos lazos. Luego, el valor mínimo de $d\tau$ será

$$d\tau \approx \left(\frac{\mu b}{2\pi}\right) \frac{\delta n}{L} \quad (11)$$

Combinando las ecuaciones (9) y (11) y teniendo en cuenta la expresión (10) se obtiene:

$$\frac{d\tau}{d\gamma} = \frac{\mu}{2\pi} \left(\frac{d}{L}\right) \quad (12)$$

O bien, mediante cálculos más sofisticados:

$$\frac{d\sigma}{d\gamma} = \theta = \frac{\mu}{2\pi} \left(\frac{d}{L} \right)^{3/4} \quad (13)$$

Para el Cu, $d \approx 300 \text{ \AA}$, $L \approx 600 \mu\text{m}$. La sustitución en la ecuación (13) da un valor de 7,5 MPa para la pendiente de la curva tensión-deformación, el cual está en buen acuerdo con los 7.0MPa determinados experimentalmente.

Existen discensos sobre la validez de este modelo. Hirsch (1975) opina que la etapa I no está bien explicada. Sus apreciaciones se basan en que las dislocaciones de distinto signo podrían formar dipolos o multipolos. El exceso de dislocaciones de un signo pondría fácilmente en movimiento estos dipolos o multipolos, los que a priori no deberían desplazarse, necesitándose otros tipos de obstáculos para detener el movimiento de los multipolos.

III.5.3. - Etapa II del endurecimiento

Seeger y colaboradores utilizan el mismo modelo para la etapa II que para la etapa I. Un solo cambio se hace en las hipótesis: Existe apilamiento de dislocaciones en la etapa II. Estos apilamientos son causados por la formación de las barreras de Lomer-Cottrell, la cual es esquematizada en la fig. (3.9). Es evidente entonces el rol que juega en esta etapa la activación de otros sistemas de deslizamiento, ya que estos proveerán las dislocaciones que permitirán formar las barreras de Lomer-Cottrell y consecuentemente los apilamientos.

El campo de tensiones de n dislocaciones apiladas, para un observador suficientemente alejado, se puede asociar al de una sola dislocación "gigante" de vector de Burger nb ubicado a la cabeza del apilamiento. Hirsch y colaboradores sostienen que en realidad este campo de tensiones es menos intenso, pues las tensiones concentradas en el apilamiento podrían relajarse por la aparición de deslizamiento secundario. Sin embargo, aquí aceptamos como válidas las hipótesis de Seeger.

Introduciremos un dato obtenido en las experiencias de Microscopía Electrónica: la extensión promedio de una línea de deslizamiento L viene dada por la relación

$$L = \frac{\Lambda}{\gamma - \gamma^*} \quad (14)$$

donde Λ es una constante cuyo valor aproximado es de $4 \cdot 10^{-4}$ cm y γ^* es una constante cuyo valor es ligeramente menor que la deformación para la cual se inicia la etapa II.

Si R es la distancia media entre los extremos de los diferentes sistemas de apilamiento, ver fig. (3.8), y teniendo en cuenta que $R \approx (NL)^{-1/2}$, el campo de tensiones a una distancia R de la cabeza del apilamiento resulta

$$\frac{\mu n b}{2\pi R} \approx \frac{\mu n b}{2\pi} (NL)^{1/2} \quad (15)$$

Donde N representa la densidad de fuentes activas. Eshelby, Frank y Nabarro demostraron que "el número n de dislocaciones en una zona donde se ha producido desplazamiento es proporcional al producto de la tensión aplicada por la longitud de la línea de deslizamiento". Como n puede ser considerada constante durante esta etapa, de acuerdo a la ecuación (14), la longitud de una línea de deslizamiento varía aproximadamente como la inversa de la deformación y también como la inversa de la tensión.

Si la tensión aplicada τ resulta igual a la tensión interna producida por un apilamiento de dislocaciones a una distancia R , un cambio $\delta\gamma$ en la deformación producirá un cambio $\delta\tau$ en las tensiones, el cual está dado por

$$\delta\tau = \frac{\mu n b}{4\pi} \left\{ \left(\frac{dN}{d\epsilon} \right) \left(\frac{L}{N} \right)^{1/2} + \left(\frac{dL}{d\epsilon} \right) \left(\frac{N}{L} \right)^{1/2} \right\} \delta\gamma \quad (16)$$

El cambio $\delta\gamma$ será consecuencia de la activación de nuevas fuentes de dislocaciones

$$\delta\gamma = b n L^2 \delta N \quad (17)$$

Combinando las ecuaciones (14), (15) y (17) e introduciéndolas en (16) se obtiene

$$\frac{\delta\tau}{\delta\gamma} = \theta = \left(\frac{\mu^2 b n}{8\pi^2 \Lambda} \right) \left(\frac{\gamma - \gamma^*}{\tau} \right) - \frac{\tau}{2(\gamma - \gamma^*)} \quad (18)$$

cuya solución obvia es $\tau = \theta (\gamma - \gamma^*)$, donde θ es la tangente a la curva tensión-deformación en la etapa II. El valor de θ resulta

$$\theta = \left(\frac{k}{2\pi} \right) \left(\frac{b n}{3\Lambda} \right)^{1/2} \quad (19)$$

El valor teórico de θ coincide con los experimentales si 20-30. Como las líneas de deslizamiento presentan generalmente escalones de altura comprendidas entre $20b$ y $30b$, se encuentra un buen acuerdo entre teoría y experiencia en la etapa II.

III.5.4.- Etapa III del endurecimiento.

De acuerdo a Seeger y sus colaboradores, la etapa III comienza cuando las tensiones son suficientemente grandes para transferir dislocaciones de hélice de un plano de deslizamiento a otro y producir "deslizamiento cruzado".

Al final de la etapa II se puede tener un apilamiento de dislocaciones de hélice en una barrera de Lomer-Cottrell. Si esas dislocaciones son perfectas, cambian de plano de hábito pues la energía de falla de apilamiento es alta (se inicia la etapa III). En caso contrario están disociadas en dos dislocaciones parciales con una falla de apilamiento entre ambas. Luego, para producir deslizamiento cruzado habrá que entregar energía para constreñir una parte de la región fallada y reconstruir la dislocación perfecta, fig. (3.10). Luego, la dislocación de hélice puede cambiar de plano e inclusive transportar la falla de apilamiento al nuevo plano de deslizamiento y moverse, fig.(3.10-b y c). La figura (3.10) es uno de los mecanismos propuestos para explicar el deslizamiento cruzado.

El endurecimiento por trabajado ha de descender cuando comience el deslizamiento cruzado. Este movimiento de dislocaciones ha de relajar las fuertes tensiones acumuladas en los apilamientos de dislocaciones. Sin embargo, los mecanismos de deslizamiento cruzado requieren tensiones altas. La operación de estos mecanismos será ayudada por fluctuaciones térmicas de las tensiones. Consecuentemente, las tensiones requeridas para iniciar a

etapa III serán dependientes de la temperatura. La figura (3.11) nos muestra como la tensión inicial de la etapa III disminuye cuando la temperatura aumenta.

III.5.5. - Teorías de endurecimiento por tensiones de corto alcance.

En esta sección se presenta otro punto de vista sobre el origen del endurecimiento en metales. Aquí, las fuerzas de largo alcance no son consideradas como de importancia primaria, atribuyéndose el endurecimiento al efecto de fuerzas locales, o sea interacciones de corto alcance.

La teoría de endurecimiento de Gilman (1962) es un ejemplo de los modelos de endurecimiento por interacciones de corto alcance. Gilman sostiene que el factor dominante en el comienzo de la curva tensión-deformación viene dado por las "huellas" dejadas por las dislocaciones de hélice en movimiento. Dichas huellas consisten en dipolos de dislocaciones, los que se observan por Microscopía Electrónica en cristales trabajados en frío. Una dislocación de hélice produce dipolos en los "jogs" o muescas. Los jogs pueden ser formados por el mecanismo ilustrado en la figura (3.12) o bien como resultado de la intersección de dos dislocaciones que poseen planos de deslizamiento diferente.

Analizemos la figura (3.12). En A por deslizamiento cruzado doble o por intersección de dislocaciones se forman jogs. El segmento \overline{MP} puede deslizarse en el plano II, al igual que los segmentos ubicados en el plano I, lo que es representado en B. En C un nuevo lazo se forma si la tensión es grande o bien se forman dipolos (ver D) si la tensión no es suficientemente grande para formar lazos. Los dipolos dejados por el paso de las dislocaciones de hélice interactúan con las dislocaciones que vienen detrás y, consecuentemente, estas últimas tendrán más dificultad para moverse en el plano de deslizamiento, lo que implica un endurecimiento del metal.

Teoría de Kuhlman-Wilsdorf (mediados del 60): El mecanismo de deformación en la zona de deslizamiento fácil viene dado por el llenado gradual del cristal con dislocaciones. La densidad de dislocaciones no es uniforme en esta etapa: en algunas regiones del cristal la densidad es alta y en otras el cristal se encuentra libre de dislocaciones (Observaciones de M. Electrónica). La etapa I finaliza cuando todas las regiones "vacías" del cristal se completan con dislocaciones y la densidad es prácticamente uniforme en todo el volumen de la muestra.

En la etapa II, la distribución de dislocaciones continúa siendo aproximadamente uniforme y se incrementa con la deformación. Luego, si las dis-

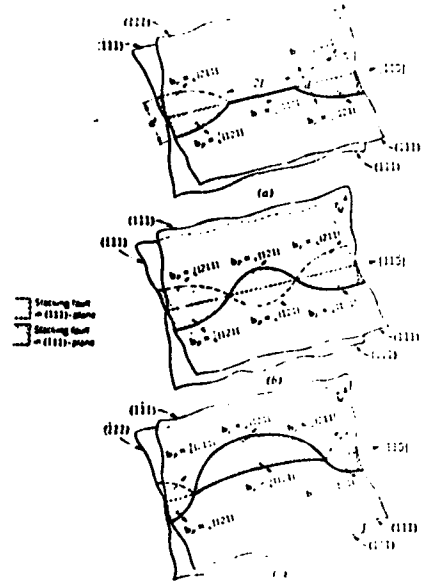
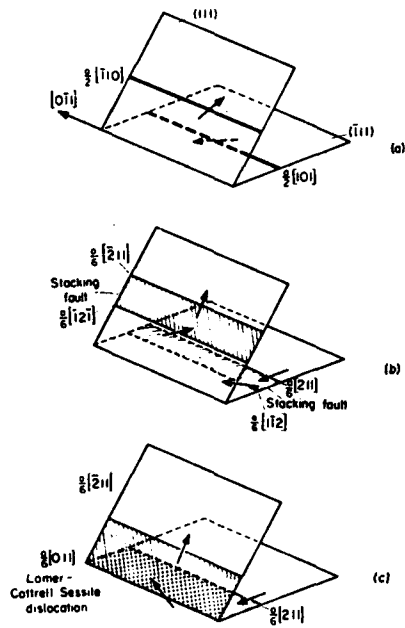


Fig. 3.9 : Formación de dislocaciones de Lomer-Cottrell.

Fig. 3.10: Activación del deslizamiento cruzado para una dislocación de hélice.

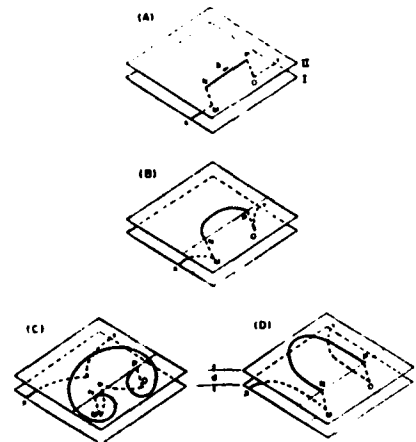
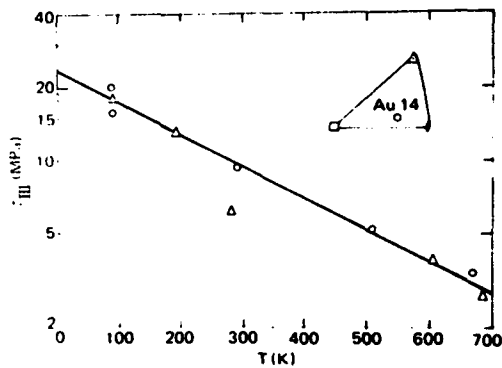


Fig. 3.11: Tensión de la etapa III versus temperatura para monocristales de Au (Datos de Seeger, 1954).

Fig. 3.12: Deslizamiento cruzado doble y formación de dos dipolos.

locaciones se arreglan en apilamientos al comienzo de la etapa, ellas continuarán con ese tipo de arreglo pero la distancia entre apilamientos será menor al aumentar la deformación. O, si las dislocaciones están dispuestas en arreglos irregulares (hipótesis preferida por K-W) llamados "madejas de dislocaciones" o "tangles", el espacio entre las madejas de dislocaciones disminuirá durante la etapa II. Estos arreglos de dislocaciones se observan generalmente en materiales deformados en frío, fig.(3.13). K.-W. supone que la forma de las líneas de dislocaciones es consecuencia del deslizamiento cruzado, de la interacción de las dislocaciones rectas con pequeños defectos como lazos formados por condensación de vacancias o por la interacción con "huellas" producidas por el paso de otras dislocaciones (mecanismos de Gilman).

Durante la etapa II el endurecimiento se produce como consecuencia de la menor longitud que presentan los segmentos de dislocaciones que actúan como fuentes de Frank y Read. Dicho de otra forma: el incremento de la densidad de dislocaciones produce una reducción del espaciado entre dislocaciones y consecuentemente de la longitud libre de las líneas de dislocaciones que pueden moverse y formar un lazo.

La tensión requerida para activar una fuente es inversamente proporcional a su longitud. Luego, la evolución de la etapa II requiere un incremento notable de tensiones para crear nuevas dislocaciones.

La escuela inglesa (Mott-Hirsch, inicios del 60) estima que la contribución más importante al endurecimiento en la etapa II viene dada por la existencia de muescas o "jogs" en las dislocaciones. La fig. (3.14) muestra como, al moverse, la dislocación asociada a la muesca producirá un dipolo y posteriormente podrá partir dejando un lazo de dislocaciones, el que representará un nuevo obstáculo para el movimiento de dislocaciones. Como en la etapa II la densidad de muescas aumenta con la densidad de dislocaciones en movimiento (estos autores suponen la existencia de bosque de dislocaciones paralelas), la tensión necesaria para continuar con la deformación plástica también aumentará con la deformación.

III.5.6. - Celdas de dislocaciones.

A grandes deformaciones, las dislocaciones en un material deformado en frío se agrupan en una estructura celular, fig. (3.15). Las dislocaciones se ubican en gran parte en las paredes de las celdas, estando el interior prácticamente libre de dislocaciones.



Fig.3.13 : Representación esquemática de "madejas (o Tangles)" de dislocaciones obtenidas de una micrografía electrónica.

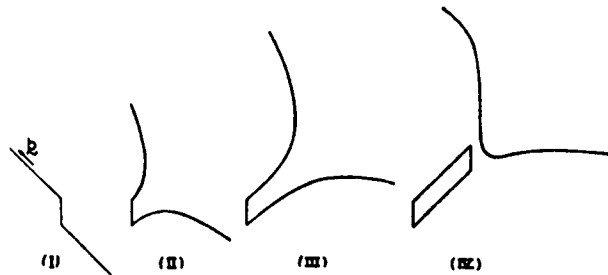


Fig. 3.14: Formación de un dipolo de dislocaciones a partir de un jog o muesca.

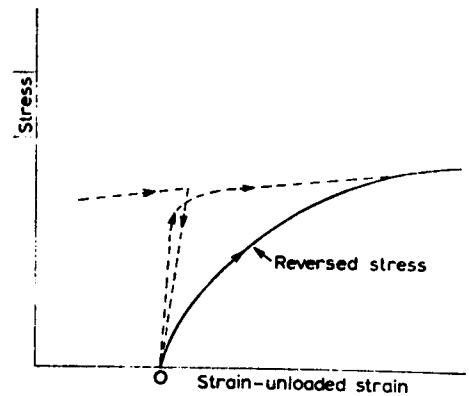
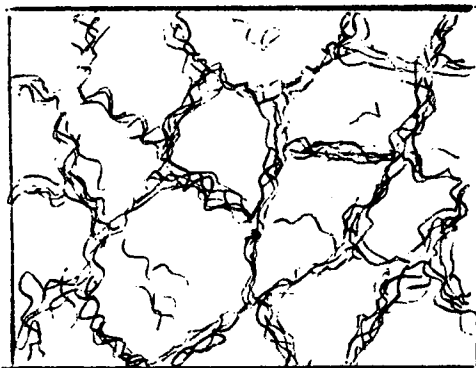


Fig. 3.15 : Representación esquemática de celdas de dislocaciones a partir de una micrografía electrónica.

Fig. 3.16 : Curva tensión-deformación típica mostrando el efecto Bauschinger.

La pregunta que debemos responder es: por qué las dislocaciones se agrupan en celdas?. Supongamos que tenemos un cristal con una densidad de dislocaciones ρ distribuidas uniformemente tanto espacialmente como en signo. La separación promedio puede escribirse como $r \approx \frac{1}{\sqrt{\rho}}$ y la energía por una unidad de longitud de cada dislocación resulta:

$$U \approx \left(\frac{\mu b^2}{2\pi} \right) \ln \left(\frac{r}{r_0} \right) \quad (20)$$

Donde r_0 es el radio del núcleo de la deformación.

Supongamos ahora que las dislocaciones pasan a formar celdas sin aniquilarse mutuamente entre sí. Sea R la dimensión de las celdas y w el ancho de las paredes de la celda. La densidad promedio de las dislocaciones en las paredes ρ_w puede escribirse en forma aproximadamente:

$$\rho_w = \rho \left(\frac{R}{w} \right) \quad (21)$$

y la distancia media entre dislocaciones en la pared

$$r_w \approx r \left(\frac{w}{R} \right)^{1/2}$$

Luego, la energía media de una dislocación en la pared es

$$U = \left(\frac{\mu b^2}{2\pi} \right) \ln \left(\frac{r_w}{r_0} \right) \quad (22)$$

lo que implica una reducción de la misma.

El tamaño de las celdas está asociado al nivel de tensiones. Cuando una celda es demasiado grande, puede producirse la nucleación de dislocaciones en su interior formando nuevas celdas. Un valor razonable del tamaño de las celdas es una dimensión un orden de magnitud mayor que la separación media entre dislocaciones $r \approx \frac{1}{\sqrt{\rho}}$. El tamaño de las celdas disminuye al incrementarse las tensiones ya que la densidad de dislocaciones aumenta con el incremento de tensiones.

La aniquilación entre dislocaciones de las paredes de las celdas puede producirse por trepado si los mecanismo de difusión están activos.

III.6. Efecto Bauschinger

Supongamos que un dado punto de la curva tensión-deformación dete-nemos un ensayo de tracción e invertimos el sentido de carga transformán-dolo en uno de compresión. Durante este ensayo observamos que la deforma-ción se produce más fácilmente como se observa en la fig. (3.16). En esta figura se representa en ordenadas el valor absoluto de la tensión. Las lí-neas de trazos corresponden a la curva $\sigma - \epsilon$ en tracción y en línea a la curva de compresión invertida a fin de obtener una mejor visualización del fenómeno, llamado Efecto Bauschinger. También se observa que si descarga-mos durante la tracción y volvemos a cargar, la trayectoria de carga no es la misma, formándose un "lazo de histéresis", lo que constituye un caso par-ticular del efecto Bauschinger.

El efecto Bauschinger es mucho más notable en monocristales que en poli-cristales. Su existencia está ligada al hecho que en materiales trabajados en frío, es más fácil mover dislocaciones en la dirección opuesta a la cual se las obligó a dirigirse durante la deformación plástica original.

Esto no debe sorprendernos pues, si una importante parte del endureci-miento es producido por interacciones de largo alcance, es razonable espe-rar que esas interacciones puedan ayudar a las dislocaciones a moverse en el sentido contrario al invertirse la carga.

El efecto Bauschinger es de particular importancia en deformaciones cí-clicas y en endurecimiento por partículas dispersas, pues las dislocacio-nes "ancladas" en las partículas guardan memoria de la dirección de desli-zamiento.

III.7. - Policristales - Ley de Hall y Petch

Los policristales tienen usualmente límite elástico y velocidad de endurecimiento mayor que los monocristales.

Estos efectos aumentan al disminuir el tamaño de grano. En efecto, no hay posibilidad de tener deslizamiento fácil, pues las dislocaciones se apilan en los bordes de grano y solo se pueden producir grandes deforma-ciones cuando las tensiones de los apilamientos se relajan.

Se observa también la existencia de micro-deformaciones plásticas por debajo del límite elástico de los granos y una ley de endurecimiento para-bólica, existiendo poca diferencia entre el comportamiento de monocrista-les y policristales en materiales cúbicos sometidos a grandes deforma-ciones, fig. 3.17.

La microdeformación es consecuencia de la activación de fuentes de

Frank y Read en algunos granos favorablemente orientados. Las tensiones internas jugarán un rol muy importante en este proceso. El límite elástico macroscópico, es decir, la tensión $\bar{\sigma}_p$ bajo la cual el deslizamiento que ha comenzado en algunos granos favorablemente orientados se propaga a los otros cubriendo toda la muestra, cumple una ley del tipo

$$\bar{\sigma}_p = \bar{\sigma}_0 + k d^{-1/2} \quad (23)$$

donde $\bar{\sigma}_0$ y k son constantes y d es el tamaño medio del grano. Esta ley fue encontrada por Hall y Petch a principios de la década del 50 para el punto de fluencia inferior del Fe, luego extendida a metales b.c.c. y h.c.p., Gilbert (1963).

Estudieemos la fundamentación de la ley de la ecuación(23).

La deformación comienza en un grano y la fuente emite lazos que se acumulan en el borde de grano, fig. (3.18). El apilamiento de dislocaciones produce un campo de tensiones que puede actuar en los granos vecinos. Si ellas son lo suficientemente intensas, pueden activar una nueva fuente situada a una distancia l del apilamiento. Esta nueva fuente producirá lazos que a su vez generarán una concentración de tensiones sobre otro grano y propagará la deformación plástica. Este sería un buen mecanismo para explicar la propagación de bandas de Lüder en el seno de un material.

