

TEMA 2

DEFORMACIÓN PLÁSTICA

1. INTRODUCCIÓN

Ya hemos visto en temas anteriores el proceso de la deformación elástica, tanto a nivel atómico y cristalino como macroscópicos.

La deformación elástica y las leyes que la regulan tiene gran importancia dado que es la tensión máxima de trabajo en el diseño de cualquier elemento mecánico. Por tanto, el comportamiento de un elemento en servicio, generalmente será elástico, al menos a nivel global. Sin embargo, en muchas ocasiones debido a la presencia de entallas o defectos en el material, pueden aparecer en algunas zonas locales tensiones que sobrepasan el límite elástico, produciéndose una nueva deformación que será permanente y que se conoce como deformación plástica. Esta deformación, puede desembocar en la fractura final de la pieza. Un caso típico de deformación plástica localizada, ocurre en los procesos de fatiga. Por otra parte, la capacidad de deformación plástica es quizás la característica más importante de los metales y es la base fundamental de multitud de procesos de conformado.

El estudio de los procesos de deformación plástica y de rotura, son pues de gran importancia, tanto como base para el estudio de los procesos tecnológicos, como forja, laminación, extrusión, etc., como necesarios para comprender la importancia que pueden tener estos fenómenos en el funcionamiento de cualquier órgano mecánico para tratar de preverlos o para poder estimar y corregir el origen de un fallo en un análisis del mismo.

2. DEFORMACIÓN PLÁSTICA POR DESLIZAMIENTO

Si con la muestra (probeta) de un metal que se va a someter a un ensayo de tracción, se pule y se observa micrográficamente el aspecto que va presentando al aumentar la carga, po-

dremos seguir el proceso de deformación plástica del metal.

Conforme empieza la deformación plástica, aparece en la superficie pulida una serie de líneas paralelas en diversas direcciones, cuanto más aumenta la carga aparecen nuevas líneas paralelas a las ya existentes, si aumenta más el esfuerzo, aparecen más líneas que cortan incluso a las ya formadas.

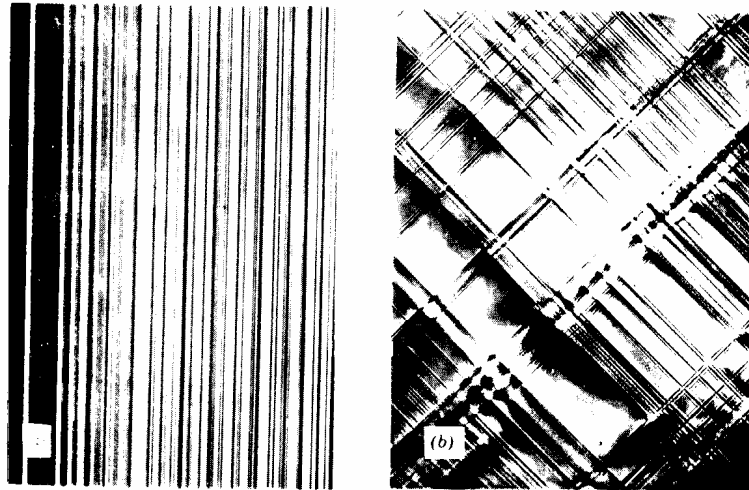


Figura 1

Si examinamos el metal totalmente deformado, se observa la superficie del metal llena de grupos de líneas paralelas llamadas bandas de deslizamiento, correspondiendo cada sistema de líneas paralelas a un grano distinto. La naturaleza de estas líneas se ha estudiado cuidadosamente, encontrándose que son un desplazamiento relativo de planos cristalinos los cuales producen escalones en la superficie del metal (figura 1b).

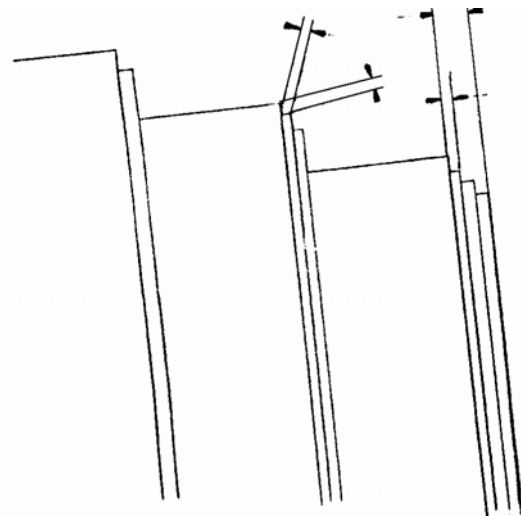


Figura 1.b

Si se presenta una sección transversal de la superficie pulida donde aparecen las líneas antes de deformar, aparecerá según se presenta en la figura 2, y la luz incidente y reflejada del microscopio irán en la misma dirección no observándose nada anormal. Sin embargo, una vez

deformada, los diversos escalones dispersan la luz incidente apareciendo oscuro en el microscopio. La forma de estas líneas es muy distinta según la red cristalina del metal; son muy rectas y paralelas en H.C y en C.C.C, y onduladas e irregulares en redes C.C.

Este desplazamiento de unos planos sobre otros se llama deslizamiento y no ocurre sobre planos elegidos al azar, sino que se produce sobre unos planos cristalográficos muy definidos llamados planos de deslizamiento activos que varían su orientación según el tipo de red cristalina.

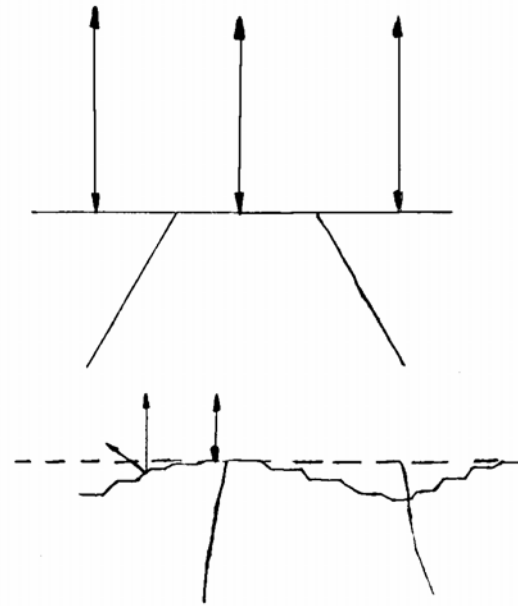


Figura 2

Este deslizamiento de planos se produce debido a la acción de tensiones cortantes, es decir, tangentes al plano. La tensión tangencial o cortante que se requiere para iniciar el deslizamiento en un monocristal sin defectos, se denomina tensión crítica de cizallamiento o tensión tangencial crítica, y es una constante en el material. Este valor muestra grandes variaciones en función de las impurezas, los tratamientos previos y la temperatura, en este caso fundamentalmente en los metales C.C. y H.C.

Ley de Schmid

La mayoría de los ensayos que se realizan sobre metales son a tracción y no a cortadura, no obstante se puede encontrar una ecuación que relacione la tensión de tracción aplicada con el esfuerzo cortante sobre el plano de deslizamiento y en la dirección de deslizamiento. Veamos sobre un monocristal las acciones producidas por una fuerza exterior F sobre un plano cualquiera inclinado con respecto a la dirección de estas fuerzas. Toda la tensión aplicada en un cuerpo se puede descomponer en una sección cualquiera del mismo, en otras dos, una N normal a la sección, que trataría de separar o juntar los átomos de esa sección con los de los planos paralelos próximos, y otra τ tangencial que trataría de cizallar esa sección.

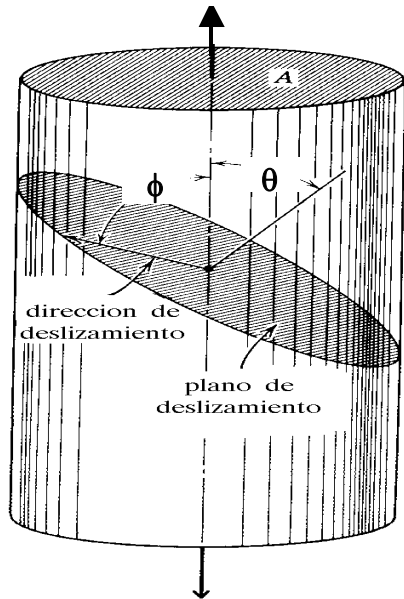


Figura 3

Así pues, la fuerza F aplicada a un monocristal produciría sobre un plano AB dos tensiones N y τ . Si este monocristal se supone cilíndrico y la fuerza esta aplicada a las bases, fig. 3, y actúa axialmente, se encontrará sobre cualquier plano perpendicular a la fuerza, una tensión:

$$\sigma = \frac{F}{S} \quad (1)$$

Siendo la tensión tangencial nula.

Si llamamos σ' al esfuerzo sobre una sección inclinada B de área S' tendremos:

$$\sigma' = \frac{F}{S'} \quad (2)$$

Ahora bien, la superficie de los planos A y B esta relacionada por la expresión:

$$S = S' \times \cos \theta \quad (3)$$

Siendo θ el ángulo que forma la dirección de la fuerza con la perpendicular al plano B .

La tensión normal sobre el plano B será:

$$\sigma' = \frac{F}{S'} = \frac{F}{S} \cos \theta = \sigma \times \cos \theta \quad (4)$$

Este esfuerzo se puede descomponer en una tensión normal N y otra tangencial τ . Con respecto a la sección B se considera que la dirección del deslizamiento forma un ángulo ϕ con la dirección de la fuerza aplicada. Estas tensiones valdrán:

$$N = \sigma' \times \cos \theta \quad \text{y} \quad \tau = \sigma' \times \cos \phi \quad (5)$$

Luego, sustituyendo σ' por su valor:

$$N = \sigma \times \cos^2 \theta \quad \text{y} \quad \tau = \sigma \times \cos \theta \times \cos \phi \quad (6)$$

Para determinar el valor máximo de τ , considérese que para un valor dado de θ el valor más pequeño de ϕ es $(\pi/2-\theta)$. Por tanto:

$$\tau = \sigma \times \cos \theta \cos \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) = \sigma \times \cos \theta \sin \theta \quad (7)$$

El valor máximo de esta función se obtiene para $\theta = 45^\circ$, lo que equivale a que $\theta = \phi = 45^\circ$. Luego τ_{\max} será:

$$\tau_{\max} = \frac{\sigma}{2} \quad (8)$$

El máximo valor que puede alcanzar la tensión cizallante es la mitad de la tensión de tracción y se produce a 45° con respecto de ella. La tensión normal máxima corresponde para $\theta = 0^\circ$, es decir en la sección normal a la fuerza, y es igual a la tensión que provoca la fuerza para esa sección.

3. MECANISMO DE DESLIZAMIENTO

Según lo visto anteriormente, el deslizamiento se produce por movimiento de planos atómicos unos sobre otros y debido a la acción de una fuerza tangencial. Consideremos ahora un monocristal perfecto y en él dos planos de átomos paralelos sobre los que actúa una tensión cortante τ . fig. 4.

Debido a la acción de esta tensión cortante y considerando que el plano B está fijo y sólo se mueve el plano A, la tensión que se necesita para deslizar el plano superior una distancia "b", será función de la posición que tenga en cada momento este plano con respecto al otro.

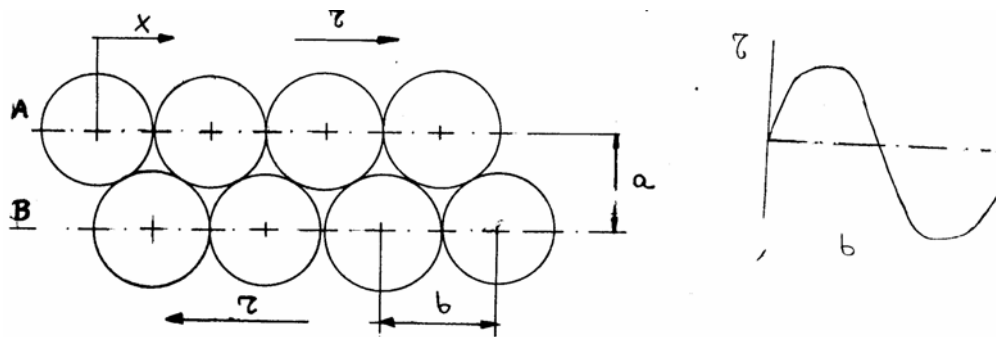


Figura 4

Para mantener los dos planos en la posición inicial de equilibrio, la tensión necesaria es cero. Cuando el plano B se haya desplazado una distancia "b/2" los átomos de éste estarán colocados justamente sobre los átomos del plano A. En esta situación y debido a la fuerza de enlace, los átomos pueden moverse tanto a la izquierda como a la derecha por lo que puede tomarse $\tau = 0$.