De acuerdo a la teoría de dislocación, la tensión actuante a una distancia l de la cabeza de un apilamiento de dislocaciones, el cual fue generado por una tensión σ , es aproximadamente $\sigma (d/4l)^{1/2}$ para $l \ll \frac{d}{2}$. Supongamos también que sobre las líneas de dislocaciones actúa una fuerza de fricción $\bar{\sigma}_f$ originada por la interacción con átomos de impurezas y con la red (el movimiento de una dislocación está relacionado con la energía de unión entre los átomos: Fuerza de Phierls-Nabarro para desplazar una dislocación). Luego, la fuerza necesaria para activar la nueva fuente de dislocaciones es

$$\sigma' = \bar{\sigma}_f - (\sigma - \bar{\sigma}_f) \left(\frac{d}{4l} \right)^{1/2}$$

Arreglando esta expresión se llega a una ley similar a la de la ecuación(23):

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_f + (\sigma' - \bar{\sigma}_f) \cdot \left(\frac{4l}{d} \right)^{1/2} \quad (24)$$

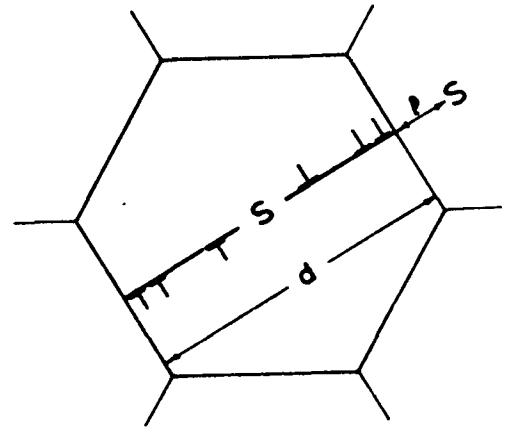
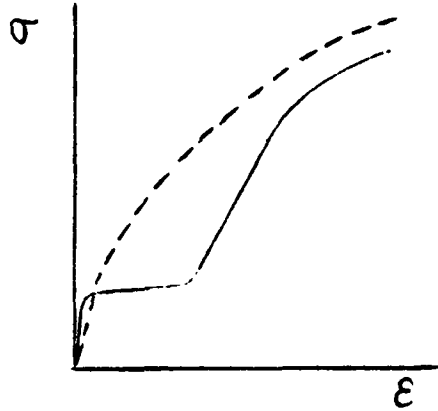


Fig. 3.17 : Esquema comparativo de curvas tensión-deformación para monocristales y policristales(---).

Fig. 3.18 : Fuente de dislocaciones (S) en un grano de diámetro d.

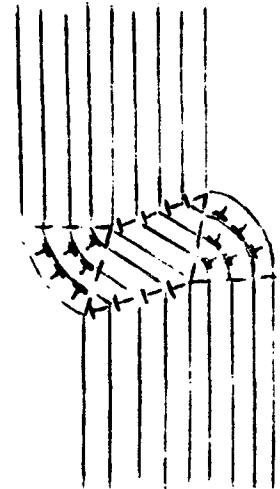
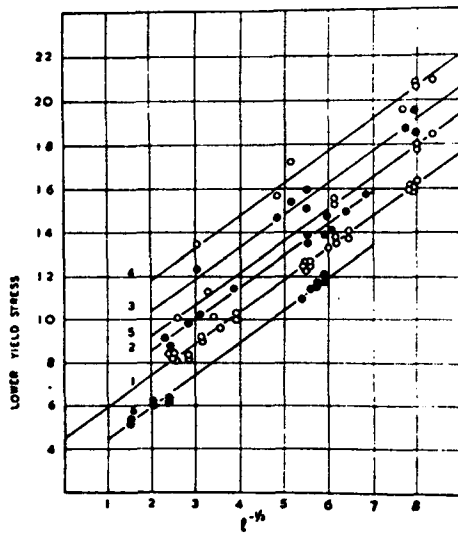


Fig. 3.19 : Variación del límite inferior de la tensión de fluencia (unidades de 15.2MPa) versus la inversa de la raíz cuadrada del tamaño de grano (en $\text{mm}^{-1/2}$) para: (1) Acero dulce recocido, (2) nitrurado, (3) templado desde 650°C, (4) templado y envejecido 1h. a 150°C, (5) templado y envejecido 100hs. a 200°C, (6) Acero recocido (Datos Crackwell y Petch- 1955).

Fig. 3.20 : Formación de plegados.

Si bien el modelo es muy simplificado, pues pueden existir varios apilamientos frente al mismo borde y la concentración de tensiones será menor, los resultados experimentales son coherentes con las predicciones teóricas, ver fig. (3.19).

Los bordes de grano se oponen al deslizamiento fácil. Durante la deformación, la coherencia entre granos se mantiene solamente si actúan varios sistemas de deslizamientos en forma simultánea (o dislocaciones geométricamente necesarias). Debido a la interacción entre los granos se producirán momentos flectores en algunos de ellos, aún cuando la tensión aplicada sea de corte o tracción. Estos momentos permitirán la formación de plegados tipo rodilla (kind bands), fig. (3.20), relajando plásticamente el sistema.

Si la relajación plástica no es suficiente, aparecerán fisuras en los bordes de granos. Un ejemplo típico son los materiales de estructura h.c.p. donde la fragilidad aumenta con la dificultad que tienen las dislocaciones basales para producir deslizamiento cruzado.

III.8.- Efecto de la temperatura sobre las curvas tensión-deformación.

Las curvas tensión-deformación son afectadas por la temperatura, aún conservando la hipótesis de realizar nuestras experiencias bajo la condición $T < (T_f/2)$.

Un cambio en la temperatura a la cual se realiza una experiencia puede alterar el valor del CRSS, la pendiente de la curva y el nivel de tensiones para el cual se inicia la etapa III.

La variación de la CRSS con la temperatura está representada en las figs. (3.4), 3.22) y (3.23) para Al, Cu y Fe.

Datos correspondientes a distintas aleaciones de esos materiales también son presentados, observándose que a mayor pureza del material, el CRSS resulta menos dependiente de la temperatura.

El efecto de la temperatura sobre las curvas $\tau-\gamma$ puede observarse en la fig.(3.24.). Allí se puede observar que:

- El endurecimiento en la zona de deslizamiento fácil es independiente de la temperatura (válido para cristales f.c.c. y h.c.p.)
- A mayor temperatura, menor es la extensión de la zona de deslizamiento fácil y menor será la tensión a la cual se inicia la etapa III.

III.8.1. - La ley de Cottrell - Stokes (1955)

Las curvas tensión-deformación de monocristales de un mismo

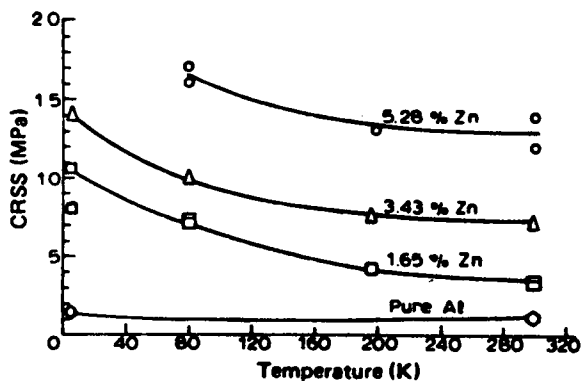
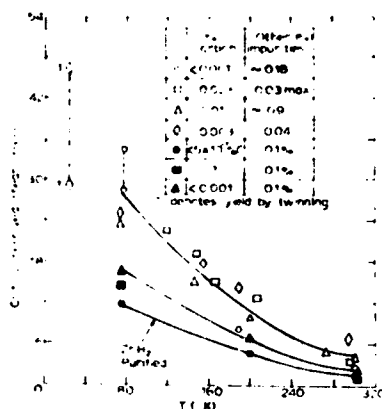
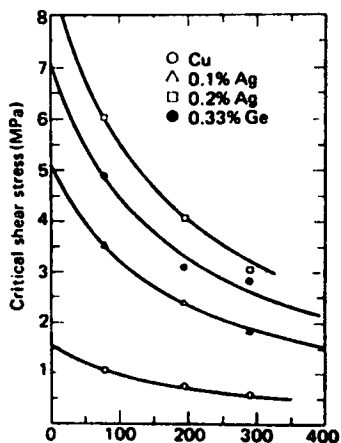


Fig. 3.21 : Variación de la τ_{CRSS} con la temperatura para Al y diferentes aleaciones Al-Zn. (Datos Dash y Fine) - 1961).



Figs. 3.22 y 3.23 : Variación de la τ_{CRSS} con la temperatura para Cu y aleaciones en base Cu (Datos Honeycombe-1957) y para Fe con diferentes contenidos de Carbón (Datos Stein - 1963).

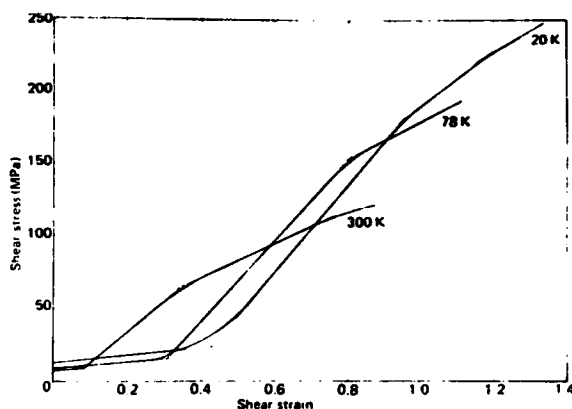


Fig. 3.24 : Curvas tensión-deformación a diferentes temperaturas de monocristales de Níquel de alta pureza (Datos Haasen - 1959).

material que poseen idéntica orientación no son coincidentes si los ensayos mecánicos se realizan a distintas temperaturas - Cottrell y Stokes atribuyeron dos causas fundamentales a esta divergencia:

- Las curvas pueden diferir si, a una dada deformación, la estructura interna desarrollada en cada muestra durante la deformación plástica es función de la temperatura del ensayo. Se entiende como estructura interna la densidad y configuración de dislocaciones, madejas, celdas y subgranos, etc.
- Puede ocurrir que los dos cristales desarrollen una estructura idéntica sin que las curvas tensión-deformación coincidan. En este caso, las tensiones necesarias para producir la deformación plástica dependen de la temperatura.

Con la representación esquemática de las curvas tensión-deformación de la fig. (3.25) trataremos de interpretar la contribución de los dos efectos señalados anteriormente.

Supongamos que la diferencia entre las dos curvas es función de las tensiones; luego, para la deformación A tenemos idénticas estructuras internas. Si hasta el B la deformación se realizó a una temperatura T_2 y en B la temperatura se lleva a T_1 (suponiendo que se puede hacer rápidamente y que el equilibrio térmico también se obtiene inmediatamente), la tensión de fluencia pasará de σ_B a σ_D y la deformación continuará según la curva T_1 .

Si lo único que cambia durante la deformación plástica a diferentes temperaturas es la estructura interna del material, al pasar en B de T_2 a T_1 , el estado de tensiones no se alterará. Luego si continuamos deformando a T_1 , la curva conservará la pendiente de la curva T_1 pero partirá de σ_B , tal como se indica con líneas de punto en la fig. (3.25).

Si la divergencia en las curvas tensión-deformación es producida por la combinación de ambos efectos, al pasar de T_2 a T_1 en B, la tensión necesaria para continuar la deformación plástica será σ_C , donde $\sigma_B \leq \sigma_C \leq \sigma_D$. A partir de C, la curva tendrá la pendiente de la curva T_1 , representada por línea de trazos en (3.25)).

La relación $(\sigma_C / \sigma_B) / (\sigma_D / \sigma_B)$ da una idea de la contribución relativa de cada una de las dos fuentes de divergencia entre las curvas. Si esta relación es próxima a la unidad, la divergencia entre las dos curvas es producida por la variación de las tensiones con la temperatura. Si la

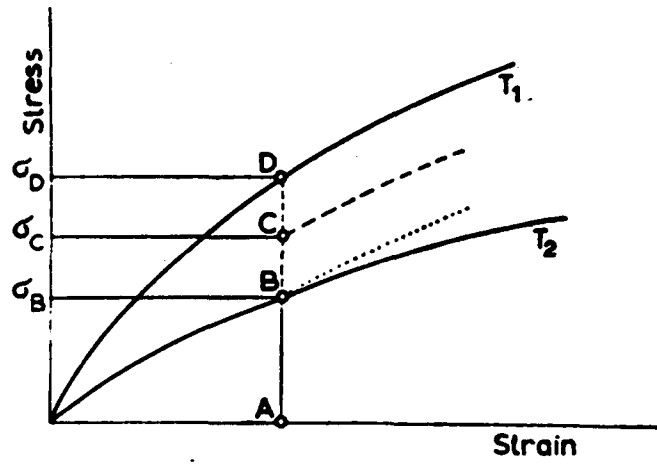


Fig. 3.25: Representación esquemática de curvas tensión-deformación para diferentes temperaturas e igual velocidades de deformación.

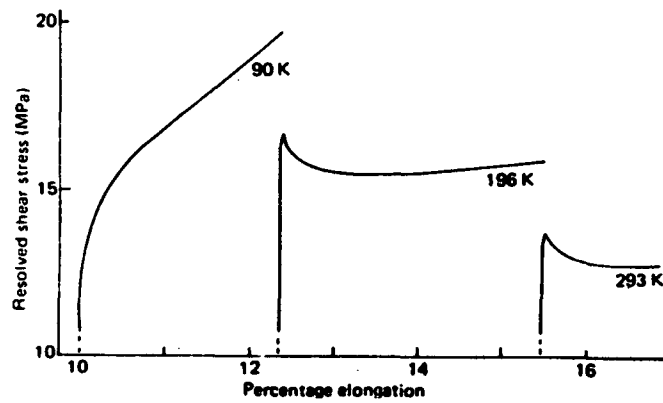


Fig. 3.26 : Ablandamiento por trabajado en Al. La muestra se deforma inicialmente a 90°K, luego se continúa la deformación a 196°K y posteriormente a 196°K (Datos Cottrell y Stokes - 1955).

relación $(\overline{\sigma}_c / \overline{\sigma}_B)$ es cercana a la unidad, la divergencia es causada por la variación de la estructura interna con la temperatura.

Valores típicos determinados a $T_1 = 78^\circ\text{K}$ y $T_2 = 300^\circ\text{K}$:

Al	$1.25 \leq (\overline{\sigma}_c / \overline{\sigma}_B) \leq 1.4$
Cu	$1.1 \leq (\overline{\sigma}_c / \overline{\sigma}_B) \leq 1.25$

Para estos materiales, $\{(\overline{\sigma}_c / \overline{\sigma}_B) / (\overline{\sigma}_c / \overline{\sigma}_B)\}$ está comprendido entre $1/3$ y $1/2$. Parecería entonces que, a grandes deformaciones, los cambios estructurales producidos por la temperatura son la causa predominante en la dependencia de las curvas tensión-deformación del Al y del Cu con la temperatura.

Realizando ensayos como los esquematizados en la figura (3.25), Cottrell y Stokes propusieron la ley que lleva su nombre, la que puede expresarse de acuerdo a la siguiente

$$\left(\frac{\overline{\sigma}_2}{\overline{\sigma}_3}\right)_\mu \cdot \left(\frac{\overline{\sigma}_3}{\overline{\sigma}_1}\right)_\nu = \left(\frac{\overline{\sigma}_2}{\overline{\sigma}_1}\right)_w = \text{cte} \quad (25)$$

donde: $\left(\frac{\overline{\sigma}_2}{\overline{\sigma}_3}\right)_\mu$ son las tensiones de fluencia medidas cuando la temperatura pasa de T_2 a T_3 , $T_2 < T_3$, para una deformación μ .

$\left(\frac{\overline{\sigma}_3}{\overline{\sigma}_1}\right)_\nu$ son las tensiones medidas cuando la temperatura pasa de T_3 a T_1 ($T_3 < T_1$) para una deformación ν .

$\left(\frac{\overline{\sigma}_2}{\overline{\sigma}_1}\right)_w$ son las tensiones medidas para una deformación w cuando se pasa de T_2 a T_1 .

Los ensayos son hechos a velocidad de deformación constante. La ecuación (25) no es válida en la etapa I de la deformación plástica de cristales f.c.c. y es independiente de la deformación de la muestra.

En el caso de materiales h.c.p., la ley de Cottrell- Stokes es válida tanto en la zona de deslizamiento fácil como en la de fuerte endurecimiento. En cristales b.c.c. no debería ser válida, pues se ha encontrado (Bassinsky y Christian, 1960) la siguiente relación para el hierro:

$$\Delta\overline{\sigma} \approx \text{cte.}$$

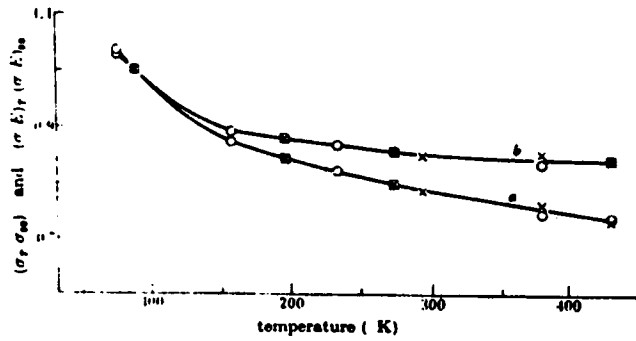


Fig. 3.27 : Evolución del cociente entre la tensión de fluencia a una temperatura T y la tensión a 90°K. La curva superior está compensada por la variación del módulo de Young (E) con la temperatura (Datos Cottrell y Stokes - 1955).

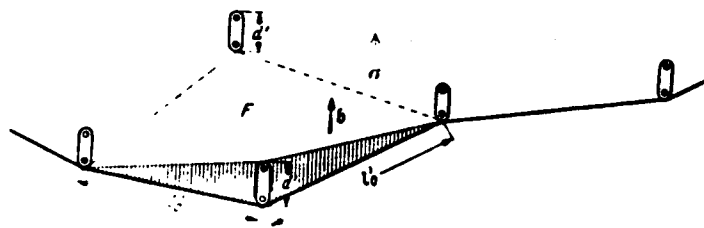


Fig. 3.28 : Esquema de una dislocación moviéndose a través de un "bosque" de dislocaciones.

donde $\Delta \sigma$ es la variación de la tensión de fluencia causada por un rápido cambio de temperatura durante la deformación de la muestra.

III.8.2. - Ablandamiento por trabajado.

Cottrell y Stokes observaron durante sus experiencias con monocristales de Al deformados a diferentes temperaturas un efecto de "límite plástico" como que se presenta en la fig. (3.26). Estos autores mostraron que este fenómeno es consecuencia de la inestabilidad de la estructura de dislocaciones introducidas a baja temperatura cuando la temperatura es aumentada. O sea que es únicamente efecto de la temperatura y no de la fuente usual de efectos de "límites plástico": difusión de defectos puntuales e impurezas a líneas de dislocaciones que obstaculizan su avance.

III.9. - Teoría de la dependencia de la tensión de fluencia con la temperatura.

En la figura (3.27) pueden observarse los resultados que habitualmente se obtienen en una experiencia tipo Cottrell-Stokes. Ellos son representados como el cociente entre las tensiones de fluencia a la temperatura final e inicial versus la temperatura final, estando la curva superior corregida por la variación de las constantes elásticas con la temperatura. Los puntos de la curva son obtenidos para una deformación arbitraria de la muestra, de acuerdo a los resultados de la ecuación (25).

A altas temperaturas, la curva corregida es prácticamente horizontal. Luego, en esta región, la tensión de fluencia no depende de la temperatura ni de la variación de la estructura interna con la temperatura.

Intentaremos explicar los resultados de la fig. (3.27). Seeger (1957) los explica basando su análisis en la contribución del "bosque" de dislocaciones al endurecimiento. Esta contribución es ignorada por Seeger en sus modelos de las etapas de las curvas de endurecimiento.

Supongamos inicialmente poseer una dislocación "Trabada" en el bosque, visto en corte en la fig. (3.28). Como la tensión aplicada τ no es suficiente para mover la dislocación a través del árbol, una energía adicional ΔG debe ser provista para las fluctuaciones térmicas de las tensiones. Si ΔG_0 representa el valor de esa energía adicional cuando no hay tensiones aplicadas y el trabajo realizado por la tensión τ puede escribirse en forma aproximada como $\tau b l_0 d'$, donde l_0 es la distancia entre los "árboles" y d' es la distancia que debe moverse la dislocación para "cortar" el árbol, el balance energético se puede escribir:

$$\Delta G = \Delta G_0 - v^* Z \quad (26)$$

donde: v^* puede ser considerado como un "volumen de activación".

En la ecuación anterior, como trabajamos con un cristal deformado, la tensión debe ser reemplazada por una tensión efectiva $Z - Z_b$, donde Z es la tensión aplicada y Z_b es el campo de tensiones de largo alcance producido por las dislocaciones del cristal sobre la dislocación que intenta avanzar. Este campo es independiente de la temperatura.

Como en todo proceso térmicamente activado, la frecuencia de "corte de árboles" será proporcional a $\exp(-\Delta G/kT)$. En el caso de una muestra deformada a una velocidad constante $\dot{\gamma}$, la velocidad de deformación está relacionada con la tensión efectiva por la ecuación:

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp(-\Delta G_0/kT) \cdot \exp(v^*[Z - Z_b]/kT) \quad (27)$$

donde $\dot{\gamma}_0$ es una constante. Esta ecuación puede reescribirse como:

$$Z = Z_b + [\Delta G_0 - kT \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma})] / v^* \quad (28)$$

Para el rango de temperaturas para el cual $kT \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}) \ll \Delta G_0$, la ecuación (28) predice una disminución de Z al aumentar la temperatura, explicando una parte de la curva de la fig. (3.27). A altas temperaturas resulta $kT \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}) \approx \Delta G_0$ y por lo tanto $Z \approx Z_b$. Luego, también se explica el comportamiento a altas temperaturas, donde la tensión debe solamente vencer la oposición del campo de tensiones de largo alcance.

La escuela inglesa intenta describir el comportamiento de la tensión de fluencia utilizando el movimiento de los jogs. Sabemos que existen dos tipos de movimientos posibles, conservativo y no conservativo. Este último es dependiente de la temperatura y será esta dependencia la cual explicará la forma de la curva de la fig. (3.27).

A bajas temperaturas tendremos únicamente movimiento conservativo de jogs y a medida que la temperatura aumenta, el movimiento no conservativo será asistido cada vez más frecuentemente por las fluctuaciones térmicas de las tensiones, disminuyendo la tensión de fluencia.

4to. CAPITULO - INTERACCION ENTRE DISLOCACIONES Y DEFECTOS

Hasta ahora habíamos supuesto que la interacción de largo o corto alcance entre dislocaciones era la única fuente de obstáculos al libre movimiento de dislocaciones en el seno de un cristal. Los defectos puntuales, como las vacancias o los átomos intersticiales y las impurezas sustitucionales e intersticiales, también han de interactuar con las dislocaciones, alternando su movimiento.

Si el defecto se mueve hacia las dislocaciones, o las dislocaciones se mueven hacia el defecto, la energía de deformación del sistema bajará. Luego, será necesario realizar un trabajo adicional para separar la dislocación del defecto, lo que indica que el cristal ha aumentado su resistencia.

En cuanto a la magnitud de las interacciones, podemos distinguir entre "dislocaciones ancladas" por impurezas y dislocaciones que deben moverse sometidas a "tensiones de fricción σ_i ", las que son aditivas y de diferente origen, por ejemplo: interacción con la red cristalina, con otras dislocaciones, con átomos de soluto individuales o en precipitados con intersticiales y vacancias individuales o agrupadas. Para una tensión aplicada σ , la fuerza afectiva sobre la dislocación será $(\sigma - \sigma_i)$.

Las energías de interacción son del orden de la fracción de eV. Ellas pueden explicarse en su mayor parte por una interacción elástica, salvo en los sólidos iónicos o en las aleaciones donde los elementos poseen vacancias muy diferentes y la interacción electrostática es importante. En la próxima sección analizaremos en detalle este tema.

4.1. - Naturaleza de las interacciones entre dislocaciones y defectos puntuales.

4.1.1. - Interacción elástica

Analizaremos el modelo empleado para describir esta interacción y calcularemos los dos términos que pueden entrar en juego, generados por la diferencia de tamaños o por la diferencia en las constantes elásticas entre impureza y matriz.