Cuando el desplazamiento es igual a "b", se está en una posición de equilibrio igual a la inicial, sólo que desplazado una distancia "b", en esta situación τ también será cero. En cualquier posición intermedia de estas, los átomos son atraídos hacia los vecinos más próximos con una fuerza en función de la distancia a la que se encuentra. La variación de τ con el desplazamiento "x" se supone que se puede expresar mediante una función senoidal; siendo por tanto:

$$\tau = \tau_{max} \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi x}{b} \right) \quad (9)$$

Para pequeños valores del desplazamiento, se puede aplicar la ley de Hooke, que en deformación cortante es:

$$\tau = G \gamma = \frac{Gx}{a} \quad (10)$$

Dónde G es el módulo cortante y γ la deformación cortante. Además para pequeños valores del desplazamiento la ecuación (8) se puede escribir como:

$$\tau = \tau_{max} \frac{2\pi x}{b} \quad (11)$$

y combinando las ecuaciones (9 y 10) se obtiene:

$$\tau = \frac{G}{2\pi} \frac{b}{a} \quad (12)$$

como "a" y "b" tienen dimensiones muy parecidas se puede hacer la aproximación de que a=b, resultando:

$$\tau = \frac{G}{2\pi} \quad (13)$$

Este valor de τ es el valor teórico de la tensión crítica de cizallamiento. Este valor, se ha encontrado que es del orden de 100 a 10000 veces superior al observado en los cristales reales. Incluso utilizando técnicas de análisis más refinados, las discrepancias siguen siendo grandes.

Todo esto hace pensar, que la deformación en la red se encuentre favorecida por la existencia de defectos en la misma que hacen que la deformación se produzca más fácilmente. Estos defectos, ya estudiados anteriormente son los que conocemos con el nombre de dislocación. Como se ve el valor de la resistencia teórica de un material, depende únicamente de su módulo de elasticidad transversal, es decir cada material tiene una capacidad potencial de resistencia proporcional a el valor de G de este material. Valores de τ medidos para distinto materiales con y sin dislocaciones se muestran en la tabla I.

TABLA I

Material	τ MPa	τ/G
Cd	483×10^{-3}	$2,5 \times 10^{-5}$
Ag	586×10^{-3}	$2,3 \times 10^{-5}$
Cu	579×10^{-3}	$1,4 \times 10^{-5}$
Cu sin dislocaciones	610	$1,5 \times 10^{-2}$
Fe	14	$1,7 \times 10^{-4}$
Fe sin dislocaciones	6550	$8,0 \times 10^{-2}$
ClNa	1.96	$1,4 \times 10^{-4}$
SiO ₂ sin dislocaciones	> 5860	$2,1 \times 10^{-1}$
Al ₂ O ₃ sin dislocaciones	> 20700	$1,3 \times 10^{-1}$

De todo lo anterior se deduce, que la deformación de un sólido cristalino se debe a el movimiento de deslizamiento de los distintos planos atómicos producidos por el movimiento de las dislocaciones.

Este movimiento, es el movimiento progresivo del defecto a través de la red, Fig. 5, sin tener que moverse todos los átomos del plano conjuntamente, produciéndose el movimiento con menor consumo de energía y necesitándose una tensión menor para hacerlo. Cuando la dislocación pasa de la fila en la que se encuentra al plano de la derecha, Fig. 5, lo que ocurre es que hay un pequeño movimiento de los átomos alrededor de la dislocación, el trabajo que se realiza para mover los átomos hacia la derecha, hacia una posición de energía superior a la de equilibrio, se compensa con la disminución de energía de los átomos a la izquierda de la dislocación que caen nuevamente hacia una posición de equilibrio.

De esta forma difiere de la deformación elástica, en la que siempre todos los átomos se desplazan de una forma continua y homogénea la misma cantidad de sus posiciones de equilibrio. La deformación plástica por el contrario, al estar asociada a las dislocaciones, hace que solo se produzcan movimientos de algunos átomos durante la deformación, en vez de tener que vencer la fuerza de enlace de todos los átomos asociados al plano de deslizamiento, produce el mismo efecto venciendo los enlaces de una línea de deslizamiento de forma progresiva. Esta deformación esta asociada a las dislocaciones de tal manera que no puede ocurrir una sin la otra.

La resistencia al movimiento de las dislocaciones, depende tanto del tipo y direccionalidad del enlace como de la estructura cristalográfica. El conocimiento de los mecanismos de formación y movimiento de las dislocaciones, nos proporcionan las bases para poder aumentar la resistencia de los materiales. Si las dislocaciones se bloquean, la resistencia elástica aumenta, obteniéndose una mayor capacidad de soportar cargas del material.

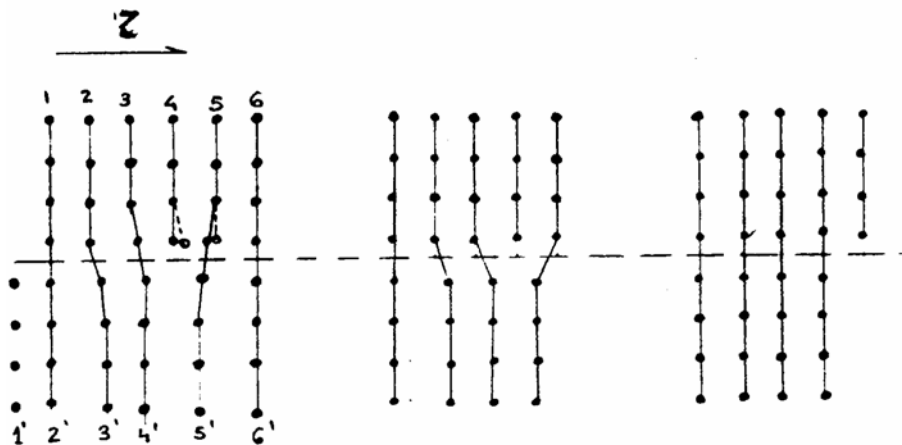


Figura 5

Luego, teóricamente la deformación plástica empezará cuando alguna tensión tangencial en cualquier plano cristalográfico supere la tensión tangencial crítica. Sin embargo, para que el deslizamiento no produzca la rotura sino sólo una deformación, es necesario que se restablezca el enlace en el desplazamiento, que los enlaces no sean personales. También es necesario que durante el desplazamiento los átomos no sobrepasen la distancia mínima necesaria para perder la cohesión de un átomo con otro, y por último se necesita que la estructura resultante sea energéticamente admisible. Si estas condiciones no ocurrieran al efectuarse el deslizamiento de los planos, se produciría la rotura por pérdida de cohesión.

4. ENERGÍA DE LAS DISLOCACIONES

Obviamente la presencia de dislocaciones reduce grandemente la resistencia de los materiales. Es importante saber que tipo de dislocaciones pueden estar presentes en una estructura cristalina, si son estables, por que planos se pueden deslizar y porque. Estos interrogantes se pueden contestar, determinando de que depende la energía asociada a una dislocación. Se sabe que el deslizamiento se produce únicamente en algunos planos, que son los más compactos y dentro de estos en algunas direcciones determinadas que también son las más compactas. Una justificación física de este comportamiento, se puede encontrar en que estos planos y direcciones son los que están más separados entre sí, favoreciendo el deslizamiento por existir la mínima interferencia atómica en esas direcciones determinadas. Fig. 6. No obstante, existe otra razón de tipo

energético para justificar el deslizamiento por estos planos y direcciones.

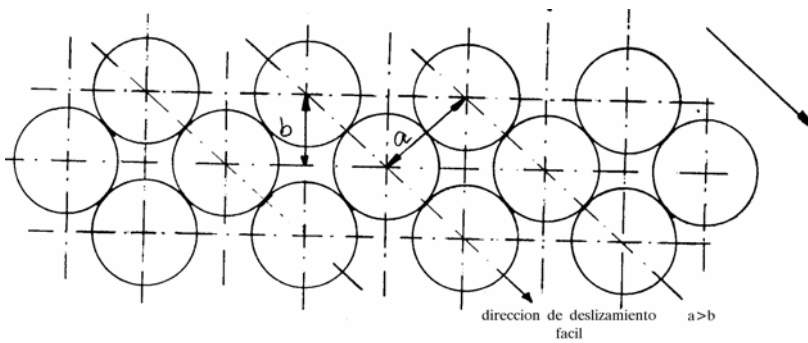


Figura 6

Debido a que los átomos en una dislocación están fuera de su posición de equilibrio, podemos decir que se tiene un campo de tensiones o de deformaciones alrededor de la línea de dislocación.

En esta zona deformada habrá almacenada una cierta cantidad de energía elástica, denominada energía elástica de la dislocación. Supongamos una dislocación helicoidal como la representada en la figura 7, a lo largo de un cilindro de radio r .

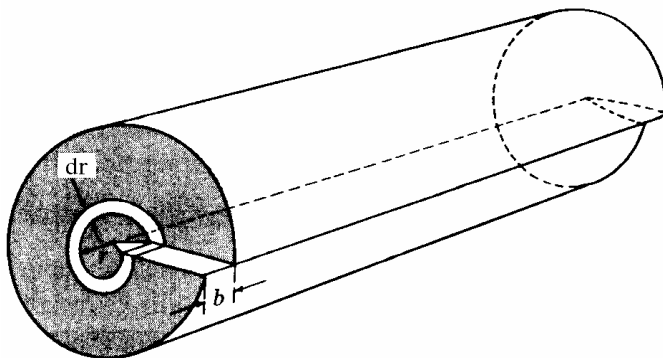


Figura 7

Esta dislocación se puede haber producido por un corte de la mitad cilindro paralelo al eje, y desplazando las caras cortadas una distancia b igual al espaciado interatómico de la red en esa dirección. Calculemos la energía asociada a un elemento anular de radio r , espesor dr , y longitud unidad, centrado sobre la dislocación. El desplazamiento

de esta anillo, haciendo un circuito completo alrededor del mismo, es igual a b , y la deformación cortante según se vio en el capítulo anterior será:

$$\gamma = \frac{b}{2 \pi r} \quad (14)$$

Una vez conocida la deformación cortante, se puede calcular la energía de deformación por unidad de volumen. La variación de energía elástica por unidad de volumen de la tensión aplicada será: $dW = \tau d\gamma$ 1. La energía por unidad de volumen al deformarse desde cero a γ , se obtendrá integrando la expresión anterior entre estos límites. Por otra parte, según la ley de Hooke $\tau = G \gamma$ 2. Sustituyendo en la expresión anterior e integrando se obtiene:

$$W = \int_0^\gamma \tau d\gamma = \int_0^\gamma G \gamma d\gamma = \frac{G \gamma^2}{2} \quad (15)$$

donde G es el modulo cortante.

Sustituyendo la ecuación (14) en la (15) se obtiene:

$$W = \frac{1}{2} G \left(\frac{b}{2 \pi r} \right)^2 \quad (16)$$

La energía total por unidad de longitud a lo largo del cilindro se obtiene integrando la expresión anterior sobre el volumen del cilindro.

$$W_l = \int_{r_0}^{r_1} \frac{1}{2} G \left(\frac{b}{2 \pi r} \right)^2 2 \pi r dr = \frac{G b^2}{4 \pi} \ln \frac{r_1}{r_0} \quad (17)$$

El empleo de un límite inferior es debido, a que para valores muy pequeños de r la deformación γ (ver ecuación (14)) es muy grande, no cumpliéndose las leyes de la elasticidad, y no siendo válido el planteamiento anterior, necesitándose teorías más complejas para calcular la energía de la deformación en el núcleo de la dislocación, estos cálculos revelan que la energía de esta zona próxima al núcleo de la dislocación, es pequeña comparada con la energía elástica del resto del campo de deformación. Para $r > 2b$ es aplicable la teoría anterior. La relación $\ln(r_1/r_0)$ tiende a ser $\approx 4\pi$, siendo por tanto la energía por unidad de longitud de dislocación:

$$W_l \approx G b^2 \quad (18)$$

Haciendo un cálculo similar para las dislocaciones de borde se obtienen resultados idénticos. Como se ve en la ecuación anterior, la energía de la dislocación varía con el cuadrado del vector de Burgers. De acuerdo con estos resultados, es de esperar que debido a consideraciones energéticas las dislocaciones traten de tener un vector de Burgers lo más pequeño posible. Por ejemplo una dislocación de $2b$ de vector de Burgers tiene una energía por unidad de longitud igual a $4Gb^2$, mientras que dos dislocaciones individuales de vector b tienen en conjunto una energía de $Gb^2 + Gb^2 = 2Gb^2$. Una dislocación de vector $2b$ puede disminuir la energía total del cristal si se desdobra en dos individuales. Dos dislocaciones de signo opuesto se anulan disminuyendo la energía de $2Gb^2$ a cero.

Con estas consideraciones, se puede suponer que las dislocaciones se formaran en las distintas estructuras cristalinas en los planos y direcciones en los que ocurra que el vector de Burgers b sea más pequeño. Es decir, los planos y direcciones más probables son aquellos en los que la traslación de un punto a otro de la red sea la más corta, esto ocurre en los planos y direcciones más compactos. La mayoría de las veces el vector de Burgers b coincide con el parámetro de la red.

5. MOVIMIENTO Y GENERACIÓN DE DISLOCACIONES

La cantidad de dislocaciones presentes en un cristal, y su facilidad para formarse condicionan la resistencia y el comportamiento mecánico de un material. Es un hecho evidente que la deformación plástica aumenta la densidad de dislocaciones, aumentando por tanto en principio la capacidad de deformación.

Veamos en principio que fuerza actúa sobre una dislocación, cuando se mueve por la acción de una tensión cortante. La aplicación de una tensión cortante a un cristal que contenga una dislocación y que produce su movimiento, hace que al producirse una deformación se realice un trabajo, disminuyéndose la energía potencial del sistema. La fuerza sobre la dislocación podemos definirla, como la derivada de la variación de energía con respecto a la posición de la dislocación.