Comenzaremos por el caso más simple, estudiando la acomodación de un átomo sobredimensionado en el campo de tensiones de una dislocación de borde. Las tensiones hidrostáticas compresivas generadas alrededor del átomo se relajarán si el átomo está situado en la región dilatada de la dislocación, situada debajo del plano extra de la dislocación de borde. Luego, el átomo será atraído por la zona dilatada y repelido por la zona

comprimida de la dislocación.

Determinemos la energía de interacción. Consideremos un átomo de radio natural $a(1 + \epsilon)$ ubicado en un agujero de un material con isotropía elástica, de radio natural a . Si $\epsilon \neq 0$ el átomo introducirá una distorsión hidrostática simétrica de la matriz. La energía de interacción será el trabajo realizado contra las tensiones locales para producir la distorsión:

$$U_i = p \cdot \Delta V \quad (1)$$

donde $p = -\frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$ es la presión hidrostática del campo de tensiones en un punto dado; las tensiones σ_x , σ_y y σ_z vienen dadas por:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= -Dy \frac{(3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2} & \sigma_y &= Dy \frac{(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \\ \sigma_z &= \nu(\sigma_x + \sigma_y) & D &= \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \end{aligned}$$

y el cambio de volumen del agujero resulta: $\Delta V = \frac{4}{3}\pi a^3 \epsilon$ luego, la ecuación (1) se puede escribir

$$\begin{aligned} U_i &= -\frac{4}{3}\pi \epsilon a^3 (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) \\ &= \frac{4}{3} \frac{(1+\nu)}{(1-\nu)} \cdot \frac{\mu b \epsilon a^3 y}{(x^2 + y^2)} \end{aligned} \quad (2)$$

o por coordenadas polares

$$U_i = \frac{4}{3} \frac{(1+\nu)}{(1-\nu)} \frac{\mu b \epsilon a^3 \sin \theta}{r} \quad (3)$$

siendo $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ y $\theta = \arcsen(y/(x^2 + y^2)^{1/2})$

El valor máximo de U_i corresponde a $\theta = \frac{\pi}{2}$, posición en la cual el átomo de soluto se halla sobre el plano cristalino extra de la dislocación de borde. El valor mínimo de U_i corresponde a $\theta = \frac{3\pi}{2}$, estando el átomo

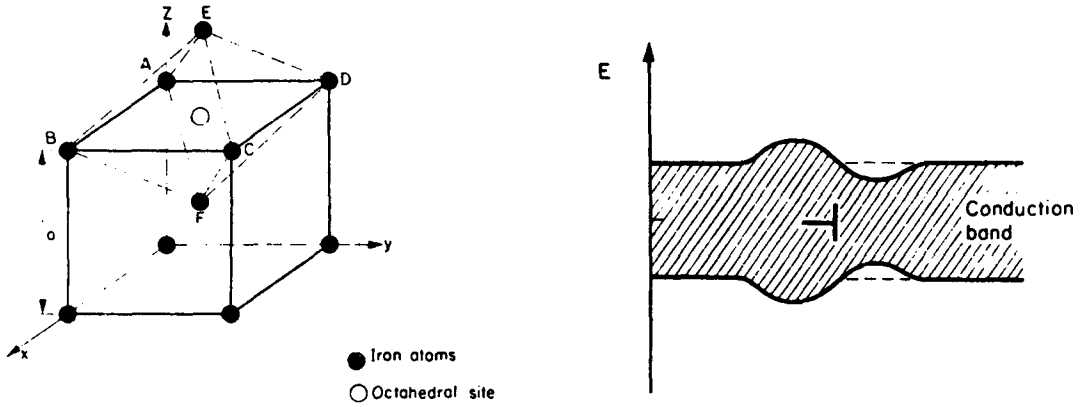


Fig. 4.1 : Sitios intersticiales octaédricos en una red c.c.

Fig. 4.2 : Dipolo eléctrico creado en una dislocación de borde.

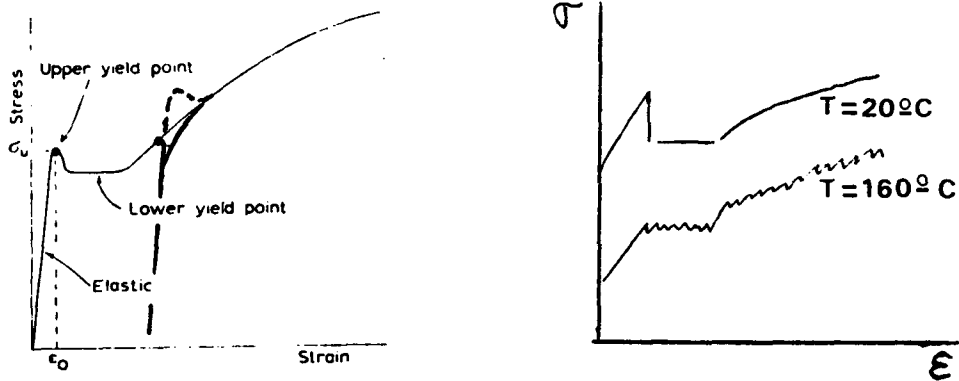


Fig. 4.3. : Curva de tracción para materiales con punto de fluencia superior e inferior.

Fig. 4.4: Efecto Portevin-Le Chatelier en una aleación intersticial.

tomo de soluto ubicado inmediatamente por debajo del plano extra. Este es el sitio de máxima relajación en la dislocación. La diferencia en energía entre el átomo situado en esta posición y el mismo átomo situado a gran distancia de la dislocación será la energía de ligadura del defecto con la dislocación.

La estimación de la energía es aproximada, pues al acercarnos al núcleo de la dislocación la teoría elástica pierde validez. Hay otras hipótesis en este modelo (Cottrell, 1950)

a) El átomo de soluto es completamente rígido. Si el átomo de soluto tiene las mismas propiedades elásticas que la matriz, se debe agregar un trabajo de deformación adicional correspondiente a la deformación del soluto. En este caso, la ecuación (3) se transforma en:

$$U_i = 4\mu b \varepsilon a^3 \frac{\sin \theta}{r} \quad (4)$$

- b) La matriz se comporta como un material elástico isótropo, aunque en la realidad es cristalina y posee un campo de tensiones periódico. Esta puede afectar de modo significativo la energía de interacción, especialmente en zonas cercanas al núcleo de la dislocación.
- c) Los campos de tensiones asociados a la dislocación y al defecto no afectan la distribución electrónica en la red.
- d) La dislocación no está disociada en parciales con una falla de apilamiento.

A pesar de las limitaciones del modelo, los resultados no están muy apartados de la realidad. Para C en Fe, se obtiene $U_i \approx 1 \text{ eV}$.

En el caso de dislocaciones de hélice, un cálculo similar al presentado daría como resultado $U_i = 0$, pues las tensiones asociadas a las dislocaciones de hélice son exclusivamente de corte. En realidad, el análisis es más complejo. Cuando se coloca un intersticial en una red b.c.c., por ej., C en Fe, se produce una distorsión tetragonal. Los sitios más favorables para un intersticial son los octaédricos, tipo $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0)$, como se puede observar en la fig. (4.1). Como $AC=BD = \sqrt{2} a$ y $EF = a$, la introducción de un átomo esférico con un diámetro mayor que $(a-2r)$, donde r es el radio del átomo de Fe, producirá una distorsión tetragonal al desplazar los átomos E y F hacia afuera. El campo de tensiones asociadas a la distorsión tetragonal tendrá componentes hidrostáticos y de corte, interactuando

tanto con dislocaciones de borde como de hélice. Para una dislocación rec-tilínea de hélice a lo largo de la dirección $\langle 111 \rangle$ de un cristal b.c.c. que interactúa con un sitio octaédrico intersticial, U_i resulta:

$$U_i = \frac{\sqrt{2}}{3\pi} \mu b a^3 (\epsilon_1 - \epsilon_2) \frac{\omega \theta}{r} \quad (5)$$

donde ϵ_1 es la deformación a lo largo del eje Z,
 ϵ_2 es la deformación según los ejes X e y.

Para C en Fe resulta $\epsilon_1 \simeq 0.38$ y $\epsilon_2 \simeq -0.26$ y $U_i \simeq 0.75\text{eV}$ para ambos tipos de dislocación (la expresión equivalente a (5) para una dislocación de borde es más complicada).

Consideremos ahora la contribución a la interacción elástica que proviene de la diferencia entre las propiedades elásticas de la matriz y el soluto.

Supongamos que un átomo de la matriz es reemplazado por un átomo de im-pureza del mismo tamaño pero de constantes elásticas diferentes. Si bien no se producirá distorsión elástica, existirá una interacción con las dis-locaciones, ya que estas deberán realizar más trabajo si se mueven cerca de un átomo elásticamente más duro. Luego, hay atracción si la impureza es elásticamente más blanda y repulsión en el caso opuesto.

Este tipo de interacción es importante para analizar el efecto de im-purezas sustitucionales en materiales de estructura f.c.c., donde los cam-bios de volumen asociados a la introducción de la impureza son muy peque-ños. En estos casos resulta $U_i \simeq 0.1$ eV, siendo U_i la adición de la e-nergía de ligadura por efectos de cambio de volumen $U_i(\nu)$ y la energía por diferencias de constantes elásticas $U_i(\mu)$.

Fleischer (1961) demostró para una impureza interactuando con una dis-locación de borde, que la relación entre las dos contribuciones a la ener-gía de ligadura viene dada por la relación

$$\frac{U_i(\nu)}{U_i(\mu)} \simeq 24 \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_\mu} \right) \frac{\lambda}{b} \quad (6)$$

donde ϵ está definida de acuerdo a las ecuaciones (3) y (4) y $\epsilon_\mu = \frac{\Delta\mu}{\mu}$ es la variación relativa del módulo de corte entre soluto y matriz. Uti-lizando valores típicos se encuentra:

A priori, no existiría interacción entre un soluto y una dislocación de hélice. Además, los átomos intersticiales y sustitucionales no producen distorsiones tetragonales en las estructuras f.c.c. Sin embargo, si se tienen en cuenta los arreglos atómicos, hay un efecto de segundo orden que describe una expansión volumétrica en los alrededores de una dislocación de hélice. Esta expansión volumétrica está originada por el hecho de que cerca del centro de la dislocación los planos atómicos no están en ajuste perfecto y tienden a apartarse entre sí. El campo de tensiones hidrostáticas generado por esta expansión es utilizado en el cálculo de la energía de interacción. Fleischer demuestra que

$$\frac{U_i(r)}{U_i(\mu)} \approx \frac{\epsilon}{4 \epsilon \mu} \quad (7)$$

y experimentalmente obtiene que el efecto del cambio de módulo representa aquí el 75% de la energía total de interacción.

Las vacancias y los autointersticiales también interactúan elásticamente con una dislocación. En el caso de un autointersticial la interacción será similar a la de una impureza autointersticial, pero el cambio de volumen será mayor.

En los alrededores de una vacancia se forma un campo de tensiones dilatacional y por lo tanto será atraída a la región compresiva de una dislocación de borde.

Teniendo en cuenta las tensiones hidrostáticas y de corte, Bullough y Newman (1962) obtuvieron para la interacción entre una vacancia y una dislocación de borde:

$$U_i = - \frac{5\mu b^2 r_0^3}{\pi(1-\nu)(7-5\nu)} \cdot \frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{1+6\nu-5\nu^2 \sin^2\theta}{5} \right) \quad (8)$$

y para una hélice

$$U_i = - \frac{5\mu b^2 r_0^3 (1-\nu)}{\pi(7-5\nu)} \cdot \frac{1}{r^2} \quad (9)$$

donde r_0 es el radio de la vacancia.

IV.1.2. Interacción eléctrica

La interacción electrostática es predominante en los sólidos iónicos (Na Cl, KCl, FLi y Ag Cl en otros), ya que la remoción de un ión produ

ce una vacancia iónica positiva o negativa, la que puede interactuar fuertemente con los jogs presentes en dislocaciones, los cuales son portadores de una carga neta positiva o negativa. En este caso, la energía de interacción eléctrica es mucho mayor que la asociada a la interacción elástica.

En el caso de metales, la interacción eléctrica no representa más del 10% del total de la energía de interacción. Ella es producida por los cambios de la densidad electrónica en los alrededores de la dislocación, y consecuentemente se producirá un arreglo en la distribución de electrones en la banda de conducción tal como se ejemplifica en la fig. (4.2) para una dislocación de borde. En la región dilatada, ubicada debajo del plano extra, existirá una carga neta negativa y en la región densa existirá un efecto de carga positiva.

Esta distribución de cargas a lo largo de la línea de dislocación es un dipolo eléctrico que puede interactuar con un defecto puntual con distribución de carga diferente a un átomo de la matriz, por ejemplo: átomos de soluto (intersticiales y vacancias) con valencia diferente y también vacancias.

Esta interacción es débil y de corto alcance.

IV.1.3. - Interacción química.

Cuando una dislocación se disocia en parciales se produce una falla de apilamiento entre las mismas. Este hecho afecta el arreglo periódico de la red y en cristales f.c.c. la región asociada a la falla tiene un arreglo h.c.p. Esta diferencia de estructuras da lugar a propiedades termoquímicas diferentes, por ejemplo: la solubilidad de un átomo de soluto en la red f.c.c. es diferente a la de la red h.c.p. Luego, existirá una interacción entre la dislocación extendida y el soluto, la cual es conocida como efecto Suzuki (1957).

Ejemplos: Mo en aceros austeníticos, Sn en Zr, etc.

IV.2. - Dislocaciones ancladas por impurezas.

Supongamos que las impurezas del material pueden migrar en el cristal. Estas impurezas pueden interactuar con las dislocaciones (mecanismos de la sección anterior), reacomodándose en zonas cercanas a las dislocaciones formando "nubes de impurezas". Estas nubes anclarán a las dislocaciones necesiéndose tensiones adicionales para liberar a las dislocaciones y permitirles continuar su movimiento. Este tipo de interacción permite explicar la existencia de un punto de fluencia superior (A) y un punto de fluencia inferior

en Fe conteniendo C y N intersticial (0,002-0,01% en peso) y en otras soluciones sólidas intersticiales. Asociadas a estos saltos se observan zonas de fácil fluencia o Bandas de Lüder, que ya hemos descripto en el Capítulo I. Si se deforma al material más allá del punto de fluencia inferior, fig. (4.3), y se lo descarga y carga inmediatamente no se observa el efecto de fluencia.

Por otra parte, si una vez descargado el cristal se espera un tiempo largo a temperatura ambiente, en el caso del Fe, o un tiempo más corto a una temperatura mayor (50-150°C), se obtiene un nuevo punto de fluencia al recargar, camino en pequeñas trazos en la fig. (4.3). Este fenómeno se conoce como envejecimiento por deformación y es originado por la difusión de los átomos de soluto a las nuevas dislocaciones que se produjeron durante la predeformación, las cuales quedan ancladas.

A altas temperaturas el fenómeno del punto de fluencia tiende a desaparecer y en cambio aparece un nuevo fenómeno, representado por pequeñas serraciones en la curva tensión-deformación y conocido como Efecto Portevin-Le Chatelier, fig. (4.4). El mismo se presenta en numerosas soluciones sólidas, tanto en mono como en policristales.

Este efecto se explica por la mayor movilidad de los átomos de soluto, los que pueden volver a recapturar dislocaciones cuando ellas se desanclan de sus nubes.

La repetición de este proceso genera nuevos y repetidos puntos de fluencia en la curva tensión-deformación.

IV.2.1. - Teorías sobre el punto de fluencia.

La magnitud de la tensión requerida para separar una dislocación de un defecto dependerá del número y distribución de defectos en la dislocación y de la forma en que ella ocurre. Estos dos aspectos se pueden analizar estudiando los puntos de fluencia en Fe-C, de acuerdo a los trabajos realizados por Cottrell y colaboradores alrededor de 1950.

Habíamos visto que la difusión de impurezas jugaba un rol fundamental en el anclado de dislocaciones. Para una dada concentración de defectos en la matriz existirá una concentración de equilibrio alrededor de las dislocaciones dada por:

$$C = C_0 e^{U_i/kT}$$

Cuando $U_i \gg kT$ se producirá la formación de una fila de átomos de car

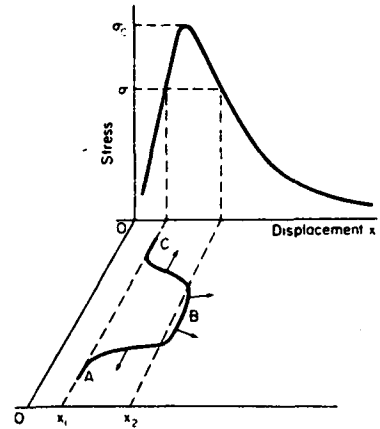
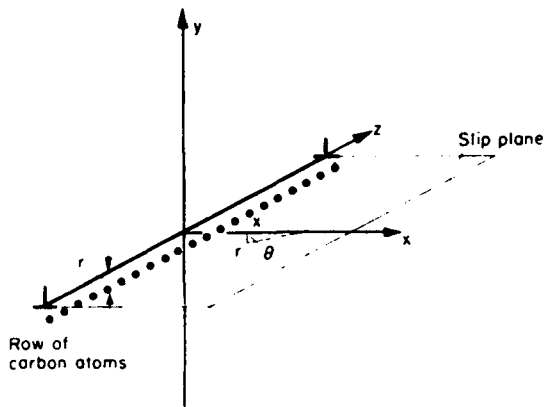


Fig. 4.5 : Diagrama representando una fila de átomos de C ubicados en la posición de máxima energía de unión con respecto a una dislocación de borde.

Fig. 4.6 : Separación de una dislocación de una fila de átomos de Carbono.

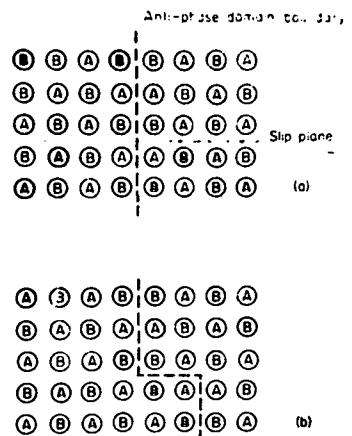
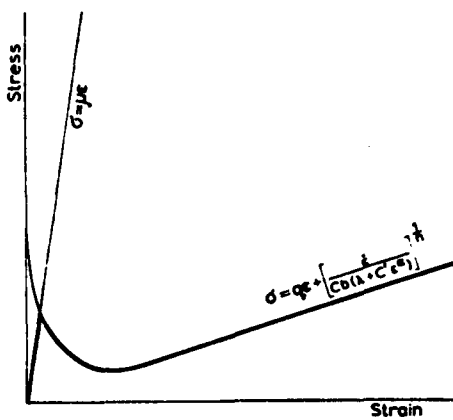


Fig. 4.7 : Representación de una curva de tracción para materiales con punto de fluencia superior e inferior según el modelo de Hahn.

Fig. 4.8 : Esquema de una dislocación atravesando un dominio de antifase; como consecuencia del pasaje se produce un alargamiento del límite del dominio.

bón interactuando con una dislocación, fig. (4.5), o bien la formación de precipitados.

Analizaremos el 1er. caso pues corresponde al anclado máximo de la dislocación.

El número de sitios atómicos por cm^3 en la posición de interacción máxima es aproximadamente igual a ρ (densidad de dislocaciones) y la concentración de átomos de C requerida para producir condensación en todas las dislocaciones es $\sqrt{\rho} b^2$, donde b es el espaciado atómico.

Tomando $\rho = 10^8 \text{ cm}^{-2}$ y $b = 3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ se obtiene una concentración de C del orden de $10^{-5} \%$ atómico.

Consideramos la fila de átomos de la fig. (4.5), los cuales están ubicados en la posición de máxima energía de interacción. Esta, de acuerdo a la ecuación (2) es, para $y = -r_0$, de la forma:

$$U_i = - \frac{A r_0}{x^2 + r_0^2} \quad (10)$$

La fuerza, por plano atómico intersectado por la dislocación, que se requiere para separar la dislocación una distancia X será :

$$F(x) = \frac{\partial U(x)}{\partial x} = \frac{2 A r_0 x}{(x^2 + r_0^2)^2} \quad (11)$$

La cual será máxima para $x = \frac{r_0}{\sqrt{3}}$ y valdrá $F(x)_m = \frac{3\sqrt{3} A}{8 r_0^2}$.

Luego, la tensión crítica por unidad de longitud de dislocación que se requiere para separarla de los átomos de C resulta

$$\sigma_c = \frac{3\sqrt{3} A}{8 r_0^2 b^2} \quad (12)$$

Introduciendo valores realistas en esta ecuación se obtiene que σ_c es cercana a la tensión necesaria para iniciar la deformación plástica de 0°K . Por otra parte, los resultados experimentales muestran que las tensiones críticas dependen fuertemente de la temperatura. Luego, es necesario tomar en cuenta la contribución de la activación térmica.

El cálculo de la ecuación (12) suponía que la dislocación era rígida y que debía separarse de todos los átomos en forma simultánea. Si la línea de dislocación es "flexible", por activación térmica una parte de ella se separará de los átomos de C formando un laxo, fig. (4.6). Si la dislocación pasa a X_2 , esta se podrá liberar, expandiéndose bajo la tensión aplicada y

y empujando al resto de la dislocación a liberarse del anclado.

Cottrell evalúa la energía necesaria para activar la producción de los lazos y arriba a una ley de dependencia de la tensión de fluencia con la temperatura del tipo

$$\sigma = \sigma_0 - \text{cte. } T^{1/3} \quad (13)$$

Al descender la tensión de fluencia con la temperatura se favorece el desanclado y la disminución de la tensión crítica. Sin embargo, la ley no es del tipo $T^{1/3}$. El problema es más complejo.

Volvamos a las bandas de Lüder. Originalmente se pensó que la caída de tensión era debida únicamente al desanclado de dislocaciones. Experiencias de Johnston y Gilman (1959) en cristales de F Li, muestran que una gran cantidad de nuevas dislocaciones se forma al iniciarse la deformación plástica y que existe una relación directa entre la velocidad de esas dislocaciones y la tensión aplicada.

Veamos el análisis que Hahn (1962) realiza para explicar la existencia del salto en la tensión de fluencia en Fe, suponiendo que el sistema es de formado a una velocidad $\dot{\epsilon}_p = \text{cte.}$, siendo:

$$\dot{\epsilon}_p = \rho \cdot b \cdot v \quad (14)$$

Siendo ρ la densidad de dislocaciones no-ancladas y v la velocidad de las dislocaciones móviles. Para el Fe se tienen las siguientes relaciones:

$$a) \quad \rho = C' \epsilon_p^\alpha + \rho_0 \quad (15)$$

donde $C' = \text{cte.}$, $0.7 \leq \alpha \leq 1.5$ y $\rho_0 =$ densidad inicial de dislocaciones no ancladas

$$b) \quad v = C \sigma^n \quad (16)$$

donde C y $n \approx 3.5$ son constantes.

Reemplazando en (14) las expresiones (15) y (16) y considerando que el efecto de fricción sobre la dislocación es lineal con la deformación ($\sigma_i \approx q\epsilon$), se obtiene

$$\epsilon_p \approx b C (\rho_0 + C' \epsilon_p^\alpha) \cdot (\sigma - q\epsilon_p)^n \quad (17)$$

Luego, las tensiones aplicadas en la curva $\bar{\sigma}-\bar{\epsilon}$ serán

$$\bar{\sigma} \approx \mu \epsilon_e \quad \text{en la región elástica y en la región plástica:}$$

$$\bar{\sigma} \approx \tau \epsilon_p + \left[\frac{\dot{\epsilon}_p}{\epsilon b (\rho_0 + C' \epsilon^\alpha)} \right]^{1/n} \quad (18)$$

la cual es representada en la fig. (4.7). La ecuación (18) pone de manifiesto la importancia de la existencia de dislocaciones libres en el material al iniciar la deformación plástica: Cuanto mayor sea ρ_0 menor será el saldo de tensiones. Luego, "las nubes de impurezas regularían el valor de ρ_0 y no sería el desanclado el causante de los saltos en tensión."

IV.3. - Deformación de soluciones sólidas.

Todos los elementos en solución sólida aumentan la CRSS por encima de la del metal puro. Si bien la influencia es más marcada cuanto mayor sea la diferencia entre los tamaños atómicos del solvente y del soluto, sus propiedades elásticas y electrónicas serán también variables significativas.

Se observa una mayor variación de la tensión de fluencia con la temperatura en las aleaciones que en los metales puros.

También se encontró que la dependencia de la tensión de fluencia con la temperatura en la etapa I de la deformación (Cottrell-Stokes) es igual a la dependencia de la CRSS con la temperatura. Esto indica que la principal contribución a τ es una tensión de fricción sobre las dislocaciones que se mueven y no una tensión necesaria para liberar a las dislocaciones de la atmósfera de soluto, como proponía Cottrell en sus trabajos. Las causas de este efecto de fricción la discutiremos en detalle más adelante al analizar el modelo de Mott y Nabarro.

IV.3.1. - Endurecimiento por ordenamiento.

El endurecimiento de las soluciones sólidas se refiere a una solución completamente al azar de un elemento en otro. Un endurecimiento adicional puede producirse si los átomos están ubicados en sitios preferenciales como ser los de orden de corto o de largo alcance.

a) Orden de corto alcance:

Al atravesar una zona de orden de corto alcance, una dislocación destruirá dicho orden en su plano de deslizamiento produciendo una configuración más desordenada. Una tensión adicional se requerirá para producir una

Interfase de mayor energía a medida que la dislocación avanza. Si δ es la energía de la interfase desordenada, el trabajo realizado por unidad de longitud de línea de dislocación para desplazarla una distancia unitaria bajo una tensión τ resulta:

$$\delta = \tau b \tag{19}$$

Tomando $\delta \approx 10 \text{ ergios/cm}^3$ para el bronce 70:30, la tensión crítica del orden de $5 \cdot 10^8 / \text{cm}^2$, valor que es del orden de la CRSS observada.

El pasaje de una segunda dislocación en el mismo plano de deslizamiento restaurará el orden local. En general, el orden de corto rango resulta destruido por el movimiento de dislocaciones y no afectará el posterior endurecimiento.

b) Endurecimiento producido por límites de dominio de antifase:

Las aleaciones del tipo Cu_3Au presentan zonas con orden de largo alcance, las que se nuclean al azar y crecen unas hacia otras. Cuando ellas se encuentran se forma un límite de dominio de antifase, fig. (4.8-a) Este límite posee numerosas uniones del tipo AA, BB y tendrá una alta energía de unión. El pasaje de una dislocación producirá un límite de antifase adicional, fig. (4.8-b) y por lo tanto se requerirá una tensión mayor para mover la dislocación a través del plano de deslizamiento. Según Cottrell, la tensión requerida está dada por la expresión:

$$\tau = \frac{\delta}{l} \left(1 - \frac{3t}{l} \right) \tag{20}$$

donde δ = energía superficial del límite del dominio de antifase ($\delta \approx 100 \text{ ergios/cm}^2$), l = tamaño del dominio y t = ancho del dominio. Si $t \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$, resulta $\tau \approx 2 \cdot 10^8 \frac{\text{dinas}}{\text{cm}^2}$ para $l = 2.5 \times 10^{-7} \text{ cm}$. Cuando l es incrementado a $l \approx 10^{-6} \text{ cm}$ resulta $\tau < 10^8 \frac{\text{dinas}}{\text{cm}^2}$. Luego, este mecanismo de endurecimiento es importante para aleaciones con dominios de pequeño tamaño.

IV.4. - Endurecimiento por precipitación.

Iniciamos esta sección con una ligera revisión sobre el fenómeno de precipitación. Para ello utilizamos el conocido ejemplo de una aleación Al-4%Cu. Si calentamos dicha aleación a 550°C. Obtendremos una so-

lución sólida homogénea. Si la comenzamos a enfriar lentamente al llegar al punto X, fig. (4.9), comenzará a precipitar una segunda fase y a 20°C la aleación consistirá en precipitados grandes de CuAl_2 en una matriz rica en Al. Si templamos la aleación desde 550°C el resultado será distinto: obtendremos una solución sólida supersaturada. Un posterior calentamiento de la solución supersaturada a una temperatura intermedia (por ejemplo 150°C), hace que los átomos de Cu dejen a la solución para producir precipitados que cambian su tamaño, morfología y composición con el tiempo. Se pueden obtener dos tipos de precipitados: coherentes e incoherentes.

En los precipitados coherentes, un cierto número de átomos de solvente son reemplazados por un número igual de átomos de diferente tamaño. La figura (4.10) muestra los dos casos posibles de precipitados con interfase coherente. Una fila de átomos Y ha desplazado los átomos X a lo largo de un plano representado por PQ, generándose un campo elástico alrededor del defecto.

En los precipitados incoherentes el número de átomos reemplazados es diferente.

Los átomos de soluto sustitucionales pueden producir tres efectos básicos de endurecimiento, los que son debidos a:

- a) Soluciones sólidas sustitucionales,
- b) Precipitados coherentes a zonas de Guinier-Preston
- c) Precipitados.

En todos los casos, las dislocaciones deberán superar la resistencia presentada por estas barreras. La precipitación ocurre en el tiempo según la secuencia (a) → (b) → (c) y la consecuente variación de la tensión de fluencia también se reflejará en el tiempo, como se puede observar en la fig. (4.11). Al calentar o "envejecer" la solución sólida a 150°C, la resistencia del material aumenta por la formación de zonas coherentes, proceso llamado endurecimiento por envejecimiento (age-hardening) que se utiliza industrialmente para endurecer aleaciones (por ejemplo Al-Si-, Al-Mg, Al-Cu). El pico de dureza corresponde a la posición de obtimización del tamaño, distribución y coherencia de los precipitados. La dureza cae posteriormente como consecuencia de la formación de grandes precipitados semicoherentes (generados por la relajación de la energía de interfase por producción de dislocaciones) o incoherentes (relajación por difusión de soluto al defecto).

La interpretación del endurecimiento por átomos de soluto y precipitados se realiza habitualmente utilizando la teoría de Mott y Nabarro (~ 1950)

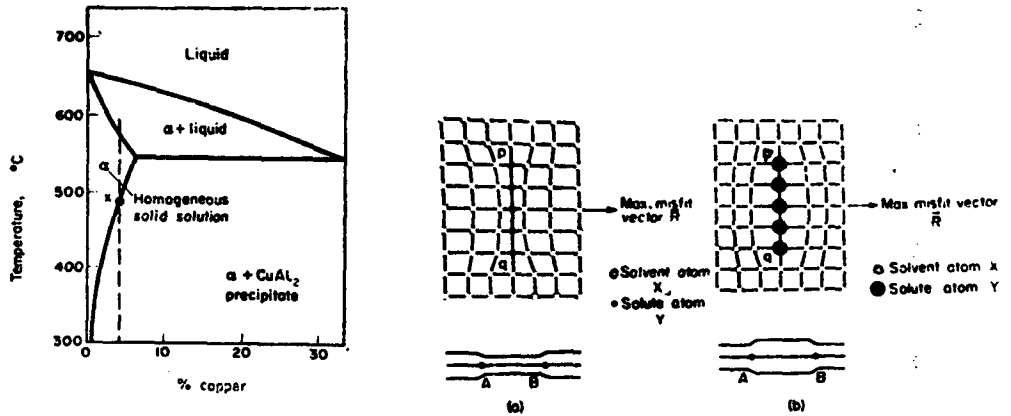


Fig. 4.9 : Sección del diagrama de equilibrio Al-Cu.

Fig. 4.10: Representación de zonas que producen deformaciones coherentes: (a) Átomos de soluto pequeños, (b) grandes.

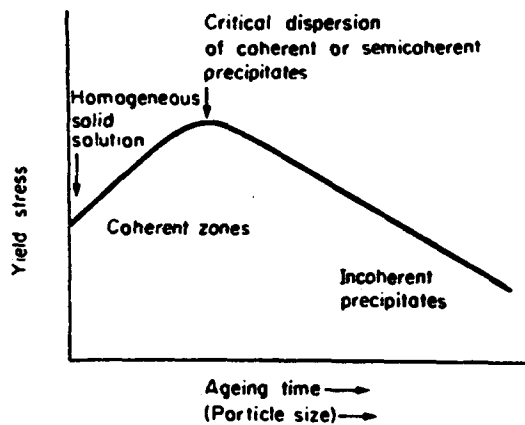


Fig. 4.11: Variación de la tensión de fluencia con el tiempo de envejecimiento para una aleación de base Al.

IV.4.1. - Teoría de Mott y Nabarro.

Inicialmente, estos autores supusieron que la resistencia al movimiento de una dislocación alrededor de una partícula esférica de radio a era únicamente de tipo elástico, sección (IV.1.1.). Posteriormente fueron realizadas modificaciones a la teoría a fin de incluir la diferencia de comportamiento elástico entre precipitados y matriz, morfología de la partícula, coherencia entre los campos de deformación y forma de atravesar las barreras por parte de las dislocaciones. Nos limitaremos aquí a presentar las ideas básicas de la teoría y los resultados principales.

Consideremos una dislocación rectilínea perfecta en un cristal, la cual está rodeada de átomos de soluto, fig. (4.12). Cuando la dislocación está próxima a un átomo de soluto, sus campos elásticos interactuarán y la dislocación podrá ser atraída o repelida de acuerdo a su signo. Si la dislocación se mantiene recta, no existe entonces una fuerza neta sobre ella; la suma de las energías de interacción será constante, por ejemplo cero, y los átomos de soluto no opondrán resistencia al movimiento de la dislocación. En la realidad, la línea de dislocación es flexible y puede acceder a una posición de mínima energía doblándose alrededor de regiones de gran energía de interacción. Tratemos de evaluar cual es la tensión local producida por un átomo de soluto para doblar la dislocación según un radio R .

Supongamos una dislocación que se curva bajo una tensión aplicada Z . La tensión de línea (T) producirá una fuerza que tiende a enderezarla, fig. (4.13). Si $Z b ds$ es la fuerza a lo largo de OA debido a la tensión aplicada y la fuerza debido a la tensión de línea es $2T \sin(\frac{d\phi}{2})$; teniendo en cuenta que $d\phi = \frac{ds}{R}$ y para valores pequeños de $d\phi$ se obtiene:

$$T d\phi = Z b ds$$

Luego

$$Z = \frac{T}{bR}$$

Como $T = \alpha \mu b^2$ con $\alpha \approx 1/2$

resulta $Z \approx \frac{\mu b}{2R}$,

y el radio de curvatura máximo para una dada tensión producida por un átomo de soluto resulta :

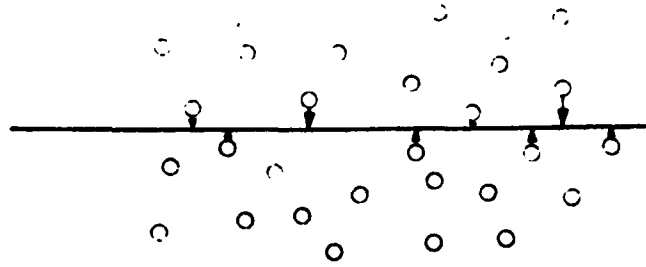


Fig. 4.12: Dislocación recta en un cristal con una distribución al azar de átomos de soluto.

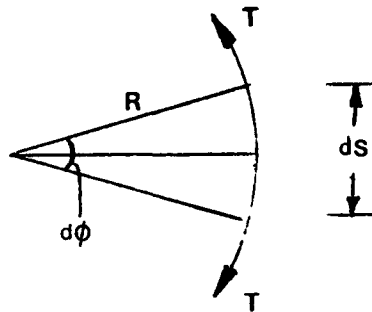


Fig. 4.13: Esquema de tensiones actuantes sobre un segmento de dislocación.

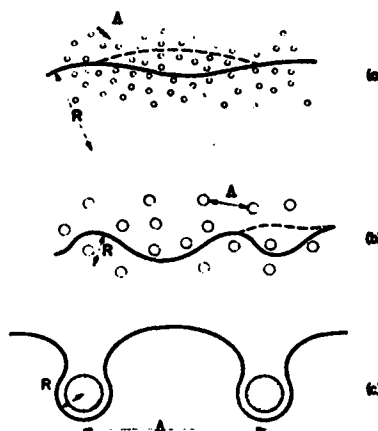


Fig. 4.14: Diferentes casos de dislocaciones flexibles moviéndose en campos de obstáculos dispersos.

$$R \approx \frac{\mu b}{2 \tau_0} \quad (21)$$

Como consecuencia de esta ecuación, vemos que la posición de la dislocación y lógicamente el tipo de interacción con los átomos de soluto dependerá del espaciado medio Λ entre las partículas.

Si un cristal contiene una concentración de átomos de soluto C , tres situaciones distintas pueden ser consideradas teniendo en cuenta el tamaño y espaciado de las partículas.

a) Partículas dispersas muy pequeñas o átomos de soluto individuales, fig. (4.14-a).

Este caso ya lo hemos enunciado en la sección IV.3. La separación entre átomos es muy pequeña y para átomos individuales resulta

$$\Lambda = \frac{a}{C^{1/3}}$$

Siendo a = espaciado interatómico.

Los campos de tensiones locales no son suficientes (ecuac. 21) para doblar la dislocación alrededor de cada partícula, luego:

$$\Lambda \ll R$$

Luego la dislocación supera parcialmente los campos de tensiones de las partículas, pero, como es flexible, bajo una cierta tensión τ_0 tomará una disposición donde haya una energía de interacción neta positiva. Mott y Nabarro obtienen

$$\tau_0 = 2.5 \mu E^{4/3} C \quad (22)$$

para valores de C tales que $10^{-3} \leq C \leq 10^{-2}$.

Esta expresión predice que el endurecimiento en soluciones sólidas es proporcional a la concentración de soluto.

Agregando los efectos de diferencia de módulos elásticos, Fleischer demuestra que $\tau_0 \propto C^{1/2}$. Estas relaciones no siempre se observan en las experiencias.

b) Precipitados coherentes o semicoherentes, fig. (4.14-b)

En este caso $\Lambda \approx R$ y la dislocación se puede curvar alrededor de cada partícula.

Los lazos de dislocaciones formados se pueden mover independientemente unos de otros. El deslizamiento se produce cuando cada lazo de dislocación supera la energía de interacción de la partícula, la cual se supone es enteramente de tipo elástico. Si se niega que la dislocación puede cortar la partícula (lo cual significaría un trabajo adicional al producirse una nueva interfase partícula-matriz), la expresión de la tensión de fluencia dada por Mott y Nabarro es

$$\tau_0 = 2\mu \epsilon c \quad (23)$$

la cual no depende del espaciado Λ de las partículas .

En estas condiciones obtenemos el máximo endurecimiento del material. El espaciado crítico se puede calcular reemplazando τ_0 obtenido en la ecuación (23) en la ecuación (21):

$$\Lambda_c \approx \frac{b}{4\epsilon c} \quad (24)$$

Tomando $\epsilon \approx 0.2$, $c \approx 0.02$ resulta $\Lambda_c \approx 60b$.

c) Partículas grandes y separadas, fig. (4.14-c)

Este es el caso de las soluciones sobre-envejecidas, para las cuales resulta $\Lambda \gg R$.

El cristal se ha ablandado, fig. (4.11) y las dislocaciones se pueden doblar entre las partículas. La tensión de fluencia es la requerida para curvar a la dislocación en un radio $\Lambda/2$. Luego:

$$\tau_0 \approx \frac{\mu b}{\Lambda} \quad (25)$$

Al doblar alrededor de cada precipitado, cada dislocación que pasa deja un anillo de dislocación. (lazos de Orowan). Este hecho da lugar a un aumento de la tensión de fluencia con la deformación como consecuencia de las tensiones resistivas de los anillos.

5to. CAPITULO - DEFORMACION EN CALIENTE DE METALES

Cuando a un metal previamente deformado en frío se lo somete a un tratamiento térmico adecuado, se puede observar que generalmente dicho metal recupera las características de resistencia a la deformación que poseía inicialmente. El efecto de los tratamientos térmicos tiene por efecto, según las leyes de termodinámica, bajar la energía libre del material gracias a los procesos térmicamente activados, los que permiten sea la aniquilación, sea el arreglo de defectos, principalmente las dislocaciones, resultantes del proceso de endurecimiento por deformación.

Si el metal se deforma en caliente, los mecanismos de creación y de eliminación de defectos entrarán en competencia y, en ciertos casos, llegarán a un régimen de equilibrio (o estacionario) de deformación plástica sin endurecimiento. Las posibilidades de trabajado mecánico de metales resultan entonces altamente interesantes, lo cual pone de manifiesto la importancia tecnológica de la deformación en caliente.

Salvo a muy altas temperaturas y bajas velocidades de deformación, la aptitud a la deformación plástica está determinada por el desplazamiento de dislocaciones. En frío, ese desplazamiento se produce por deslizamiento. Las dislocaciones emitidas por las fuentes no pueden aniquilarse o desaparecer; ellas se apilarán sobre diferentes obstáculos, en particular los bordes de granos, creando sobre las fuentes de dislocaciones tensiones que limitan la aparición de nuevas dislocaciones. En caliente, varios mecanismos van a mejorar la aptitud a la deformación plástica:

- El deslizamiento termoactivado,
- El "trepado" de dislocaciones,
- La disminución de la resistencia mecánica y el consecuente movimiento de bordes de grano.
- La recuperación y la recristalización dinámica.

5.1. - Activación térmica del deslizamiento.

En la sección III.9 hemos visto un caso particular de activación térmica del deslizamiento: el pasaje de una dislocación a través de un "bosque" de dislocaciones. Existen otros fenómenos de deslizamiento que pueden ser activables térmicamente, todos ellos ligados a interacciones de corto alcance.

A saber:

- Deslizamiento desviado: Permite a las dislocaciones evitar obstácu

los y a escapar de los apilamientos. Es un fenómeno típicamente dependiente de la temperatura, que se observa tanto en policristales como en monocristales, fig.(5.1), que puede retardar la iniciación de la ruptura de los materiales.

- Disociación de dislocaciones: Este mecanismo fue discutido en la sección III.5.4., ver fig. (3.10), al analizar el deslizamiento. La activación del mismo contribuye a explicar la rápida aparición de la etapa III de deformación en los materiales f.c.c. En la expresión de la energía necesaria para activar este proceso

$$\Delta G = \Delta G_0 - \nu^* \sigma \quad (1)$$

ΔG_0 no solo debe representar la barrera energética para desplazar una dislocación, sino que también debe tener en cuenta la energía que se requiere para eliminar la falla de apilamiento ($\gamma \approx \frac{1}{r}$ donde r es la distancia entre las dislocaciones disociadas) y recombinar las dislocaciones. La tensión efectiva que debe aplicarse para la activación de las dislocaciones es mayor en el caso de materiales con dislocaciones disociadas que en el caso de materiales con dislocaciones perfectas.

En materiales f.c.c., este resultado podría explicar el menor valor del límite elástico en Al respecto del Cu.

En Fe, la disminución del límite elástico con la temperatura no será solamente consecuencia de la mayor probabilidad que poseen las dislocaciones de "escapar" de sus trampas, sino también de la recombinación de dislocaciones "ancladas" sobre planos (110) o (112) que comienzan a deslizar sobre planos (110). En ciertos materiales hexagonales, la recombinación de dislocaciones disociadas también parece controlar ciertas etapas de la deformación en caliente. Por ejemplo, la deformación de las aleaciones Zr-Zn en el rango 0.4 a 0.6 Tf. La adición de Sn a estas disociación y consecuentemente la resistencia de la deformación.

A todos estos procesos se le puede asociar una energía y un volumen de activación. De acuerdo al análisis de la sección III.9 podemos escribir

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon} &= \dot{\epsilon}_0 \exp\left(-\frac{\Delta G}{kT}\right) \\ &= \dot{\epsilon}_0 \exp\left(-\frac{\Delta G_0}{kT}\right) \exp\left(\frac{\nu^* \sigma}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2)$$

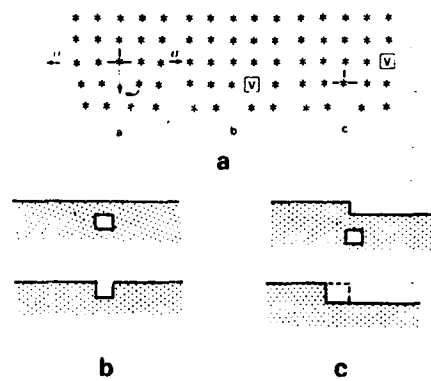
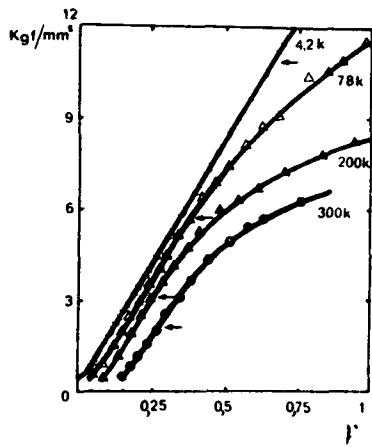


Fig. 5.1: Curva τ - ϵ para monocristales de Cu en función de la temperatura. Las flechas indican el comienzo del deslizamiento desviado.

Fig. 5.2: Trepado de una dislocación de borde: a) emisión de una vacancia; b) formación de un jog; c) trepado por movimiento de Jogs existentes.

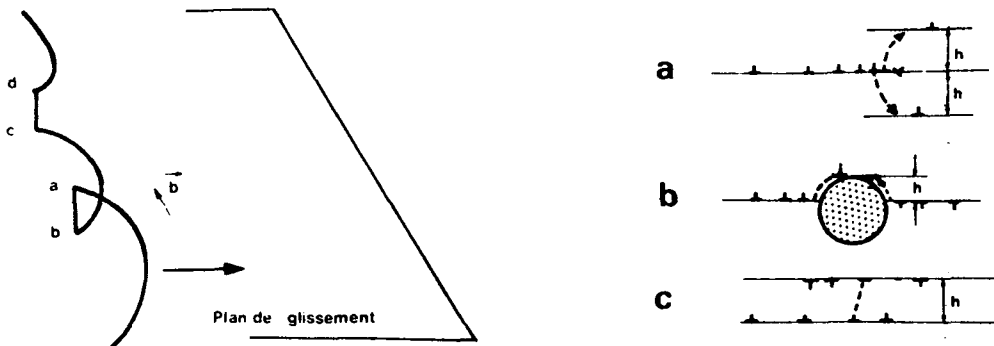


Fig. 5.3 :Movimiento no conservativo de jogs en dislocaciones de hélice.