Supongamos un cristal como el de la figura 8, en el que por efecto de la tensión aplicada la dislocación se mueve de un extremo a otro del cristal, desplazándose la mitad superior una canti-

dad b con respecto a la mitad inferior. El trabajo producido por la tensión aplicada τ , será: $(\tau l_1 l_2) b$. Al movimiento de la dislocación se opone una fuerza por unidad de longitud igual a f . Dado que la dislocación se ha movido a lo largo del cristal (l_2) el trabajo necesario para este movimiento habrá sido: $(f l_1) l_2$, como el trabajo gastado por la dislocación ha de provenir del trabajo exterior aplicado, ha de cumplirse que ambos sean iguales. Luego igualando las dos expresiones, tenemos:

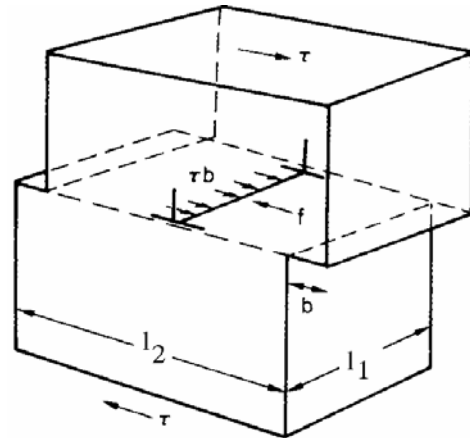


Figura 8

$$f = \tau b \quad (19)$$

Luego la fuerza por unidad de longitud que actúa sobre una dislocación es simplemente el producto de la tensión aplicada por el vector de Burgers. Esta fuerza actúa en dirección perpendicular a la línea de dislocación y paralela al movimiento. Este resultado es el mismo para dislocaciones de borde como helicoidales o mixtas.

Veamos ahora que ocurre cuando en un cristal que contiene un lazo de dislocación se le aplica una tensión τ , Fig. 9. Al aplicar esta tensión cortante aparecen dos mecanismos opuestos sobre la dislocación. Por una parte esta tiende a cerrarse para disminuir la energía asociada, tratando de disminuir la longitud del lazo, comportándose como una línea de tensión que trata de contraerla, la energía asociada a este lazo como vimos en un apartado anterior es $G b^2$. Por otra parte la tensión aplicada tiende a expandir el lazo. Si la fuerza de la línea de tensión es mayor que la debida a las tensiones aplicadas, el lazo se contraerá, en caso contrario se expande. Interesa saber que ocurrirá para una dislocación al aplicar una tensión. Si la dislocación crece dr , se

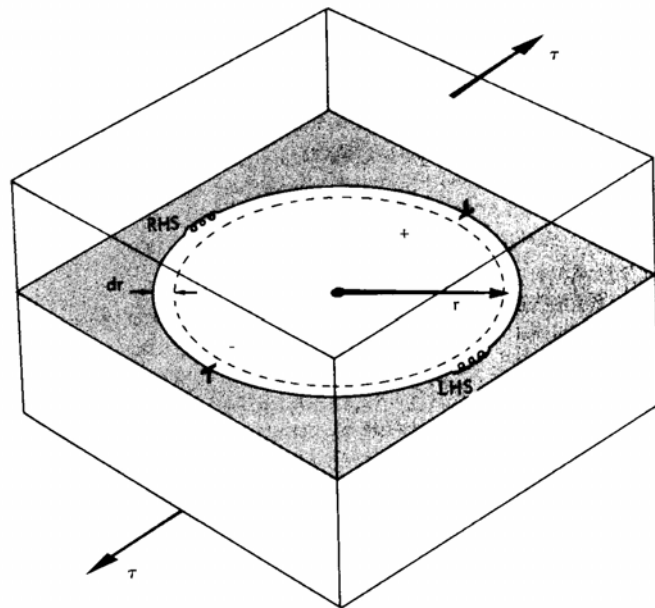


Figura 9

produce un aumento de la energía igual a: el aumento de longitud, multiplicado por la energía por unidad de longitud, $2\pi G b^2 dr$. El trabajo producido por la dislocación en este incremento, será el producto de la fuerza por unidad de longitud (τb) por la longitud de la dislocación ($2\pi r$) y por el desplazamiento (dr). Igualando ambos trabajos, se obtiene:

$$2\pi G b^2 dr = \tau b 2\pi r dr$$

$$\tau = \frac{G b}{r} \quad (20)$$

Según la ecuación anterior, la tensión necesaria para expandir la dislocación es inversamente proporcional al radio del lazo, si $\tau > Gb/r$ la dislocación se expande, si por el contrario $\tau < Gb/r$, la dislocación se contrae.

La ecuación (19) es válida también para el caso de una dislocación recta que interacciona con algunos obstáculos. Consideremos una dislocación de borde bloqueada en dos puntos A y B, Fig. 10.

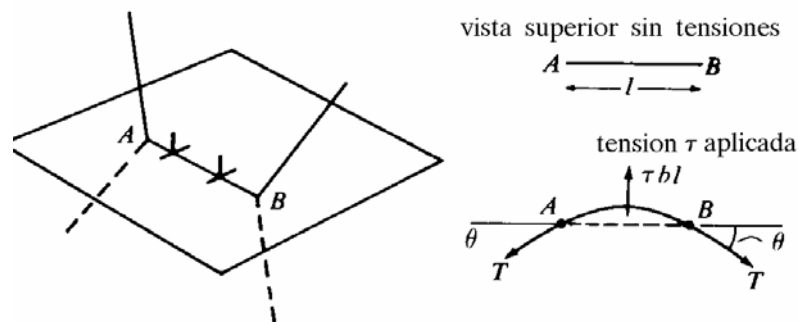


Figura 10

Inicialmente la línea de dislocación bloqueada es recta, como consecuencia de la tensión aplicada ésta puede curvarse sobre los extremos fijos, disminuyendo continuamente el radio de curvatura. La dislocación sigue curvándose hasta que la fuerza de empuje debido a la tensión aplicada se equilibra con la línea de tensión, luego:

$$\tau b l = 2T \text{sen}\theta \quad (21)$$

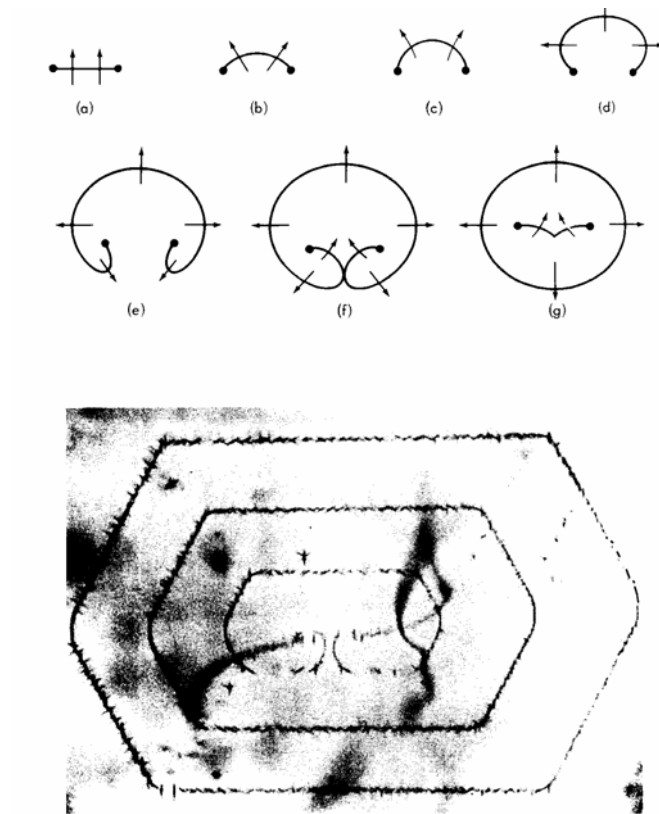
donde $T = Gb^2$. Cuando $\theta=90^\circ$, la fuerza debido a la línea de tensión es máxima, y la tensión necesaria para que el segmento siga curvándose disminuye, en este caso tenemos:

$$\tau = \frac{2Gb^2}{bl} = \frac{2Gb}{l} = \frac{Gb}{r} \quad (22)$$

donde $r=l/2$. Como se ve la ecuación anterior es igual a la (19), por tanto se puede considerar que una dislocación en línea de longitud l se comporta igual que un lazo de dislocaciones de radio igual a $l/2$.

Cuando la tensión sigue aumentando, en el caso anterior, la dislocación sigue curvándose hasta cerrar un lazo y aparece una nueva dislocación que comienza el mismo camino que la anterior, esto se conoce como fuente de dislocaciones de Frank-Read, Fig. 11. Como se ve una tensión

puede producir una fuente de dislocaciones si existen estas previamente en el cristal. Se puede decir que la plasticidad comenzará cuando la tensión alcance el valor suficiente para que la dislocación se curve completamente, en este caso $\tau = 2Gb/l$. Los valores de l son aproximadamente igual a $\rho^{-1/2}$, siendo ρ la densidad de dislocaciones. Valores típicos de ρ para metales recocidos, son del orden de 10^7 cm/cm^3 , lo que da valores de $l = 3 \times 10^{-4}$, los valores de b son del orden de $2 \times 10^{-8} \text{ cm}$. Substituyendo estos valores en $\tau = 2Gb/l$ se obtiene que el límite elástico es del orden de $10^4 G$, lo que está bastante de acuerdo con los valores medidos en ensayos.



Frank Read
Figura 11

Cuando la resistencia al movimiento de las dislocaciones en la red es grande, por ejemplo por existencia de enlaces covalentes, los cálculos son más complejos y habría que tener en cuenta esta resistencia. Existen otras fuentes de dislocaciones además de la de Frank-Read, la propia deformación plástica produce gran cantidad de dislocaciones en el cristal.

6. PLANOS Y SISTEMAS DE DESLIZAMIENTO

Al aplicar una fuerza de tracción sobre un monocristal, la tensión cortante máxima sobre un plano de deslizamiento vendrá dada por la ecuación (4), y en una dirección de deslizamiento en ese mismo plano será la ecuación (5). Luego el valor de la fuerza de tracción aplicada "F" para producir el deslizamiento dependerá de la orientación del cristal con respecto a la fuerza. De todas formas el deslizamiento se produce cuando la componente cortante en la dirección del deslizamiento es capaz de vencer la resistencia al movimiento de las dislocaciones, este valor es la tensión crítica de cizallamiento.

Durante la deformación, además, los planos de deslizamiento tienden a girar sobre dos ejes distintos para tratar de ponerse paralelos a la dirección del esfuerzo, Fig. 12.

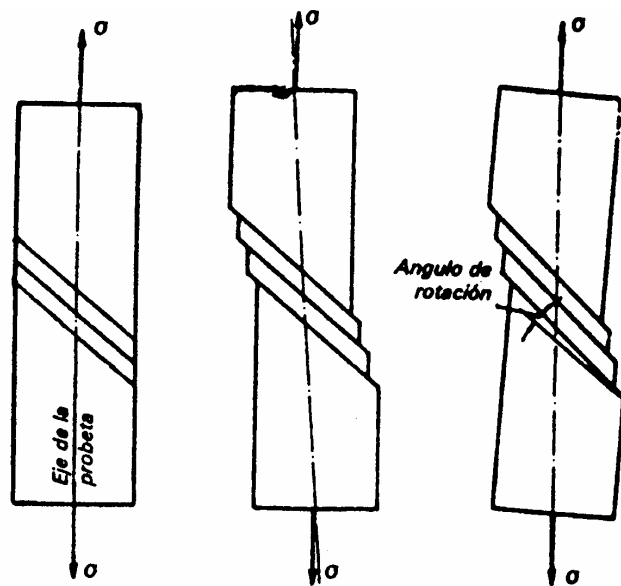


Figura 12

Como se ha visto en el apartado anterior, los planos y direcciones sobre los que ocurrirá la deformación dependen de la estructura cristalina. Un plano y una dirección de deslizamiento forman lo que se denomina un sistema de deslizamiento. Según la red cristalina, varían los sistemas de deslizamiento comportándose los materiales de distinta manera según sean estos sistemas

Red hexagonal

Los planos de deslizamiento en esta red son las bases del hexágono y dentro de estos planos las direcciones son las diagonales, luego, presenta un sólo plano de deslizamiento y tres direccio-

nes.

Los materiales que presentan este tipo de red suelen ser frágiles pues poseen pocos sistemas de deslizamiento. Únicamente se deforman fácilmente si la dirección del esfuerzo es apropiada, comportándose frágilmente en orientaciones desventajosas.

Los planos de deslizamiento son los $\{0001\}$, y las direcciones de deslizamiento los $\langle 11\bar{2}0 \rangle$.

Red cubica centrada en las caras

Esta red presenta cuatro planos compactos y dentro de cada uno de ellos tres direcciones de deslizamiento, presentando por tanto 12 sistemas de deslizamiento. Al presentar un gran número de sistemas de deslizamiento los materiales que presentan este tipo de red son muy plásticos, pues siempre hay posibilidad de que algún sistema esté orientado favorablemente con respecto al cortante máximo. Los planos de deslizamiento en esta red son los $\{111\}$, y las direcciones los $\langle 110 \rangle$.