Fig. 5.4: Trepado de dislocaciones de borde: a) Barreras de Lomer-Cottrell; b) Precipitados; c) Aniquilación de dislocaciones

Luego:

$$\Delta G = - \left\{ \frac{\Delta u \dot{\epsilon}}{\delta \left(\frac{1}{kT} \right)} \right\} \quad (3)$$

$$v^* = \delta \left(\frac{\Delta G}{\delta \sigma} \right)_T \quad (4)$$

Experimentalmente, ΔG y v^* se pueden determinar mediante ensayos a tensión constante (creep) o a velocidad de deformación constante (tracción, compresión o torsión) realizados a distintas temperaturas. El tipo de experiencia a elegir depende del objetivo del estudio, ya que uno u otro ensayo cubren rangos de velocidades diferentes, 10^{-10} - 10^{-3} S^{-1} y 10^{-3} a $10^3 S^{-1}$ respectivamente, y como veremos durante el presente capítulo, pueden involucrar fenómenos físicos muy diferentes.

5.1.1.- Efectos de impurezas

Los principales mecanismos de anclado de impurezas son térmicamente activables. En los ensayos de tracción, la disminución del límite elástico está ligada al desbloqueo de las dislocaciones de las impurezas. En los ensayos de creep a alta temperatura, la tensión aplicada puede resultar insuficiente para asegurar el desbloqueo. Un nuevo mecanismo aparece: la difusión. Este mecanismo permitirá que las impurezas acompañen a la dislocación en un desplazamiento. Este proceso será facilitado por el aumento de temperatura y tendrá como energía de activación a la energía de autodifusión de las impurezas.

5.2. - Desplazamiento no conservativo de dislocaciones ("trepado").

La fig. (5.2) muestra esquemáticamente el trepado de una dislocación, en este caso una de borde, como consecuencia de la absorción o de la emisión de una vacancia. En (5.2-a) observamos el descenso de un segmento de la línea de dislocación por emisión de una vacancia. Como consecuencia de ello, se formará un jog en la línea de dislocación. En el caso de la fig. (5.2-b), se ilustra la formación de dos jogs o del trepado a partir de un jog existente como consecuencia de la absorción de vacancias. Generalmente, la emisión o la absorción de vacancias se produce a partir de jogs existentes en la dislocación.

Luego, gracias a las vacancias, una dislocación posee un grado de liber-

tad suplementario que le permite cambiar el plano. Además, si la dislocación "trepas" sin cambiar su longitud, tampoco cambiará en energía.

Este mecanismo está controlado por la difusión. El necesita de una razonable concentración y movilidad de vacancias, lo que corresponde a temperaturas superiores a $0.5 T_f$. Por encima de esta temperatura el desplazamiento no conservativo de dislocaciones permitirá a las dislocaciones eliminar diferentes efectos de bloqueo.

- Desplazamiento por trepado de jogs en dislocaciones de hélice.

Un jog que se forma sobre una dislocación de hélice se presenta necesariamente como una dislocación de borde, fig.(5.3). Su desplazamiento en la dirección de deslizamiento de la dislocación de hélice implica la existencia de un mecanismo de trepado. El jog ab debe emitir vacancias mientras que el jog cd debe absorberlas. Este mecanismo, puede facilitar el deslizamiento de dislocaciones de hélice.

- Trepado de dislocaciones de borde.

Es uno de los mecanismos fundamentales de la deformación en caliente. La fig. (5.4) muestra que el trepado permite a las dislocaciones sortear obstáculos de diferente naturaleza:

- a) Barreras de Lomer-Cottrell (dislocaciones ancladas).
- b) Partículas o precipitados. Estos pueden presentar sistemas de dislocaciones con vectores de Burger opuestos que pueden aniquilarse.
- c) Aniquilación de dislocaciones apiladas sobre planos diferentes.

- Consecuencias del trepado de dislocaciones.

Un importante fenómeno que se produce como consecuencia del trepado de dislocaciones es la formación de celdas de poligonización. Las dislocaciones inicialmente apiladas por deslizamiento, fig. (5.5.a), se reagrupan en paredes que delimitan dichas celdas, fig. (5.5.b).

Este reacondicionamiento de dislocaciones permite bajar la energía del sistema físico. En efecto, las zonas en compresión ubicadas por encima de la línea de dislocación son relajadas por las zonas en tensión de la dislocación vecina. Las tensiones producidas por las paredes pueden considerarse nulas para distancias h iguales a la distancia entre dislocaciones de la pared.

Consecuencia de este arreglo, existe una desorientación θ entre las cel

das o subgranos adyacentes a la pared. Ella se puede escribir como

$$\theta = \frac{b}{h} \quad (5)$$

Las dislocaciones bloqueadas en su plano de deslizamiento por los bordes de sub-granos podrán trepar a lo largo de la pared, aniquilándose con otras dislocaciones o bien introduciéndose en la pared provocando una pequeña desorientación suplementaria $\Delta \theta$, fig.(5.6.a).

Finalmente, el obstáculo al deslizamiento representado por el borde de grano puede ser atenuado en parte gracias al trepado a lo largo del borde, fig.(5.6.b).

Como el trepado elimina una dislocación del apilamiento, la fuente se pondrá de nuevo en funcionamiento y liberará una dislocación que podrá desplazarse por deslizamiento. Los dos mecanismos trepado y deslizamiento, están en serie. Como el mecanismo más lento es generalmente el de trepado, la velocidad de desplazamiento de las dislocaciones y consecuentemente la velocidad de deformación será controlada por la velocidad de trepado. Luego:

$$\dot{\epsilon} \propto \frac{v_m}{h} \quad (6)$$

donde v_m es la velocidad de trepado y h la altura del obstáculo.

El estado estacionario se logra cuando el flujo de vacancias absorbidas (o emitidas) por la dislocación que trepa es igual al flujo de vacancias creadas bajo el efecto del gradiente de potencial químico de las vacancias, el cual es consecuencia del gradiente de tensiones.

Luego, la resolución de $\dot{\epsilon}$ se transforma en la resolución de un problema de autodifusión con condiciones de contorno particulares a cada tipo de obstáculo. La forma de $\dot{\epsilon}$ es del tipo

$$\dot{\epsilon} = c \sigma^n \exp\left(-\frac{\Delta G_{AD}}{kT}\right) \sinh\left(\frac{B \sigma^m}{kT}\right) \quad (7)$$

con ΔG_{AD} = energía de autodifusión y n y m constantes específicas a cada tipo de obstáculo.

En conclusión: La deformación plástica se ve favorecida por el grado de libertad suplementario que adquieren las dislocaciones por el mecanismo de trepado. Las fuentes podrán emitir un mayor número de dislocaciones y el efecto endurecedor de precipitados y bordes de grano disminuirá con la temperatura. Los resultados experimentales confirman estas apreciaciones:

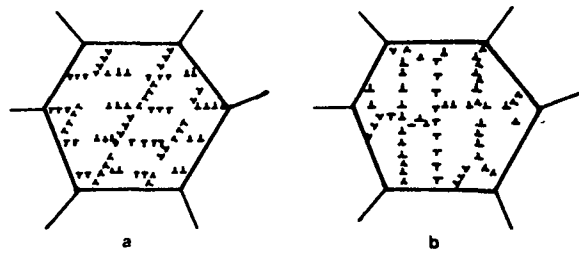


Fig. 5.5: Formación de celdas de poligonización: a) Apilamiento de dislocaciones; b) arreglos en las paredes.

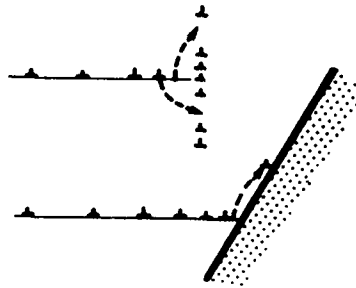


Fig. 5.6: Trepado de dislocaciones a lo largo de sub-bordes y bordes de granos.

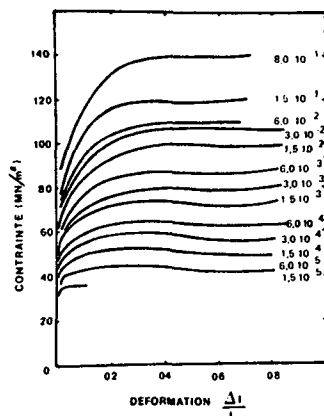


Fig. 5.7: Recuperación dinámica en función de la temperatura para Fe a 700°C.

- El aumento de temperatura disminuye la consolidación de policristales.
- Las líneas de deslizamiento son menos numerosas, más anchas y llegan hasta los bordes de granos.
- Por otra parte, el reordenamiento y la aniquilación de dislocaciones implica un proceso de restauración continua del material o recuperación dinámica.

5.3. - Recuperación dinámica.

La fig. (5.7) muestra el aspecto que presentan, las curvas de tracción de un Fe Armco a 700°C en función de la velocidad de deformación. Se puede observar que, después de una etapa de endurecimiento que se hace menos marcada a medida que la velocidad de deformación disminuye, la deformación continúa sin endurecimiento. Este estado estacionario de la deformación plástica está caracterizado por un arreglo de las dislocaciones en estructuras de poligonización. La densidad de dislocaciones permanece constante durante la deformación; las velocidades de producción y aniquilación de dislocaciones son iguales. Este proceso es conocido como recuperación dinámica y es también observado en los ensayos de Creep para temperaturas T tales que $T > 0.5 T_f$. El tamaño de los subgranos de la estructura disminuye cuando la velocidad de deformación aumenta o la temperatura disminuye.

Estos resultados están de acuerdo con los mecanismos para sortear obstáculos por trepado, con la aniquilación y arreglo de dislocaciones.

Los subgranos son generalmente equiaxiales, aunque las grandes deformaciones pueden producir una distorsión importante de la forma del grano; las paredes se reacomodan durante la deformación de manera de mantener la condición de régimen estacionario, asociada a la configuración de menor energía del sistema.

En cuanto al tamaño de subgranos, una deformación a baja velocidad (o aplicando una baja tensión) permitirá activar fuentes de dislocaciones alejadas de los obstáculos, obteniéndose así una subestructura de poligonización con subgranos de mayor dimensión.

5.3.1. - Efectos de la disociación de dislocaciones - Recristalización dinámica.

Los mecanismos asociados a la recuperación dinámica suponen que las dislocaciones pueden cambiar de planos de deslizamiento y aniquilarse mediante el movimiento no conservativo o trepado. Este mecanismo será ne

cesariamente más difícil para dislocaciones disociadas. En efecto, como en los fenómenos de deslizamiento termo activados el trepado deberá estar precedido de una recombinación de dislocaciones, la barrera de energía asociada a este mecanismo será mayor. Una energía asociada a este mecanismo será mayor.

Una energía suplementaria deberá ser entregada por fluctuaciones térmicas y, consecuentemente, los mecanismos de trepado y recuperación dinámica intervendrán a una temperatura más alta en los materiales que poseen baja energía de falla de apilamiento. En el caso límite, si la disociación es importante y la velocidad de deformación es demasiado rápida, la restauración dinámica no conducirá al régimen estacionario y el material adquirirá un nuevo comportamiento: la recristalización dinámica.

También, la recristalización dinámica puede estar asociada a una transformación de fase. La curva de la fig. (5.8.), obtenida por un ensayo de torsión en un acero ferrítico de bajo contenido de Carbono, serie 1010, presenta las distintas curvas de recuperación dinámica a 700, 750 y 800°C, como así también la aparición de la recristalización dinámica al hacerse presente en el material una cantidad importante de austenita.

Nótese que, como consecuencia de la recristalización dinámica, la cupla aplicada a la probeta (Kg-mm) sufre una fuerte caída en función del ángulo θ . La curva a 700°C presenta también una pendiente negativa, pero ello se debe exclusivamente a efectos térmicos.

En la próxima sección estudiaremos un mecanismo fundamental para la existencia de la recristalización dinámica: el movimiento de bordes de granos.

5.4. - Rol de los bordes de grano durante la deformación en caliente.

El borde de grano es la superficie de unión entre dos cristales de igual estructura cristalina y orientaciones diferentes. La desorientación entre cristales se puede describir por una rotación, $\bar{R}(\theta)$, de un ángulo θ alrededor de un eje \bar{R} .

En los últimos 15 años se han realizado numerosos estudios a fin de obtener una correcta descripción de los bordes de grano: cálculos de configuración atómica, observaciones precisas por Microscopía Electrónica, análisis geométricos de nodos de coincidencia en dos redes cristalinas interpenetradas, etc. Esquemáticamente, los bordes de grano pueden ser descritos por dislocaciones intergranulares con sus vectores de Burgers contenidos o no en el plano de unión.

Luego, los bordes de flexión α bajo ángulo o sub-bordes de flexión que separan dos cristales ligeramente desorientados entre sí, pueden ser representados por una pared de dislocaciones de borde, fig.(5.9). Entre las dislocaciones, la disposición de los átomos es, salvo ligeras distorsiones elásticas, la de un cristal perfecto. Para mayores desorientaciones ($\theta > 10^\circ$), los bordes de granos pueden estar representados por dislocaciones intergranulares.

Para ciertas desorientaciones características $\bar{R}_c(\theta_c)$, la interfase entre maclas por ejemplo, las redes cristalinas de los dos cristales adyacentes a la junta tienen una gran cantidad de sitios atómicos en coincidencia constituyendo una configuración atómica de equilibrio de baja energía. Las desorientaciones $\bar{R}(\theta)$, vecinas de $\bar{R}_c(\theta_c)$, están constituidas por dislocaciones intergranulares de vector de Burger \bar{b}_j , entre las cuales la estructura de la interfase es aquella que corresponde a la desorientación $\bar{R}_c(\theta_c)$. Estas dislocaciones son necesarias para explicar las diferencias de desorientación entre $\bar{R}(\theta)$ y $\bar{R}_c(\theta_c)$.

Los vectores de Burgers de esas dislocaciones son del tipo

$$\bar{b}_j = \bar{b}_I - \bar{b}_{II} \quad (8)$$

donde \bar{b}_I y \bar{b}_{II} son los vectores de traslación de los cristales I y II adyacentes a la interfase.

Esta descripción se complementa con los viejos modelos de descripción de bordes de granos que utilizaban el concepto de zonas de buen o mal "encolado" entre átomos. El desorden atómico resultante de la falta de coincidencia entre sitios atómicos o entre direcciones cristalográficas es enviado al núcleo de las dislocaciones intergranulares.

El borde de grano será un obstáculo para el movimiento de dislocaciones.

Cuando ellas se mueven hacia una macla en el cristal I, fig. (5.10.a), se encontrarán, con un campo de tensiones a corta distancia generado por las dislocaciones intergranulares. Al atravesar la junta, esta dislocación deja en ella una dislocación residual de vector de Burgers $\bar{b}_r = \bar{b}_I - b_{II}$ y un escalón, figura (5.10.b). Este mecanismo exige que la intersección de los dos planos de deslizamiento intergranulares (Δ_1 y Δ_2) esté contenida en el plano de la interfase.

Notemos que en frío, las dislocaciones generalmente no logran atravesar la interfase. Ellas se apilan sobre el borde de grano y las tensiones resultantes permitirán la activación de dislocaciones en otros sistemas de desli

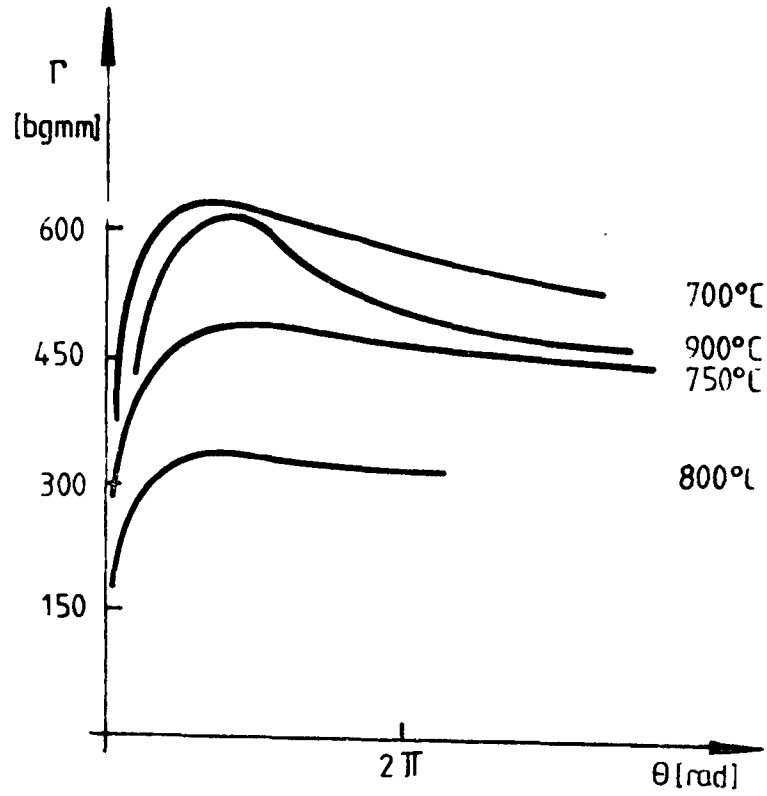


Fig. 5.8: Recuperación y recristalización dinámica en un acero de bajo carbono. Gentileza del Lic. Ruzzante.

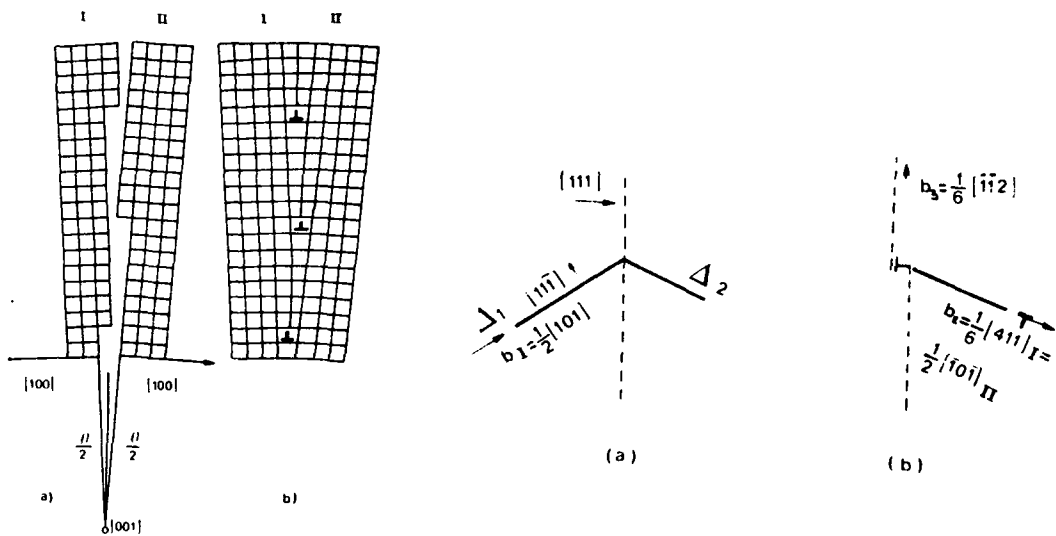


Fig. 5.9: Borde de grano de baja desorientación.

Fig. 5.10: Alteración de un borde "de macla" producida por el paso de una dislocación.

zamiento. La deformación es heterogénea y se observan distorsiones y un mayor endurecimiento en las cercanías del borde de grano. A mayores temperaturas, el trepado de dislocaciones permite atenuar ese endurecimiento intergranular, las dislocaciones podrán atravesar más fácilmente el borde de grano y aparecerán dos nuevos mecanismos que contribuirán a la deformación plástica:

- El deslizamiento intergranular.
- La migración de bordes de granos.

5.4.1. - Deslizamiento intergranular.

Numerosas experiencias en bicristales y policristales muestran que una tensión de corte en el plano del borde de grano produce un desplazamiento relativo de los dos cristales adyacentes a la interfase, figura (5.11). Este deslizamiento intergranular es importante a partir de temperaturas superiores a $T_f/2$. Para estas temperaturas, la resistencia a la deformación es menor en los bordes de grano que en el interior de los mismos. La fig. (5.12) esquematiza esta propiedad y define una temperatura crítica, la que aumenta con la velocidad de deformación.

Los mecanismos de deslizamiento intergranular son mal conocidos. La energía de activación varía entre la energía de autodifusión de vacancias y la de difusión intergranular. La contribución de dislocaciones intergranulares de equilibrio y de dislocaciones residuales es muy importante. Ellas pueden actuar como fuentes y también pueden desplazarse en el plano de interfase combinando mecanismos de deslizamiento y trepado. Esto último hace necesario que $T \geq 0.5 T_f$ a fin de que se produzca emisión o absorción de vacancias por parte de las dislocaciones.

El deslizamiento intergranular facilita la deformación plástica del material. Sin embargo, también conduce a la fisuración del mismo, según los esquemas de la figura (5.13). En el caso (a), el deslizamiento produce decohesiones locales en escalones o en precipitados intergranulares. Ellas crecen y se redondean por el aporte de vacancias que llegan por difusión superficial y por difusión en volumen. Este mecanismo se conoce como ruptura por cavitación, y es favorecido por las deformaciones a baja velocidad y a alta temperatura. El deslizamiento también puede producir una fuerte concentración de tensiones en los puntos triples de intersección de bordes de grano. A veces puede ser difícil acomodar las deformaciones en dichos puntos triples, iniciándose en ellos la decohesión intergranular, como se puede observar en (5.13.b).

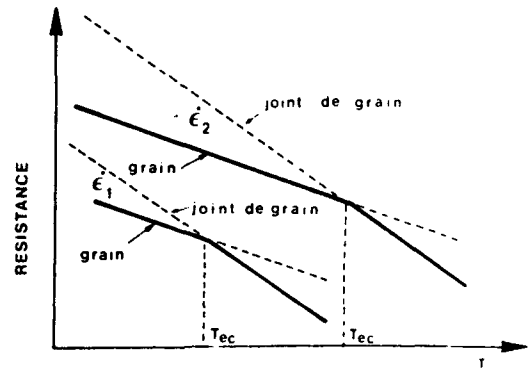
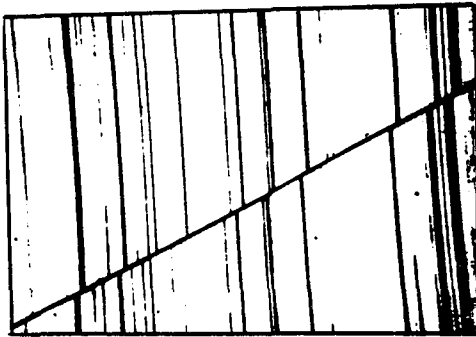


Fig. 5.11: Deslizamiento intergranular en un bicristal de Cu.

Fig. 5.12: Evolución de la resistencia de granos y bordes de grano en función de la temperatura y de la velocidad de deformación ($\dot{\epsilon}_2 > \dot{\epsilon}_1$).

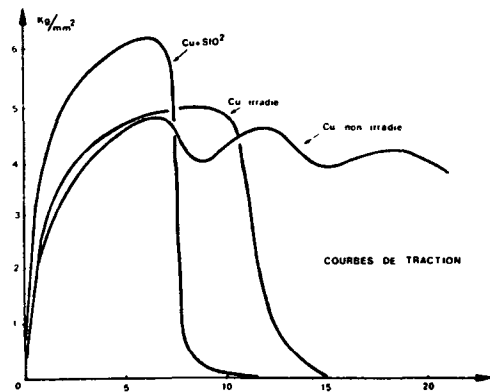
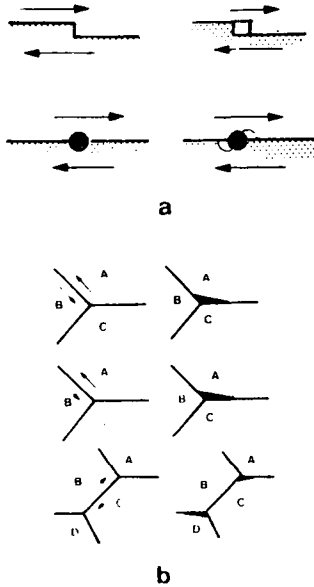


Fig. 5.13: Mecanismos de decohesión intergranular: a) ruptura por cavitación; b) ruptura en puntos triples.

Fig. 5.14: Curvas de tracción a 500°C de Cu, Cu irradiado y Cu endurecido por la presencia de partículas de SiO_2 .

La fragilidad intergranular se observa frecuentemente en experiencias de creep y ella está acompañada de una baja importante de ductilidad en el material en estudio. La aplicación de tensiones de compresión se opondrá al desarrollo de fisuras, aumentando la ductilidad del material. Por otra parte, si se producen deslizamientos intergranulares en los puntos triples, la concentración de tensiones disminuirá y se retardará la decohesión. Luego, la propensión a la ruptura intergranular dependerá de la tensión crítica para la iniciación de deslizamiento intergranular. Los materiales endurecidos por precipitados (por ejemplo: superaleaciones en base níquel endurecidos por el agregado de Ti y Al) y aquellos de baja energía de falla de apilamiento serán más sensibles a la ruptura intergranular en caliente.

V.4.2. - Migración de bordes de grano.

Al desplazarse, un borde de grano migra hacia regiones de alta densidad de dislocaciones dejando a su paso una estructura recuperada, libre de tensiones. Este mecanismo permite acomodar las concentraciones de tensiones y las heterogeneidades de la deformación en la vecindades de los bordes de granos. Este proceso es controlado por la difusión y solo puede presentarse a altas temperaturas.

La migración de bordes de granos es frecuentemente observada en ensayos de deformación en caliente por tracción o por compresión. Cuando las deformaciones son grandes, los bordes de granos presentan numerosas ondulaciones, las que limitan su movilidad.

La figura (5.14) muestra las curvas de tracción obtenidas a 500°C para Cu puro, Cu endurecido por partículas de Sílice y de Cu irradiado con neutrones. En estos dos últimos casos, los bordes de granos son bloqueados por las partículas de Sílice o por las "bolas de helio" producidas por la irradiación. Las tensiones en las interfases no se pueden acomodar por la migración y la ruptura intergranular se produce para una deformación similar a la correspondiente a la migración de bordes de grano en el Cu puro.

En el caso del Cu puro, la deformación está caracterizada por una variación periódica de la tensión. Cada máximo corresponde al comienzo de la recristalización. El ablandamiento producido por la recristalización dinámica es seguido de una nueva etapa de endurecimiento correspondiente al endurecimiento de los nuevos granos. Después, la recristalización dinámica interviene de nuevo. Esta evolución cíclica de la tensión es característica de las deformaciones a baja velocidad. Para velocidades mayores, la tensión para un máximo correspondiente al comienzo de la recristalización y luego disminuye progresivamente.

La recristalización dinámica permite el trabajado mecánico de metales con baja energía de falla de apilamiento, para los cuales la recuperación dinámica es particularmente difícil.

V.5. - Algunas precisiones sobre el ensayo de creep.

A lo largo de estas notas hemos citado reiteradamente al ensayo de creep, pero no hemos profundizado mayormente en su estudio. Lo hemos dejado para el final por una razón muy simple: al igual que el ensayo de relajación de cargas, el ensayo de creep tiene relevancia a temperaturas relativamente altas. La fig.(5.15) muestra la esquematización de la curva deformación-tiempo para un ensayo de creep a una temperatura cercana a la de fusión del material.

A altas temperaturas, la cantidad de deformación plástica dependiente del tiempo para una tensión constante, será mucho mayor que la deformación plástica "instantánea" producida durante el intervalo de tiempo necesario para cargar la probeta.

A bajas temperaturas, la cantidad de deformación plástica dependiente del tiempo será pequeña, aún después de largos intervalos de tiempo. Esto hace que sea despreciada cuando son estudiadas las curvas tensión-deformación o el trabajado mecánico de metales.

Los resultados de experiencias de creep pueden ser clasificados en diferentes grupos de acuerdo a la tensión aplicada y a la temperatura a la cual se realizó el ensayo. El diagrama temperatura-tensión de la fig. (5.16) o "diagrama de creep" pone en evidencia a esos grupos. A fin de tratar "igualmente" a todos los metales, en los diagramas de creep se representa (T/T_m) y (σ/μ) en lugar de T y σ . De esta forma, materiales disímiles (por ejemplo In con bajos T_m y μ y el W con alto T_m y μ) presentarán los diferentes tipos de creep ubicados en la misma zona del diagrama (aproximadamente).

Pasemos a analizar los distintos casos.

V.5.1 - Creep anelástico (o creep recuperable).

Este comportamiento se observa en la región (T/μ) (σ_{CRSS}/μ) donde σ_{CRSS} es la tensión crítica resuelta de corte del material recocido. Para estas tensiones, la deformación plástica observable será muy pequeña y recuperable, como se puede apreciar en la fig. (5.17). Este fenómeno no está generado por el campo de tensiones de largo alcance que permite explicar la multiplicación de dislocaciones. Hay numerosas interpretaciones sobre mecanismos que intentan explicar el creep anelástico. Uno de los más conocidos es el despla-

zamiento hacia sitios preferenciales de las impurezas intersticiales en Fe bajo el efecto de una carga.

El estudio del Creep anelástico se complementa con un tema muy amplio que es la fricción interna en metales, el cual está fuera de alcance de este curso.

V.5.2. - Creep logarítmico (o creep a bajas temperaturas).

Aparece en muestras deformadas por aplicación de una tensión $\overline{\sigma}$ y para temperaturas T, tales que $T < \frac{T_f}{2}$.

Al aplicar una tensión, se producirá una multiplicación de dislocaciones y desplazamiento a grandes distancias de las mismas. Los mecanismos de endurecimiento por trabajado discutidos en el Capítulo III dificultarán el movimiento de las dislocaciones en su plano de deslizamiento. Si todas las dislocaciones se detienen inmediatamente de aplicada la carga, no habrá deformación dependiente del tiempo. La experiencia nos indica que la deformación plástica no se detiene inmediatamente. Las fluctuaciones térmicas de la tensión, producidas por la agitación térmica de los átomos alrededor de su posición de equilibrio en la red, permitirán incrementar la deformación plástica en el tiempo. El creep observado en esta región será de naturaleza transitoria.

Para bajas temperaturas, la naturaleza transitoria se explica teniendo en cuenta que si bien las fluctuaciones térmicas favorecen la activación de los mecanismos de deformación plástica del material, como consecuencia de la deformación se incrementará la resistencia del material a futuras deformaciones. O sea $\dot{\epsilon} \rightarrow 0$ cuando el tiempo (t) aumenta.

Experimentalmente, la ley que describe el creep a bajas temperaturas es de tipo logarítmico

$$\epsilon = \epsilon_e + \epsilon_p + \epsilon_0 \ln(1 + \nu t) \quad (9)$$

dando una velocidad de deformación

$$\dot{\epsilon} = \frac{\epsilon_0 \nu}{1 + \nu t} \quad (10)$$

donde ϵ_e es la deformación elástica, ϵ_p es la deformación plástica instantánea y ϵ_0 y ν son constantes.

V.5.3. - Creep a altas temperaturas (o de Andrade).

Para experiencias de Creep a altas temperaturas y para tensiones mo

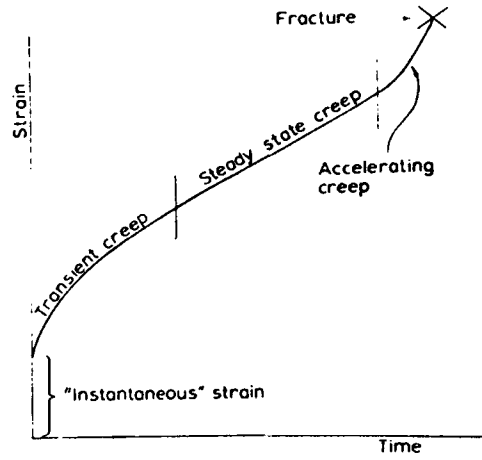


Fig. 5.15: Curva esquemática de creep a altas temperaturas.

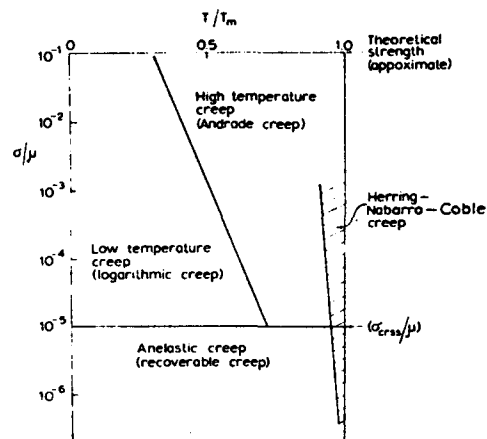


Fig. 5.16: Diagrama de Creep.

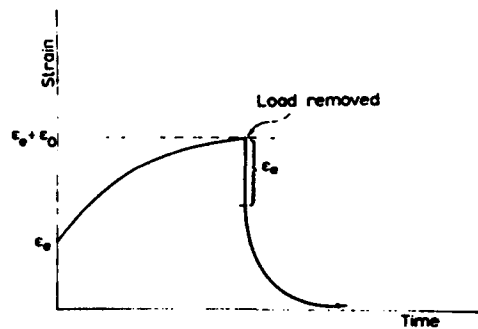


Fig. 5.17: Esquema de Creep anelástico; también puede observarse la recuperación del material al ser quitada la carga.

deradas o grandes, Andrade (~ 1910) estableció la siguiente ley

$$\epsilon = \epsilon_e + \epsilon_p + \beta t^n + Kt \quad (11)$$

donde β , K y n son constantes. La figura (5.15) representa esquemáticamente este tipo de Creep, aunque la ecuación (11) no predice la aceleración de la deformación al final del ensayo. Generalmente, ella es causada por la formación de una inestabilidad de tipo cuello en un material dúctil o en una aleación, o por la apertura de fisuras o de cavidades en materiales menos dúctiles, sección 5.4.

Las deformaciones que se obtienen en creep a altas temperaturas son muy grandes. Bajo tensiones que solo producen un pequeño porcentaje de deformación instantánea, se pueden obtener deformaciones por creep del orden del 100-300%. Estas deformaciones son también mucho mayores que las que pueden obtenerse por creep anelástico o por creep logarítmico. En estas regiones, una deformación por creep del 1% es considerada importante.

El hecho de que la deformación por creep es mucho mayor que la deformación plástica instantánea, nos pone ante un fenómeno trascendente: No se puede considerar al creep a altas temperaturas como la consecuencia de las fluctuaciones térmicas de las tensiones sobre la estructura de dislocaciones de un metal endurecido por trabajado. Luego debemos estudiarlo utilizando los conocimientos adquiridos en el presente capítulo al analizar la deformación en caliente.

El valor de la constante n que aparece en la ecuación (11) está comprendido entre $1/4$ y $2/3$, aunque su gran parte de las determinaciones experimentales resulta $n \approx \frac{1}{3}$.

Derivando la ecuación (11)

$$\dot{\epsilon} = \left(n \beta / t^{1-n} \right) + K \quad (12)$$

El primer término de la suma representa un estado transitorio; su contribución a la velocidad tiende a 0 cuando $t \rightarrow \infty$. El segundo es constante y da lugar a un estado estacionario.

La cantidad de creep transitorio depende de la temperatura y de la tensión. Generalmente, a menor temperatura y mayor tensión, mayor será el transitorio en la curva.

No hay una transición marcada entre el comportamiento del creep a alta tem

peratura y el de baja temperatura, pues la etapa estacionaria será cada vez menos importante a medida que disminuye la temperatura.

La dependencia de la velocidad de deformación en la etapa estacionaria del creep es de la forma

$$K = K_0 \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right) \cdot \exp\left(-\frac{P \Delta V}{kT}\right) \quad (13)$$

Donde Q es la energía de activación del creep,

P es la presión hidrostática y ΔV es el volumen de activación del creep. La cantidad K_0 es poco dependiente de la temperatura, pero depende de la Tensión. Ella es descripta por una ley empírica del tipo:

$$K_0 = C' \left(\operatorname{senh} \beta' \sigma \right)^N \quad (14)$$

donde C' , β' y N son constantes independientes de la tensión y β' varía con la temperatura. El exponente N toma valores entre 4 y 5 para metales puros y baja a aproximadamente 3 para aleaciones. Cuando al argumento del $\operatorname{sen} h$ es pequeño, la ecuación (14) se transforma en una ley mucho más simple de tipo

$$K_0 = C^* \sigma^N, \quad C^* = \text{cte.}$$

En el estado estacionario, la energía de activación del creep es independiente de la deformación. El valor de la energía de activación será igual al de la autodifusión en la red cristalina para temperaturas que superan un valor crítico, por ejemplo $0.5T_m$ en Al o $0.8T_m$ en Zn. Por debajo de ese valor crítico, la energía de activación es aproximadamente igual a la medida para cortocircuitos de difusión a través del núcleo de dislocaciones (pipe diffusion). La fig.(5.18) presenta un gráfico de Q_{ss}/Q_L , donde Q_{ss} es la energía de activación del creep estacionario y Q_L es la energía de activación de autodifusión en la red, versus T_m/T . La disminución de Q_{ss} al bajar la temperatura, que puede observarse en dicha figura, hará que sean necesarias grandes deformaciones antes de alcanzar el régimen estacionario.

En metales puros, la relación existente entre la energía de activación del creep y la de activación de la auto difusión sugiere que este mecanismo está fuertemente ligado al creep estacionario.

Comunmente, la autodifusión se produce por movimiento de vacancias. Como hemos visto a lo largo de este capítulo, las vacancias juegan un rol fundamental en la deformación a altas temperaturas pues permiten la aparición de un nuevo grado de libertad para el movimiento de las dislocaciones: el movimiento no conservativo o "trepado".

Los mecanismos de producción y aniquilación de dislocaciones se encuentran descritos en la sección (V.2). Remarquemos que la etapa estacionaria implica un equilibrio entre la creación y la aniquilación de dislocaciones, lo que está asociado a un equilibrio entre la creación y aniquilación de vacancias.

V.5.4. - Creep de Nabarro-Herring-Coble.

Nabarro y Herring (~ 1950) han sugerido que a altas temperaturas y para materiales de tamaño de grano pequeño ($d < 10^{-2} - 10^{-3}$ cm), el creep ocurre por difusión directa de vacancias en los granos sometidos a tensiones.

Para explicar este fenómeno, Nabarro y Herring se basan en la diferencia de energía necesaria para formar una vacancia entre las paredes superiores e inferiores del grano esquematizado en la figura (5.19) y las paredes laterales del mismo, cuando una tensión es aplicada; en este caso σ es perpendicular a las caras superior e inferior.

La diferencia en energía es del orden de σb^3 , donde b^3 es aproximadamente el volumen atómico de la vacancia. Si la tensión aplicada es muy pequeña frente a $\frac{kT}{b^3}$, o sea $\sigma < \frac{kT}{b^3}$, existirá un gradiente de vacancias entre las paredes superior e inferior y las paredes laterales, lo que dará lugar a un flujo de vacancias igual a

$$J = \frac{D_v L}{2 C_0} \left(\frac{\sigma b^3}{kT} \right)$$

para un grano de tamaño L , para el cual C_0 es la concentración de equilibrio de vacancias cuando $\sigma = 0$ y D_v es el cociente de difusión de vacancias a la temperatura T .

Si existe un flujo neto de vacancias en una dirección, existirá un flujo neto de átomos en la dirección contraria. Luego habrá una remoción de átomos en las caras laterales del grano que se depositarán en las caras superior e inferior, fig. (5.19). A partir de la expresión de J , Nabarro y Herring obtienen la velocidad de deformación del grano en la dirección de aplicación de σ :

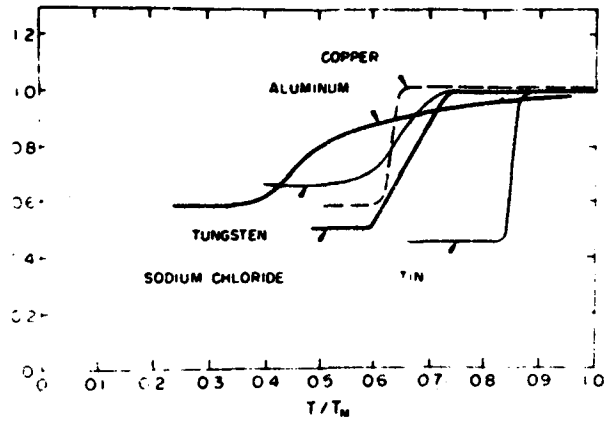


Fig. 5.18: Energía de activación para el régimen estacionario dividida por la energía de autodifusión, para diversos materiales como función de T/T_f .

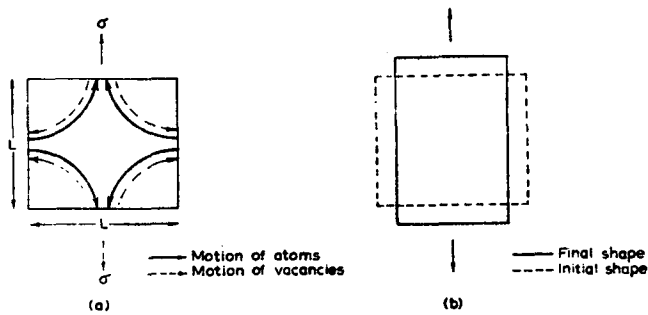


Fig. 5.19: Esquema de movimiento atómico y de vacancias (a) y del cambio de forma de un grano (b) durante el creep de Nabarro - Herring.

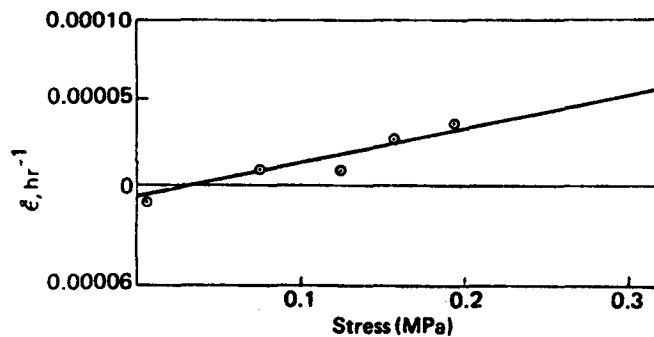


Fig. 5.20: Velocidad de deformación de láminas delgadas de Cu (espesor=0.05mm) bajo diferentes tensiones a 1002°C (Datos Prantatis y Pound- 1955)

$$\dot{\epsilon} \approx \frac{5D}{L^2} \frac{\tau b^3}{kT} \quad (15)$$

Nótese que:

- La velocidad de deformación en el ensayo de Creep es proporcional a la tensión aplicada.
- La energía de activación del creep es la de la autodifusión.

Estas dos predicciones fueron verificadas experimentalmente. La figura (5.20) muestra los resultados obtenidos en una lámina de Cu, representando velocidad de deformación versus tensión. Observese que, como consecuencia de tensiones superficiales compresivas, para $\tau = 0$ resulta $\dot{\epsilon} < 0$.

El camino de difusión no está exclusivamente confinado al interior de los granos. Coble (1963) demostró que la difusión por los bordes de grano pueden también contribuir al incremento de la velocidad de creep. La expresión (15) tendrá en cuenta esta contribución, resultando:

$$\dot{\epsilon} \approx \frac{5D}{L^2} \frac{\tau b^3}{kT} \left\{ 1 + \frac{\pi \delta D_{gb}}{LD} \right\} \quad (16)$$

Donde D_{bg} es el coeficiente de autodifusión del borde de grano y δ es el espesor efectivo del mismo. Cuando la contribución del borde de grano en la ecuación (16) es mucho mayor que la unidad, la energía de activación será la de la difusión por borde de grano (aproximadamente la mitad de la energía de autodifusión).

En estos casos, la dependencia del tamaño de grano pasa de L^{-2} a L^{-3} .

Referencias Bibliográficas - Capítulos I a V.

Lecturas generales:

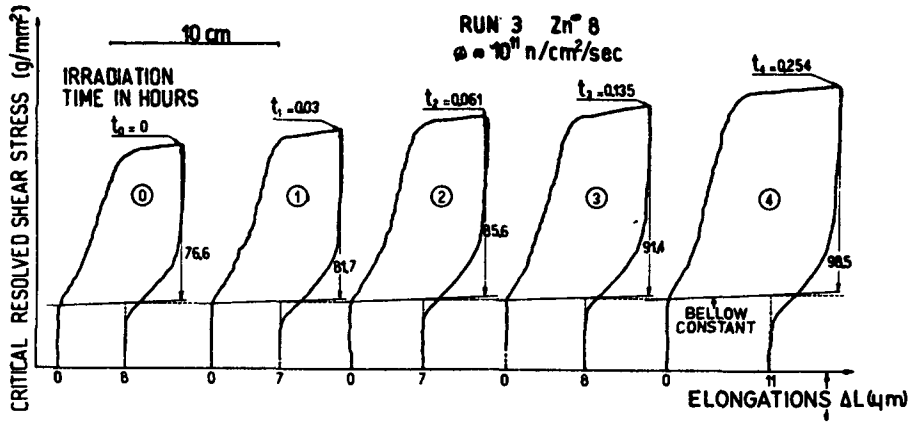
- C.N. REID, "Deformation geometry for materials Scientists", Pergamon Press, 1973.
- J. WEERTHAN y J.R. WEERTMAN, En "Physical Metallurgy", Cahn y Haasen Eds., 3ra. ed., 1984.
- G. Sainfort, en "La mise en forma des metaux et alliages", Ed. C.N.R.S., 1976.
- J.J. JONAS y H.J. Mc QUEEN, referencia anterior.
- D. HULL, "Introduction to dislocations", Pergamon Press, 1965.
- J. Friedel, "Les Dislocations", G. Villars o "Dislocations", Addison-Wesley (1967).
- R. FLEISCHER, en "The Strengthening of Metals", D. Peckner Ed., 1964.
- J. P. HIRTH y J. LOTHE, " Theory of dislocations", Mc Graw-Hill (1968).
- A.S. ARGON (Ed.), "Constitutive equations in Plasticity", MIT (1975)
- H. MECKING, "Reformation of Polycrystals", Proc.ICMAS, vol.3, pág. 1573, Pergamon Press, 1980.

6to. CAPITULO - ENDURECIMIENTO POR IRRADIACION NEUTRONICA

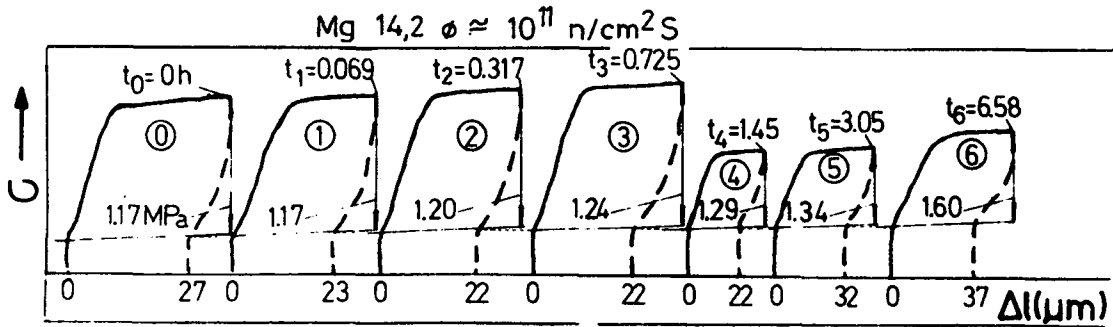
6.1 - Formación de barreras al movimiento de dislocaciones

Las barreras responsables del endurecimiento por irradiación neutrónica han sido estudiadas con mucha amplitud en metales f.c.c., en especial en cobre. En metales h.c.p., en cambio, es poco lo que se ha realizado hasta el presente.