Red cubica centrada en el cuerpo

En este tipo de red al no poseer plano compacto, hace que el deslizamiento no siempre se de en los planos de máxima densidad. Este tipo de redes no suelen mostrar tan alto grado de plasticidad como la red CCC, pues no tienen sistemas de deslizamiento definidos. Sin embargo, en algunos casos el deslizamiento se realiza por planos menos compactos, generalmente $\{110\}$ y $\{112\}$, siendo en estos casos las líneas de deslizamiento onduladas e irregulares. El deslizamiento se puede producir sobre cualquier plano que tenga una dirección compacta, que será de deslizamiento. Esta dirección es la $\langle 111 \rangle$. En materiales con estas estructuras se necesita una mayor fuerza para el movimiento de las dislocaciones, pues los planos no están tan separados como en las CCC, y el movimiento es más difícil. En la figura 13 se muestra sistemas de deslizamiento de esta estructura.

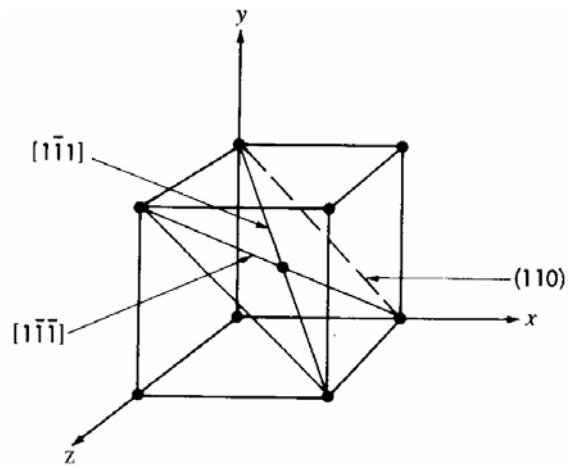


Figura 13

7. DEFORMACIÓN PLÁSTICA POR MACLADO

Este proceso de deformación como ya dijimos, influye menos que el deslizamiento en la deformación plástica. El maclado consiste en una deformación de la red por cizallamiento de diversos planos atómicos sucesivos, desplazándose cada plano una cantidad proporcional a su distancia al plano de maclado y en el que el último se ha desviado una cantidad múltiplo entero del espaciado atómico, formando los átomos desplazados una imagen especular con respecto a los

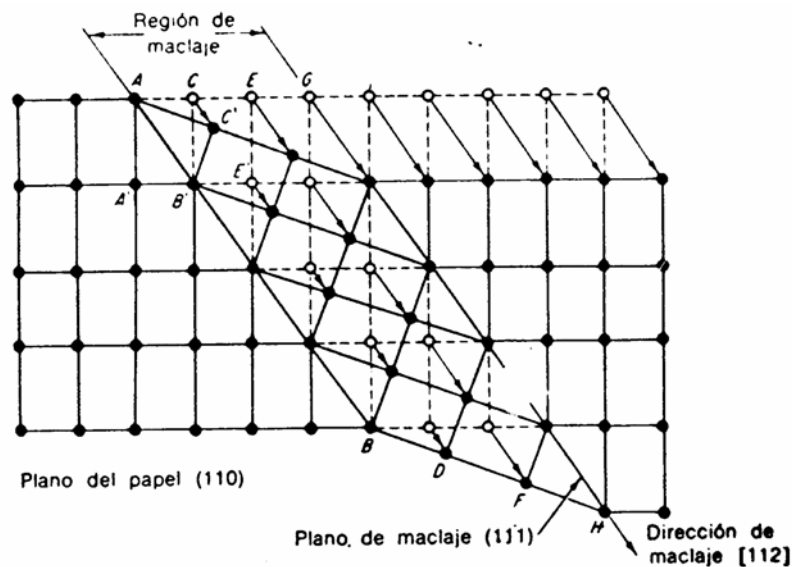


Figura 14

no deformados, Fig.14.

Las diferencias entre el deslizamiento y el maclado son:

- 1.- En el primero la zona deslizada es paralela a la red original, mientras que en el maclado no.
- 2.- En el deslizamiento se produce un desplazamiento de un bloque entero del cristal, mientras que en el maclado es una deformación cortante uniforme.
- 3.- El esfuerzo requerido para producir la macla es mayor que para el deslizamiento. Son también menos sensibles a la temperatura.

El maclado por lo general se produce por la acción de grandes esfuerzos, generalmente en redes

H.C. y C.C.C, pero raramente en C.C.

Además de producir una deformación por sí sola, las maclas favorecen el deslizamiento por las nuevas orientaciones que crean aumentando la posibilidad de que alguna de ellas sea favorable al deslizamiento. En algunos metales H.C. es responsable de una gran parte de la deformación, colocando más sistemas de deslizamiento en posición adecuada constituyendo el principal medio de deformación.

Existen dos tipos de maclas:

- Las maclas de deformación, prevalecientes principalmente en metales H.C. (magnesio, zinc, etc.) y en metales CC. (tungsteno, hierro α , etc.)
- Las maclas de recocido producidas en el mecanismo de recristalización de un metal deformado previamente, que aparecen fundamentalmente en los metales CCC. (aluminio, cobre, latón, etc.)

8. DEFORMACIÓN DEL SOLIDO

La deformación elástica terminará cuando la separación entre los átomos se hubiera aumentado en una cantidad suficiente, como para que la atracción entre los átomos deje de tener efecto, en ese momento se producirá la rotura del enlace y los átomos pueden separarse unos de otros. Una vez roto el enlace primitivo, al aumentar la distancia entre sí pueden ocurrir distintos casos, que los átomos caigan dentro del campo de acción de otros nuevos, formando con ellos un nuevo enlace, posible en el enlace metálico debido a sus características particulares y empezando en ese momento la formación permanente del cristal o deformación plástica. En el caso que la rotura del enlace no permita que este se vuelva a formar, el final de la deformación elástica es la rotura o separación del sólido en dos o más partes. Esta deformación plástica ocurre sin embargo mucho antes de alcanzar un aumento de la distancia de rotura del enlace, debido como ya se sabe a la existencia de dislocaciones.

El tipo de enlace y el tamaño y forma de las moléculas así como la fuerzas de interacción entre estas, son las que determinan el comportamiento elástico. Al comenzar las deformaciones permanentes, si estas son factibles, las dislocaciones comienzan su movimiento y otros mecanismos entran en juego para controlar el comportamiento mecánico del material. En los meta-

les, materiales con una gran capacidad plástica, su comportamiento es debido a la no direccionalidad del enlace y a la no existencia de iones implicados en el movimiento de deformación. En los materiales cerámicos habría que distinguir entre cristalinos y amorfos y entre los que tienen enlaces covalentes y iónicos. En los que tienen enlaces covalentes, al ser estos fuertemente direccionales, no es posible la formación del mismo una vez roto. En los sólidos iónicos el comportamiento es muy distinto, dependiendo en que plano cristalográfico se produzca la deformación, o si son monocristalinos o policristalinos. Así como se ve en la figura 15, el deslizamiento en ciertos planos no produce el emparejamiento de iones del mismo signo no produciéndose por tanto fuerzas de repulsión, mientras que en otros planos el deslizamiento enfrenta átomos del mismo signo produciendo fuerzas de repulsión que rompen el enlace.