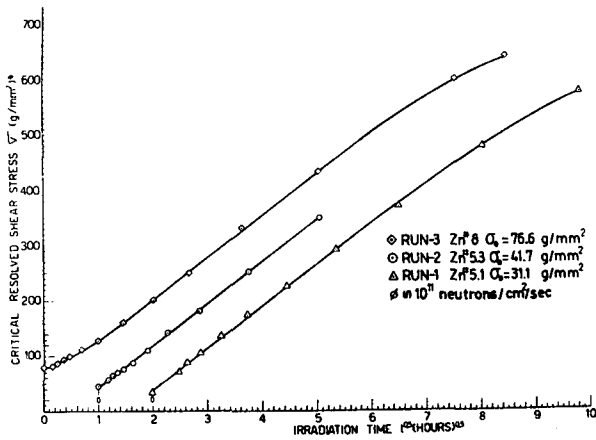
Un monocristal de zinc [1,2,3] aumenta 40 veces su tensión de fluencia, y uno de magnesio [1,4,5] 7 veces, luego de una irradiación de 7 horas a 77K en el reactor RA-1 (centésima parte del flujo de la central de Atucha). En la Fig.1 se muestran curvas de tracción para diferentes tiempos de irradiación en zinc y magnesio, y la dependencia con la dosis neutrónica de su tensión de fluencia. Se formularon varias teorías para explicar la formación de barreras a partir de la irradiación con neutrones rápidos (energía de aproximadamente 2 MeV). Brinkman [6,7] entre 1954 y 1956 formuló la teoría del "pico de desplazamiento" (displacement spike). Calculó, usando una teoría de colisiones individuales, el camino libre medio en función de la energía del átomo primario (primer ión de la red desplazado por el neutrón). Cuando este ión se vuelve neutro (captura todos sus electrones al disminuir su energía) realiza, ya como átomo, una cascada de desplazamientos atómicos, formando fundamentalmente intersticiales y vacancias. A medida que la energía del átomo primario disminuye, su camino libre medio (λ) también lo hace. Cuando λ se hace igual a la distancia interatómica de la red, entonces, si posee suficiente energía, el átomo desplazará varios átomos formando una vacancia múltiple (Fig.2). Llamaremos a la energía a la cual ocurre ésto, energía de transición (E_{tr}). Seitz y Koehler [9] son de opinión que el camino libre medio entre colisiones es del orden de diez veces mayor que el calculado por Brinkman. Seeger [8,10] consideró que si bien es cierta la observación de Seitz y Koehler, los valores de Brinkman son más aproximados a la situación real. Seeger en 1958 introdujo una modificación al modelo de Brinkman, utilizando un concepto desarrollado por Silsbee [11]. La idea de Silsbee es que las filas compactas de átomos en el cristal son capaces de transferir materia fuera de la cascada de desplazamiento. El transporte de materia tiene lugar en



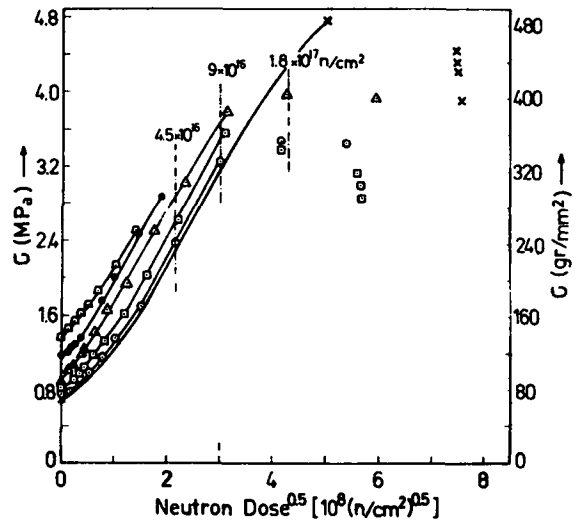
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig.1. Curvas típicas de tracción a 77K en función del tiempo de irradiación, obtenidas en el reactor RA-1 en una máquina blanda de tracción: a) zinc, b) magnesio. Se representó en función de la dosis neutrónica, el incremento de la tensión de fluencia: c) zinc, d) magnesio.

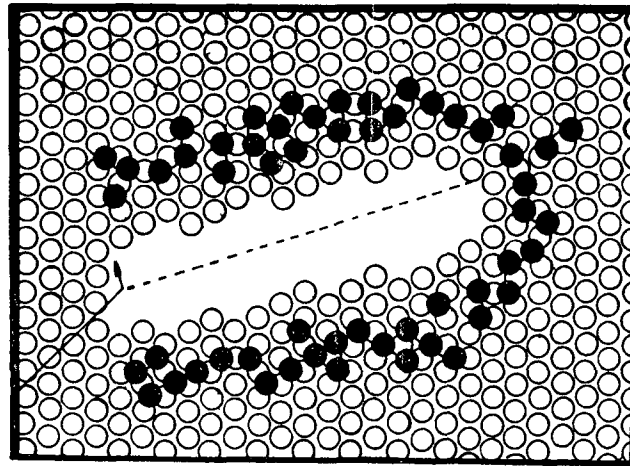


Fig.2. Átomos intersticiales alrededor de una vacancia múltiple durante la producción del pico de desplazamiento, según Brinkman.

las filas compactas cuando la situación intersticial de un átomo se propaga en forma dinámica en esas direcciones, con poca disipación de energía. Seeger considera que no todos los intersticiales permanecen en la capa de la Fig.2, sino que pueden viajar lejos en la forma indicada (crowdion dinámicos). La red no será restaurada tan fácilmente, y persistirán zonas menos densas que la red original a temperaturas bastantes altas (0.4 de la temperatura de fusión). A estas zonas se las llama zonas diluídas (depleted zones). En la Fig.3 se puede observar una zona diluída en un cristal f.c.c. . Brinkman [12] recalcula las energías

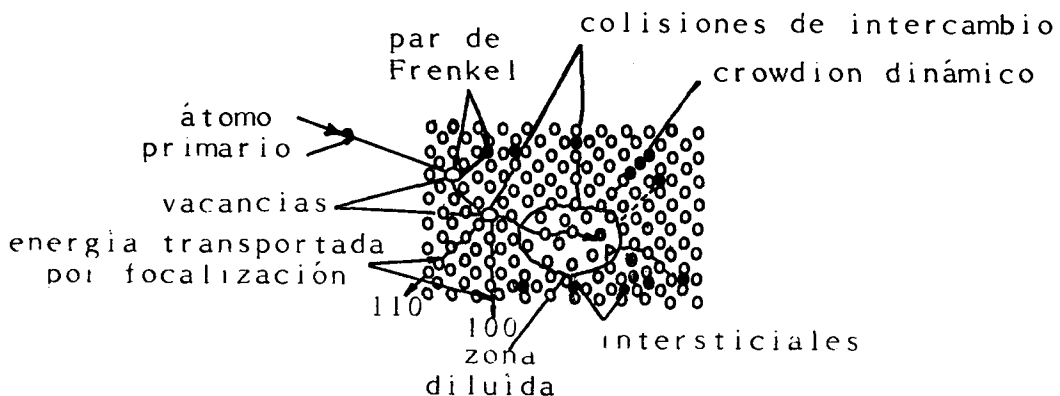


Fig.3. Zona diluída y sus alrededores en un cristal f.c.c., según Seeger.

de transición para varios metales, utilizando un nuevo potencial atómico propuesto por él, y obtiene, por ejemplo, para el cobre: $E_{tr} = 4000$ eV. Esta energía es mucho mayor que la requerida para formar un par intersticial-vacancia (par de Frenkel) que es de 25 eV aproximadamente. El arreglo de átomos de la Fig.3 colapsará rápidamente formando un arreglo espacial más estable: un lazo de vacancias, para irradiaciones a 0K y a temperaturas aún mayores, próximas a 0.4 de la temperatura de fusión (T_f) (Fig.4).

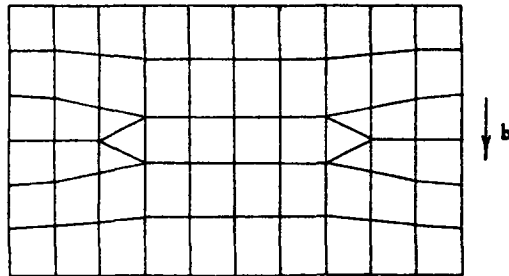


Fig.4. Esquema del colapso de una zona diluída.

Si se irradia a temperaturas a las que los defectos puntuales son móviles, como sucede en algunos experimentos realizados utilizando microscopía electrónica de transmisión (TEM), debemos agregar a la formación de lazos de vacancias originados en las zonas diluídas, la formación de lazos extra por nucleación homogénea y heterogénea (en impurezas), ya sea de intersticiales o de vacancias. Es importante remarcar que el endurecimiento por irradiación hasta dosis intermedias ($< 10^{17} \text{ ncm}^{-2}$) está controlado por la formación de las zonas diluídas, cuya cinética es mucho mas veloz que la de la nucleación.

Las primeras observaciones por microscopía electrónica en cobre fueron realizadas por Silcox y Hirsch [13] en 1959, quienes supusieron que los puntos negros observados eran lazos de vacancias. Makin y col. [14, 15] obtuvieron en 1961 las primeras curvas de distribución del tamaño de lazos (vacancias e intersticiales) para dosis mayores que 10^{17} ncm^{-2} , irradiando a 27C. En 1963, Makin [16] notó que los lazos menores que 50 \AA eran de vacancias y los mayores de intersticiales. Wilkens y Ruhle [17] en 1966 comenzaron experiencias de estereo-microscopía, y determinaron que todos los defectos eran de vacancias; mientras que Mc Intyre [18] en 1967 observó solamente lazos de intersticiales. De este modo, otros autores como Ipohorski y Brown [19] continuaron con la identificación de lazos en cobre irradiado.

Veamos que sucede en una red de cobre cuando se la irradia con neutrones rápidos:

a) El camino libre medio de un neutrón para provocar un desplazamiento atómico viene dado por

$$\lambda_d = (n_0 \Sigma)^{-1} \quad [1] ,$$

donde n_0 : nº de átomos por cm^3 y Σ : sección eficaz de desplazamiento (aproximadamente constante para energías del neutrón incidente entre 0.4 y 10 MeV). En cobre $n_0 = 8.5 \times 10^{22} \text{át/cm}^3$, y $\Sigma = 3.2 \text{ Barn}$ ($1 \text{ Barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$), de modo que λ_d resulta ser 3.7 cm .

El neutrón al no tener carga eléctrica colisiona casi por choque directo . Las partículas cargadas, en cambio, pierden gran parte de su energía excitando electrones del cristal. Se tiene entonces que mientras un neutrón con una energía de 2 MeV tiene un camino libre medio de 3.7 cm en cobre, un electrón de 2 MeV es frenado totalmente en un espesor de 2 mm , y fragmentos de fisión del U^{235} se frenan en 0.1 mm.

Para dar una idea de cuánto representa, en distancias interatómicas, el camino libre medio del neutrón, dividamos λ_d por la distancia entre átomos de la red en cobre: 2.6 Å, con lo que se obtiene del orden de 10^8 distancias interatómicas. Por esta razón, la cantidad de neutrones rápidos necesaria para producir un daño por radiación apreciable es elevada. El flujo de neutrones rápidos (Φ_f) en los reactores (nº de neutrones con energía mayor que 0.5 MeV que pasan por un cm^2 en un segundo en cualquier dirección) es aproximadamente

$$\text{Reactor RA-1: } 10^{12} \text{ ncm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$$

$$\text{Reactor RA-3: } 10^{13} \text{ ncm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$$

$$\text{Atucha: } 5 \times 10^{13} \text{ ncm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$$

b) La energía máxima (\hat{E}_2) transferida por un neutrón de 2 MeV a un átomo de cobre está dada por

$$\hat{E}_2 = 4 \frac{M_2 M_1}{(M_1 + M_2)^2} E_1 \quad [1] ,$$

donde E_1 (energía del neutrón incidente) = 2 MeV, M_1 (masa del neutrón) = m , M_2 (masa del átomo de la red) $\approx m A_{\text{Cu}}$, siendo A_{Cu} (nº de masa del cobre) = 64, de modo que

$$\hat{E}_2 = 121 \text{ KeV} .$$

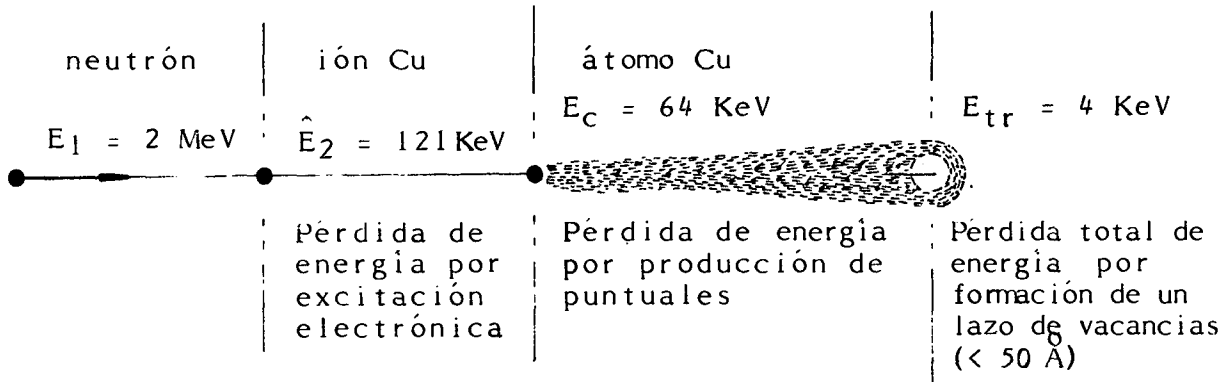
La energía media transferida es $\hat{E}_2/2$.

c) Al producirse el choque neutrónico, es el core del átomo de cobre el que es desplazado y viaja por la red perdiendo su energía en excitaciones electrónicas. A menor energía, el átomo recaptura electrones, y se vuelve neutro. A partir de este momento, se producen colisiones de desplazamiento, es decir, se producen defectos puntuales. Se puede demostrar [1] que la energía a la cual un átomo se vuelve neutro es:

$$E_C \sim A \text{ (KeV)} \quad (\text{fórmula de Dienes y Vineyard}),$$

donde A es el número de masa.

d) Cuando el átomo de cobre disminuye su energía a 4000 eV ($\lambda = 1$) se produce una colisión colectiva, dando lugar a una zona diluida que al colapsar forma un lazo de vacancias.



6.2 - Interacción de las dislocaciones con las zonas diluidas

El incremento en la tensión de fluencia es un resultado de la presencia de aglomerados de defectos producidos por irradiación [2-5, 20-21]. Estos aglomerados, cuya densidad planar es proporcional a la dosis neutrónica ($\Phi_f t$), se comportan como un impedimento al movimiento de las dislocaciones. Bajo la influencia de una tensión aplicada, la línea de la dislocación se curvará alrededor de los obstáculos o los cortará. En el primer caso el proceso será atómico, mientras que en el último la activación térmica jugará un rol importante. En ambos casos, la tensión de fluencia estará dada por

$$\sigma_i = \alpha \frac{\mu b}{l^*} \quad (1)$$

donde μ es el módulo de corte, b el vector de Burgers de la dislocación, l^* es una distancia crítica relacionada con el promedio de la distancia entre barreras en el plano de deslizamiento (Λ), y α es una constante que es una medida de la fuerza de los obstáculos

en unidades de dos veces la tensión de línea $\mu b^2/2$.

Podemos escribir

$$l^* = \frac{1}{\beta} \Lambda \quad (2)$$

donde β es un factor relacionado con la flexibilidad de la disloción. Si d es el diámetro de barreras y ρ_b es la densidad de barreras por irradiación, entonces

$$\Lambda = (\rho_b d)^{-1/2} \quad (3)$$

y

$$l^* = \frac{1}{\beta} (\rho_b d)^{-1/2} \quad (4)$$

de modo que

$$\sigma_i = \alpha \beta \mu b (\rho_b d)^{1/2} \quad (5)$$

Para dosis neutrónicas por debajo de 10^{17} ncm^{-2} , la distancia entre barreras en cobre es aproximadamente 100 distancias interatómicas. Esto coincide con el alcance de los crowdions dinámicos. Podemos decir que

$$\rho_b = K \phi_f t \quad (6)$$

donde K es una constante. Reemplazando (6) en (5) resulta

$$\sigma_i = \alpha \beta \mu b (K d)^{1/2} (\phi_f t)^{1/2} \quad (7)$$

es decir

$$\sigma_i = \text{cte} (\phi_f t)^{1/2}$$

En la Fig.1 se puede observar que la tensión de irradiación σ_i (como si las barreras estuvieran solas) se suma a la tensión inicial σ_0 . La tensión medida puede ser expresada como

$$\sigma_{\text{med}} = \sigma_0 + \sigma_i \quad (8)$$

Friedel (22), en 1956, da la siguiente expresión de l^* para tensiones moderadas

$$l^* = \left[\frac{\mu b}{d \rho_b \sigma_i} \right]^{1/3} \quad (9)$$

De (1), (4) y (9) se obtiene que

$$\beta = \alpha^{1/2} \quad (10)$$

y reemplazando (10) en (5) se tiene

$$\sigma_i = \alpha^{3/2} \mu b (\rho_b d)^{1/2} \quad (11)$$

6.3 - Evaluación del tamaño de las barreras por plasticidad

Teniendo en cuenta que el cobre ha sido muy estudiado por TEM, lo utilizaremos como referencia en la determinación del tamaño de las barreras en magnesio y zinc. Los datos experimentales (TEM) sugieren que el endurecimiento por irradiación en cobre es casi enteramente debido a aglomerados de vacancias pequeños ($< 50 \text{ \AA}$) a bajas temperaturas [16,23], siendo resueltos muchos de ellos con gran dificultad.

Si irradiamos magnesio, zinc y cobre a temperatura de nitrógeno líquido (77K) [1-5], los únicos defectos que son alterados por la agitación térmica son los pares de Frenkel (etapa I de recuperación) y puntuales atrapados en impurezas (etapa II). En la tabla I tenemos las temperaturas de fusión (T_f), mitad de fusión ($T_f/2$), de disolución de lazos de dislocaciones (T_V), y de migración de defectos puntuales (T_{III} y T_{IV}), correspondientes a los tres metales. Irradiando en nitrógeno líquido, la estructura y tamaño de las barreras creadas por irradiación no se ve modificada por la agitación térmica. Para poder observar por TEM las zo-

TABLA I

	T_f (K)	$T_f/2$ (K)	T_V (K)	T_{IV} (K)	T_{III} (K)
Magnesio	924	462	> 300	240	140
Zinc	692	396	> 175	160	110
Cobre	1356	678	> 450	400	250

nas diluidas sin que sean modificadas, habría que hacerlo a temperaturas cercanas a 77K. En la Fig.5 se ha representado la tensión $\sigma_i = (\sigma_{med} - \sigma_o)$ en función de la dosis elevada a la potencia 1/2, para magnesio, zinc y cobre. Tomando los valores de σ_i para una misma dosis, y haciendo uso de (11), podemos relacionar al magnesio o al zinc con el cobre, con una expresión de la forma

$$\frac{(\alpha^3 d)_{Cu}}{(\alpha^3 d)_A} = \frac{(\mu^2 b^2 \Sigma n_o)_A}{(\mu^2 b^2 \Sigma n_o)_{Cu}} \left[\frac{\sigma_{i,Cu}}{\sigma_{i,A}} \right]^2 \quad (12)$$

donde A representa al magnesio o al zinc, Σ es la sección eficaz

de colisión elástica del neutrón con los átomos de la red y n_0 es la densidad de átomos del metal considerado. Para obtener (12) se consideró a la densidad de barreras como

$$\rho_b = \Sigma \Phi_f t n_0 \quad (13)$$

Reemplazando los valores de la tabla II en (12) se tiene

$$y \quad \frac{(\alpha^3 d)_{Cu}}{(\alpha^3 d)_{Mg}} = 0.11 \left[\frac{\sigma_i^{Cu}}{\sigma_i^{Mg}} \right]^2$$

$$y \quad \frac{(\alpha^3 d)_{Cu}}{(\alpha^3 d)_{Zn}} = 0.53 \left[\frac{\sigma_i^{Cu}}{\sigma_i^{Zn}} \right]^2 \quad (14)$$

TABLA II

	μ (10^{11} dina/cm ²)	b (Å)	n_0 (10^{22} at/cm ³)	Σ (10^{-24} cm ²)
Magnesio	1.75	3.21	4.3	3.2
Zinc	3.7	2.66	6.55	3.4
Cobre	4.8	2.55	8.45	3.2

De una irradiación simultánea de monocristales de Magnesio, zinc y cobre (podríamos sacar estos datos de la Fig.5) se obtuvieron los datos de la tabla III. Reemplazando estos valores en (14) se obtiene que

$$\frac{(\alpha^3 d)_{Cu}}{(\alpha^3 d)_{Mg}} \approx 6$$

$$y \quad \frac{(\alpha^3 d)_{Cu}}{(\alpha^3 d)_{Zn}} \approx 1 \quad (15)$$

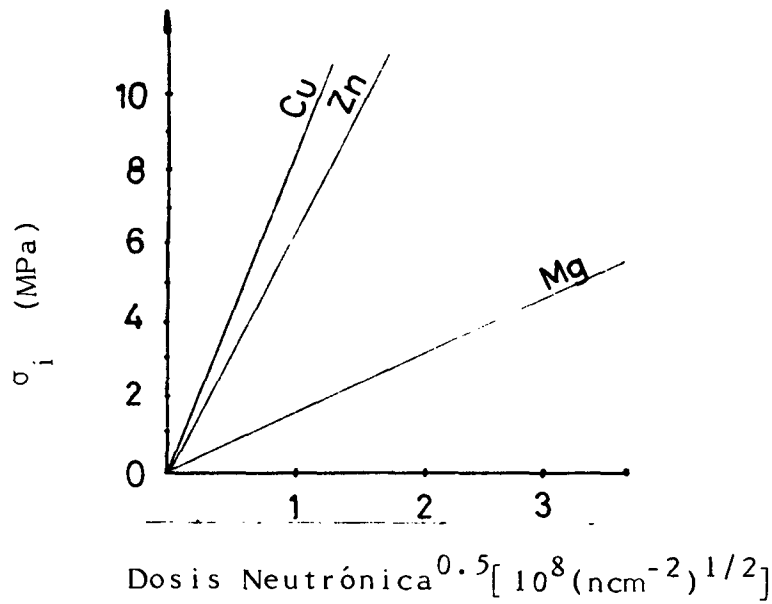


Fig.5. Tensión de irradiación σ_i en función de la dosis elevada a la potencia 1/2, para magnesio, zinc y cobre.

TABLA III

	σ_o (MPa)	σ_{med} (MPa)	σ_i (MPa)
Magnesio	1.27	2.28	1.01
Zinc	0.55	5.06	4.51
Cobre	3.06	10.19	7.13

Concluimos que:

- a) Las barreras en cobre y zinc son aproximadamente iguales.
- b) Las barreras en magnesio son muy chicas y probablemente no visibles por TEM.

6.4 - Teoría de Seeger

Las primeras experiencias tendientes a determinar los efectos de la radiación neutronica sobre las propiedades mecánicas del cobre fueron realizadas por Blewitt y col. [24] en 1950. Se realizaron mediciones a 300C en 1951 [24], a temperatura de nitrógeno líquido (78K) en 1953 [25], y a temperatura de helio líquido (4.2K) en 1956 [26]. Dichos resultados (post-irradiación) se pueden resumir de la siguiente manera

$$(\sigma - 0.2) = k (\phi_f t)^{1/3} \quad k \times 10^6 = \begin{cases} 1.48 & \text{para } 300\text{K} \\ 2.8 & \text{para } 78\text{K} \\ 3.8 & \text{para } 4.2\text{K} \end{cases} \quad (16)$$

$$(\sigma - 0.2) = A - B T^{1/2} \quad \text{para } T \geq 40\text{K}$$

Seeger muestra en 1958 [8] que los resultados de Blewitt se ajustan dentro del error experimental, también a una ecuación del tipo

$$\sigma = (A - B T^{2/3})^{3/2} \quad (17)$$

Es importante señalar que los resultados anteriores muestran que puede escribirse [27]

$$\sigma = g(\phi_f t) f(T) \quad (18)$$

Seeger [8] sugirió que las zonas diluídas producidas por irradiación impiden el movimiento de las dislocaciones. Para que una dislocación pase a través de tal barrera debe adquirir mayor energía, la que será suministrada ya por la tensión externa, ya por fluctuaciones térmicas. Propone un modelo en el que supone que todas las barreras son idénticas y tienen un perfil de energía como el que muestra la Fig.6.

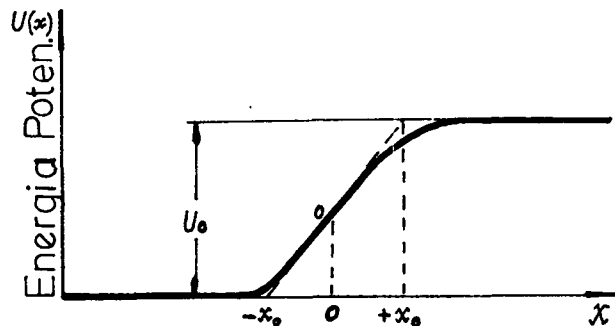


Fig.6. Perfil de energía para el pasaje de una dislocación a través de una de las zonas diluídas en cobre irradiado con neutrones, en ausencia de tensión aplicada [8].

Seeger supuso una función energía que describe dichos perfiles en forma razonable:

$$U(x) = U_0 \left[1 - \frac{1}{1 + \exp(x/x_0)} \right] \quad (19)$$

Al aplicar una tensión se debe incluir el trabajo realizado por la misma, el que se puede estimar del modo que sigue. Si las barreras a lo largo de la línea de dislocación. están separadas por una distancia λ , un movimiento hacia adelante en una barrera de una dis-

tancia x hace que la dislocación barra un área aproximada de $\rho_b x$. El área barrida desliza una cantidad b (vector de Burgers), y el trabajo realizado es $\sigma b \rho_b x$. Entonces, la energía para que una dislocación atravesase la zona diluida en presencia de una tensión es:

$$U(x) = U_0 \left[1 - \frac{1}{1 + \exp(x/x_0)} \right] - \sigma b \rho_b x \quad (20)$$

cuya representación se encuentra en la Fig.7 .

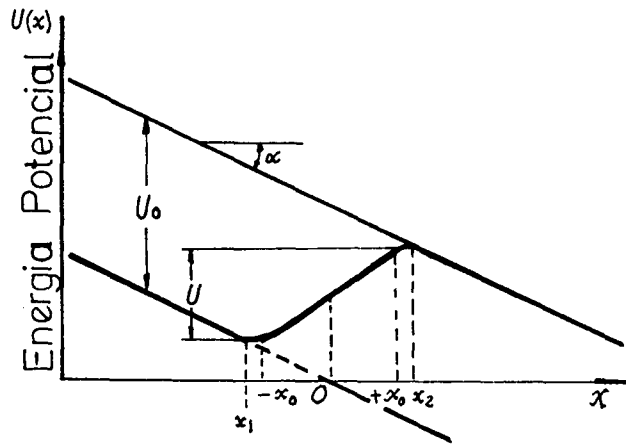


Fig.7. Perfil de energía para el pasaje a través de zonas diluidas en presencia de tensión aplicada [8] .

La energía de activación $U(\sigma)$ está dada por:

$$U(\sigma_i) = U(x_2) - U(x_1) \quad (21)$$

Para simplificar, Seeger obtiene en primera aproximación

$$U(\sigma_i) = U_0 \left[1 - \frac{4 b \rho_b x \sigma_i}{U_0} \right]^{3/2} \quad (22)$$

La velocidad de deformación está dada por :

$$\dot{\epsilon} = \rho_d b \rho_b v e^{-\frac{U(\sigma)}{k T}} \quad (23)$$

donde ρ_d es la densidad de dislocaciones (longitud de dislocación por unidad de volumen), v es la frecuencia con que una línea de dislocación intenta sobrepasar el obstáculo contra el que está presionada por la tensión. La distancia ρ_b debe ser expresada en términos de la densidad de barreras por unidad de volumen ρ_b . El número de barreras por unidad de área (N_z) es igual a $2x_0\rho_b$, y la distancia entre barreras

$$\Lambda = (2 x_0 \rho_b)^{-1/2}$$

Bajo tensión aplicada , las dislocaciones son forzadas a combarse,

intersectando nuevas barreras. Friedel [22] , en 1956, da la siguiente expresión para l bajo tensión moderada

$$l^* = \left[\frac{\mu b}{2 x_0 \rho_b \sigma} \right]^{1/3} \quad (24)$$

donde μ es el módulo de corte.

Reemplazando (24) en (22) y eliminando $U(\sigma)$ con (23) se obtiene:

$$\sigma_i^{2/3} = \frac{U_0}{4 b x_0} \left[\frac{2 x_0 \rho_b}{\mu b} \right]^{1/3} \left\{ 1 - \left[\frac{k T}{U_0} \log \frac{\rho_d b v}{\dot{\epsilon} (2 x_0 \rho_b)^{1/2}} \right]^{2/3} \right\} \quad (25)$$

Para dosis bajas es lógico suponer que $\rho_b \propto \phi_f t$ y teniendo en cuenta la poca variación del término logarítmico, se obtiene que

$$\sigma_i \propto (\phi_f t)^{1/2} .$$

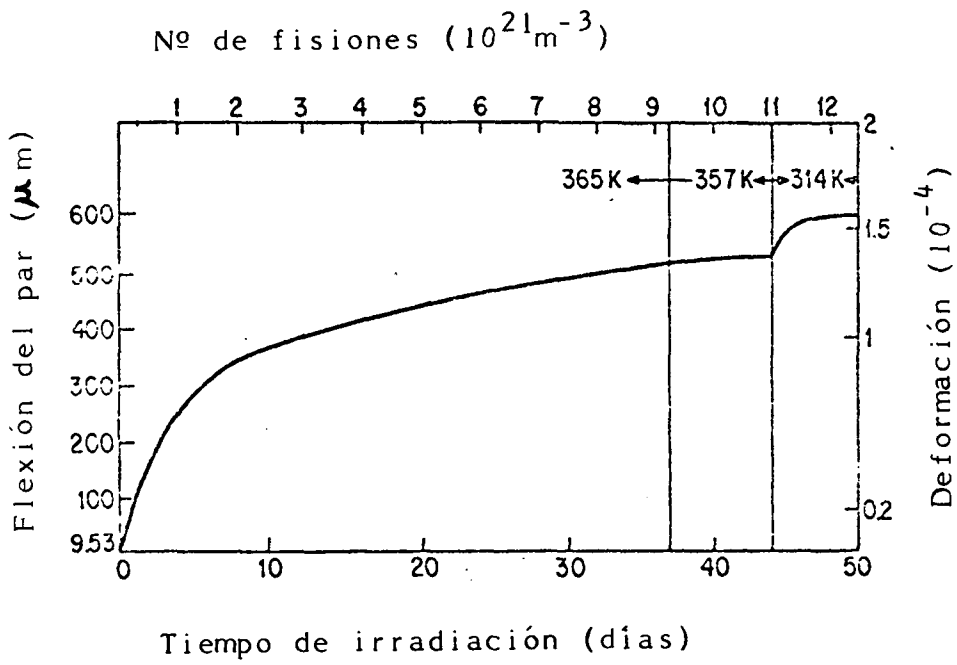
Resulta en este caso que σ_i es una función a variables separables de $(\phi_f t)$ y de T . Se observa en la ecuación (25) una relación lineal entre $\sigma_i^{2/3}$ y $T^{2/3}$ como en la ecuación (17).

Si se compara esta teoría de barreras dispersas propuesta por Seeger con los resultados experimentales, se ve que concuerdan bastante bien.

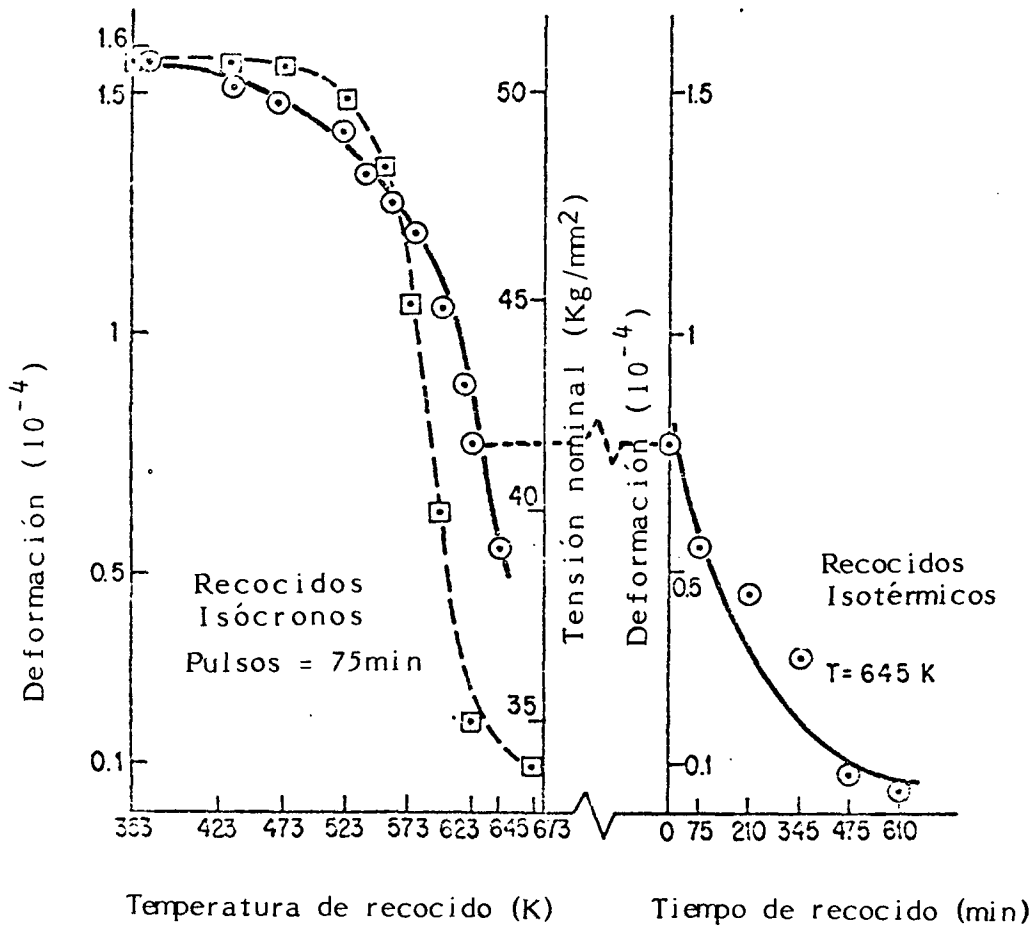
6.5 - Influencia de los lazos de dislocaciones en la variación dimensional de materiales anisotrópicos

Cuando un material que presenta anisotropía en sus propiedades físicas es irradiado con neutrones, se observan modificaciones en su forma sin cambios notables en su volumen [crecimiento (growth)] . Este fenómeno es muy importante en metales estructurales de los reactores que deben soportar años de irradiación. El circonio y sus aleaciones, de estructura h.c.p., forman parte de la calandria y de los tubos a presión de los reactores tipo Candú.

Se ha realizado un experimento [28,29] en el cual se muestra fehacientemente que el crecimiento en circonio a dosis equivalentes a un año de irradiación en el reactor Candú, se recupera a 350C tal como lo hace la tensión de fluencia (ver Fig.8). Esto prueba que son los lazos de dilocaciones extrínsecos o intrínsecos los responsables del crecimiento. En la experiencia de la Fig.8 el circonio fue dopado al 0.1% de U^{235} . Los neutrones térmicos hacen fisión al U^{235} y los fragmentos de fisión producen un daño



(a)



(b)

Fig.8. Crecimiento bajo irradiación en circonio dopado con uranio: a) deformación en función del tiempo de irradiación; b) recuperado del crecimiento junto a una curva de recuperación de la tensión de fluencia en circonio irradiado.

equivalente al producido por una dosis de neutrones rápidos uno o dos órdenes de magnitud mayor.

6.6 - Inestabilidad de las barreras producidas por irradiación neutrónica bajo deformación plástica

En el año 1960 Blewitt y col. [27] estudiaron monocristales de cobre irradiado, y confirmaron la existencia de bandas de Lüders. La deformación comienza en un extremo del cristal y, a medida que ésta continúa, el frente avanza hacia el otro extremo del cristal. La tensión máxima de fluencia es atribuida a la naturaleza inhomogénea de las bandas de Lüders.

La Fig.9 muestra curvas de tensión-elongación de tres monocristales de magnesio irradiados a diferentes dosis a temperatura de nitrógeno líquido [4]. Como se puede ver el cristal

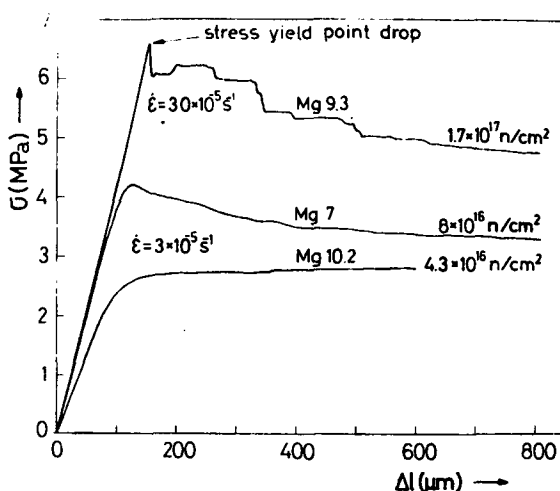


Fig.9. Curvas de tensión-elongación de monocristales de magnesio irradiados con neutrones rápidos en nitrógeno líquido.

Mg 9.3 presenta una gran inestabilidad en la deformación. Estas curvas fueron obtenidas en una máquina dura de tracción, y la inestabilidad en la deformación se manifiesta con caídas de la tensión. La primera caída es el comienzo de la fluencia y la llamaremos "caída de tensión en el punto de fluencia" (stress yield point drop). Micrografías ópticas [5,30] después de diferentes porcentajes de deformación muestran que la deformación es inhomogénea pero diferente a las típicas bandas de Lüders.

Se observó [5] que cada caída de tensión corresponde a la formación de un nuevo paquete de líneas de deslizamiento separadas 300 a 600 μm . Estas sucesivas caídas de tensión se pueden relacionar con la desaparición de aglomerados de defectos como consecuencia del movimiento de las dislocaciones, y la consecuente formación de canales libres de defectos (dislocation channeling phenomenon [31]). El cristal Mg 10.2 irradiado a una dosis de $4.3 \times 10^{16} \text{ ncm}^{-2}$ presenta deformación estable en el ensayo de tracción. Podría tomarse este caso como un umbral para este fenómeno.

La Fig.10 muestra curvas de tensión resuelta-deformación resuelta de monocristales de zinc irradiados a diferentes dosis a temperatura de nitrógeno líquido. El coeficiente de endurecimiento por trabajado después de la fluencia decrece con la dosis, mostrando algunos cristales ablandamiento por trabajado a dosis altas. Este comportamiento es similar al del cobre irradiado a dosis similares. Para dosis más bajas que $4.5 \times 10^{16} \text{ ncm}^{-2}$, la ductilidad es la misma en las probetas ensayadas. El mecanismo de fractura no depende de la dosis neutrónica. Micrografías ópticas muestran una distribución homogénea de líneas de deslizamiento del plano basal. Para deformaciones resueltas (α) mayores que 0.03 no se encuentra un incremento en el número de líneas. Para dosis mayores que $4.5 \times 10^{16} \text{ ncm}^{-2}$, el monocristal se fractura sin deslizamiento.

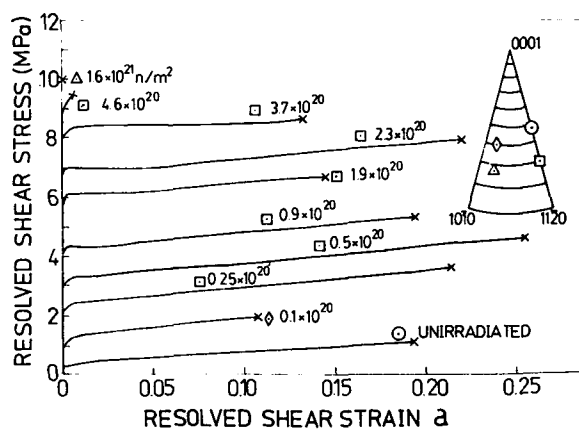


Fig.10. Curvas de tensión resuelta-deformación resuelta a 77K de monocristales de zinc irradiados a diferentes dosis neutrónicas en nitrógeno líquido.

El observado decrecimiento del coeficiente de endurecimiento por trabajado después de la fluencia en zinc, que también está presente en Magnesio [4,5] y en cobre [1,20] en monocristales irradiados a dosis similares, puede ser asociado con los canales libres de defectos formados por el pasaje de dislocaciones. En nuestra opinión este fenómeno es importante por encima de la dosis mencionada: $\sim 4.5 \times 10^{16} \text{ ncm}^{-2}$.

Es evidente que el incremento de la tensión de fractura (basal o primática) con la dosis de irradiación en zinc, es debido a la presencia de las barreras producidas por la radiación, las cuales son un impedimento al movimiento de las dislocaciones. Esto muestra que es necesario que se muevan las dislocaciones para que se produzca la fractura.

Se ha observado en cobre irradiado que el "dislocation channeling phenomenon" está acompañado por un incremento en la deformación por cada plano de deslizamiento activo [31]. En un metal dúctil como el magnesio, este fenómeno produce violentas y sucesivas caídas de la tensión [4,5]. Pero en un metal frágil (o poco dúctil) como el zinc, contribuye a disminuir la deformación macroscópica al producirse la fractura; como se observó en nuestros cristales con deformación en el plano basal, por encima de la dosis de $4.5 \times 10^{16} \text{ ncm}^{-2}$. Se puede concluir que la tensión y la deformación a la fractura son afectadas fuertemente por la inestabilidad de las barreras frente al movimiento de las dislocaciones. Los mecanismos de fractura son los mismos que sin irradiación.

Referencias

- [1] H.C.González, Endurecimiento por Irradiación con Neutrones Rápidos en Monocristales de Mg, Zn y Cu a 77K, Tesis de Doctorado, Instituto de Física "José A. Balseiro", Bariloche(1973).
- [2] H.C.González y E.A.Bisogni, Phys.Stat.Sol.(a) 62, 351 (1980).
- [3] C.J.Iriart, A.M.Fortis y H.C.González, Acta Metall.32,389 (1984).
- [4] H.C.González, Phys.Stat.Sol.(a) 86 , 169 (1984).
- [5] H.C.González y C.J.Iriart, Phil.Mag.(Aceptado).
- [6] J.A.Brinkman, J.Appl.Phys. 25, Nº8, 961 (1954).
- [7] J.A.Brinkman, Am.J.Phys. 24,Nº1-9, 246 (1956).
- [8] A.Seeger, Proc.Second Internat.Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, New York. p.250 (1958).
- [9] F.Sietz y J.S.Koehler, Displacement of Atoms During Irradiation, Solid State Physics Acad.Press Inc. 2, 305 (1956).
- [10] A.Seeger, The Feature of Radiation Damage in Metals, Proceeding of a Symposium, Venice, AIEA, Viena (1962).
- [11] R.H.Silsbee, J.Appl.Phys. 28, 1246 (1957).
- [12] J.A.Brinkman, Fission Damage in Metals, Rendiconti della Scuola Internazionale de Fisica "E.Fermi", Ac.Press (1962).
- [13] J.Silcox y P.B.Hirsch, Phil.Mag.4, 1356 (1959).
- [14] M.J.Makin, A.D.Whaphan y F.J.Minter, Phil.Mag.6, 465 (1961).
- [15] M.J.Makin, A.D.Whaphan y F.J.Minter, Phil.Mag.7, 285 (1962).
- [16] M.J.Makin y S.A.Manthorpe, Phil.Mag.8, 1725 (1963).
- [17] M.Wilkens y M.Ruhle, Symposium on the Nature of Small Defects, AERE Report, R 5265, 365 (1966).
- [18] K.G.Mc Intyre, Phil.Mag.15,205 (1967).
- [19] M.Ipohorski y L.M.Brown, Phil.Mag.22, Nº179, 931 (1970).
- [20] T.H.Blewitt y T.J.Koppenaar,Radiation Effects in Metals, AIME Seminar, Asheville, N.C., USA (1965).
- [21] J Diehl, Vacancies and Interstitials in Metals, Proc.Internat. Conf. KFK Jülich 1968, Ed. A.Seeger, D.Schumacher, W.Schilling and J.Diehl, North-Holland, Amsterdam, p.739 (1969).
- [22] J.Friedel, Les Dislocations, Gauthier-Villars, Paris (1956).
- [23] M.J.Makin, F.J.Minter y S.A.Manthorpe, Phil.Mag. 13, 729 (1966).

- [24] T.H.Blewitt y R.R.Coltman, AECD 3095, NSAS 3260 (1951);
Phys.Rev. 82, 769 A (1951).
- [25] R.E.Jamison y T.H.Blewitt, Phys.Rev. 91, 237 A (1953).
- [26] D.K.Holmes, J.K.Redman T.H.Blewitt y R.R.Coltman, Bull.Am.
Phys.Soc. 11, 130 (1956).
- [27] T.H.Blewitt,R.R.Coltman, R.E.Jamison y J.K.Redman, J.Nucl.
Mat. 2, 277 (1960). †
- [28] H.C.González, A.M.Fortis y T.H.Blewitt, J.Nucl.Mat. 108&109,
485 (1982).
- [29] H.C.González, G.D.H.Coccoz y A.M.Fortis (a ser publicado).
- [30] C.Pomar, T.H.Blewitt y E.A.Bisogni, Phys.Sta.Sol. (a) 10,
519 (1972).
- [31] J.V.Sharp, Phil.Mag. 16, 77 (1967).