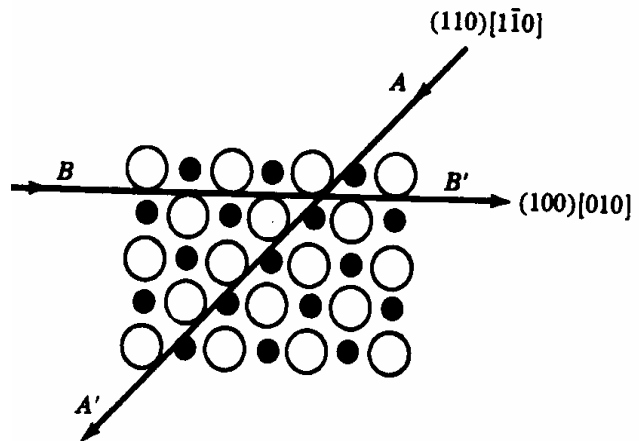


Figura 15

En los materiales poliméricos de cadena larga, el comportamiento está muy influenciado por la temperatura y por el porcentaje de cristalinidad. si el polímero no cristaliza sigue la curva ABCD, figura 16. En la región C de líquido subenfriado, las moléculas están vibrando constantemente y reagrupandose, como consecuencia el polímero es flexible. En la región por debajo de T_g (temperatura de transición vítrea), la movilidad de las cadenas es despreciable y el polí-

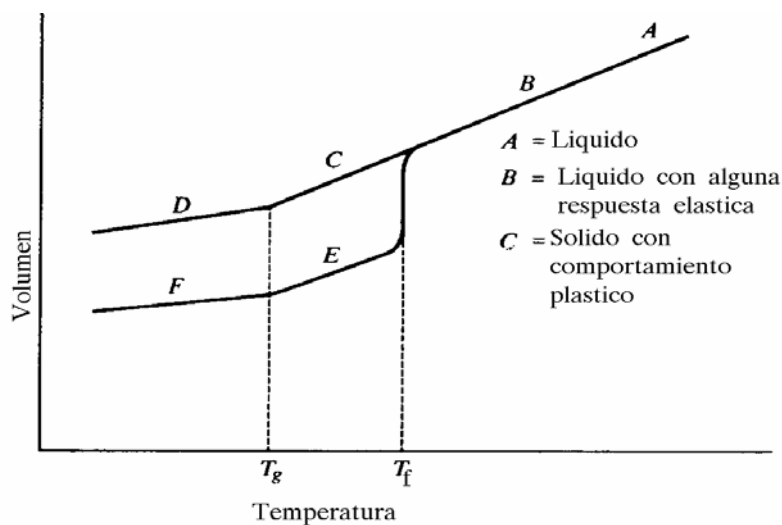


Figura 16

mero se comporta como un sólido rígido.

Si el polímero tiene cierta cristalinidad, el comportamiento es también diferente por encima y por debajo de la temperatura de transición vítrea. Por debajo de T_g el polímero está formado por una masa de cristalitas embebidas en una matriz vítrea, comportándose de una forma frágil debido a la dificultad de movimiento de las moléculas. Por encima de T_g , las cristalitas están en una matriz flexible y el material puede deformarse por deslizamiento de las moléculas.

Esta variación de comportamiento en función de la temperatura, se puede describir representando la variación del modulo de elasticidad en función de la temperatura, en la figura 17 se representa esta variación. Para algunos rangos de temperatura el polímero se comporta de forma viscoelástica, es decir la deformación depende del tiempo, por tanto los valores de E que se

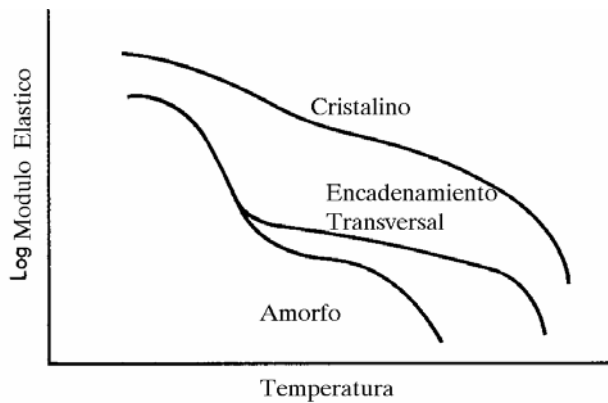


Figura 17

depende del tiempo y las moléculas pueden moverse por efecto de la movilidad y de la rotura de los enlaces secundarios que permiten a las cadenas que se deslicen unas sobre otras.

La variación del comportamiento mecánico en los polímeros depende mucho de su estructura interna, el peso molecular, la cristalinidad, encadenamiento transversal y la rigidez de las cadenas, dificultan el deslizamiento de unas cadenas moleculares sobre otras aumentando por tanto su resistencia. En la figura 18 a modo

muestran, son la constante de proporcionalidad entre las tensiones y las deformaciones para un tiempo de ensayo fijado. Por debajo de T_g el material se comporta de forma elástica como un vidrio, para pequeñas tensiones el comportamiento es elástico e independiente del tiempo. La deformación es producida por el estiramiento y flexión de los enlaces covalentes y secundarios. Por encima de T_g la deformación

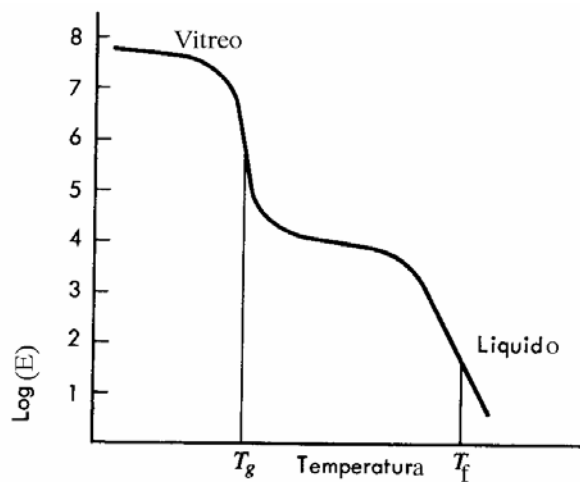


Figura 18

de ejemplo se recoge la variación del modulo de elasticidad con la temperatura para el poliestireno amorfo y cristalino.