

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1976

34.76.05

PMM/A-210

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

PROGRAMA MULTINACIONAL DE METALURGIA
(Programa Regional de Desarrollo Cientffico y Tecnológico-OEA)

TRANSFORMACIONES DE FASE Y SU RELACION
CON LOS TRATAMIENTOS TERMICOS

Amado Cabo

Buenos Aires-Argentina
1976

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

PROGRAMA MULTINACIONAL DE METALURGIA
(Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico-OEA)

TRANSFORMACIONES DE FASE Y SU RELACION
CON LOS TRATAMIENTOS TERMICOS

Amado Cabo

Buenos Aires-Argentina
1976

INDICE

	Pág.
INTRODUCCION	1
RESISTENCIA MECANICA DE LOS CRISTALES	9
Deslizamiento con dislocaciones	12
Dislocaciones de borde	12
Dislocaciones de hélice	14
Otras características de las dislocaciones	17
Trepado de dislocaciones de borde	18
Deslizamiento cruzado	19
Energía de una dislocación	20
Tensión para expandir un anillo de dislocación	22
Generación de dislocaciones	24
Interacción entre dislocaciones	26
Bordes de grano de bajo ángulo	28
Bordes rotados	31
DIFUSION	
Ecuación de flujo	33
Difusión en estado no estacionario	38
Mecanismos de difusión atómica	43
Concentración de defectos puntuales en equilibrio	45
Difusión en volumen y difusión en borde de grano	48
RECRISTALIZACION	50
Recuperación	51
Poligonización	56
Recristalización primaria	57
Leyes empíricas de la recristalización	65
Crecimiento de grano	73
ESTRUCTURA DE LAS ALEACIONES	
Estructura de las soluciones sólidas	82
Soluciones sólidas primarias sustitucionales	83
Soluciones sólidas intersticiales	84
TRANSFORMACIONES DE FASE EN ESTADO SOLIDO	91
Transformaciones por difusión	92
Transformaciones de tipo martensítico	93
Transformaciones de tipo intermedio	93
Diagrama de equilibrio hierro-carbono	94
Nucleación	96
Morfología y cinética de crecimiento de la ferrita en un acero hipoeutéctico	99
Estructura de Widmanstätten	102

	Pág.
Influencia del tamaño de grano austenítico sobre la morfología de la fase proeutectoide	104
Transformación eutectoide	105
Velocidad de crecimiento de la perlita	111
Transformación bainítica en aleaciones de Fe-C	113
Transformación martensítica	118
Martensita en aceros	123
Estabilización de la austenita	127
Resistencia mecánica de la martensita	132

NOTA PRELIMINAR

Este trabajo contiene los apuntes de clase que fueron preparados para la introducción al Segundo Seminario Latinoamericano en el Nivel de Postdoctorado "Transformaciones de Fase y Tratamientos Térmicos" el cual tuvo lugar en el Departamento de Materiales de CNEA entre el 28 de junio y el 6 de septiembre de 1976.

El material presentado está orientado a destacar conceptos básicos sobre transformaciones de fase en estado sólido, necesarios para entender distintos fenómenos metalúrgicos que se presentan asociados a los tratamientos térmicos. Si bien los conceptos expuestos son muy generales, en casi todos los temas se hace referencia a los aceros por ser estos materiales los que concentran la mayor atención desde el punto de vista de los tratamientos térmicos.

El tema específico de los tratamientos térmicos y termoquímicos no está incluido en estas notas y se espera poder hacerlo en el futuro como una extensión de esta primera parte.

La principal bibliografía que fue consultada para la preparación de estas notas, y la cual se considera una excelente fuente de referencias sobre el tema, es la siguiente:

"Physical Chemistry of Metals", Darken L. and Gurry R., McGraw-Hill, N.Y. 1953.

"Phase Diagrams in Metallurgy", Rhines F.N., McGraw-Hill, 1956.

"Diffusion in Solids", Sherwmon P.G., McGraw-Hill 1963.

"ASTM, Metals Handbook", American Society for Metals, Metals Park, Ohio 1948.

"Structure of Metals", Barrett C.S. and Massalski T.B., McGraw-Hill, 1966.

"Transformations in Metals", Sherwman P.G. McGraw-Hill, 1969.

"Introduction to Phase Transformations in Condensed Systems", Fine M., The MacMillan Company, N.Y. 1964.

"The Kinetics of Phase Transformations in Metals", Burke J., Pergamon Press, 1965.

INTRODUCCION

Los átomos de los diferentes elementos químicos se encuentran normalmente en alguno de los estados físicos siguientes: sólido, líquido o gaseoso. El estado que el material adopte depende de la magnitud y tipo de fuerzas que actúen entre los átomos que lo forman, así como de la presión y temperatura. El hecho experimental de que resulte difícil acercar los átomos entre sí más allá de cierta distancia, aún cuando las fuerzas de atracción pueden ser importantes, muestra que a corta distancia actúan fuerzas repulsivas. La distancia de equilibrio entre átomos queda finalmente determinada por el equilibrio entre las fuerzas atractivas y repulsivas. Desde el punto de vista termodinámico se puede demostrar que la posición de equilibrio de los átomos en un metal o aleación, corresponde a la energía libre mínima y por lo tanto al estado más estable.

El tipo de unión que existe entre los diferentes átomos que forman el material determina fundamentalmente sus propiedades. Los elementos químicos que se comportan como metales presentan un tipo de unión atómica característica y que puede ser descrita en forma aproximada con el modelo siguiente: los átomos que forman el metal en estado sólido, están en estado ionizado (iones positivos), por haber perdido electrones de valencia, y están unidos por fuerzas de atracción a través del "gas de electrones" en que están inmersos. El tipo de unión característica del estado metálico hace que los átomos de cada elemento químico pueden agruparse formando estructuras cristalinas compactas similares a las que se pueden obtener poniendo en contacto esferas rígidas de igual diámetro.

Las estructuras cristalinas características de la mayoría de los metales y aleaciones son: cúbicas de caras centradas (f.c.c.), exagonal compacta (h.c.p.) y cúbica de cuerpo centrado (b.c.c.)*

Las estructuras f.c.c. y h.c.p. son denominadas de empaquetamiento compacto pues pueden obtenerse agrupando esferas, de igual diámetro en la forma más compacta posible, como se indica esquemáticamente en Fig. 1 y Fig. 2.

* Las abreviaturas de cada estructura se derivan del idioma inglés y han sido adoptadas en casi toda la literatura, por esta razón serán usadas en todo este trabajo:

b.c.c.:	body centre cubic
f.c.c.:	face centre cubic
h.c.p.:	hexagonal close packed

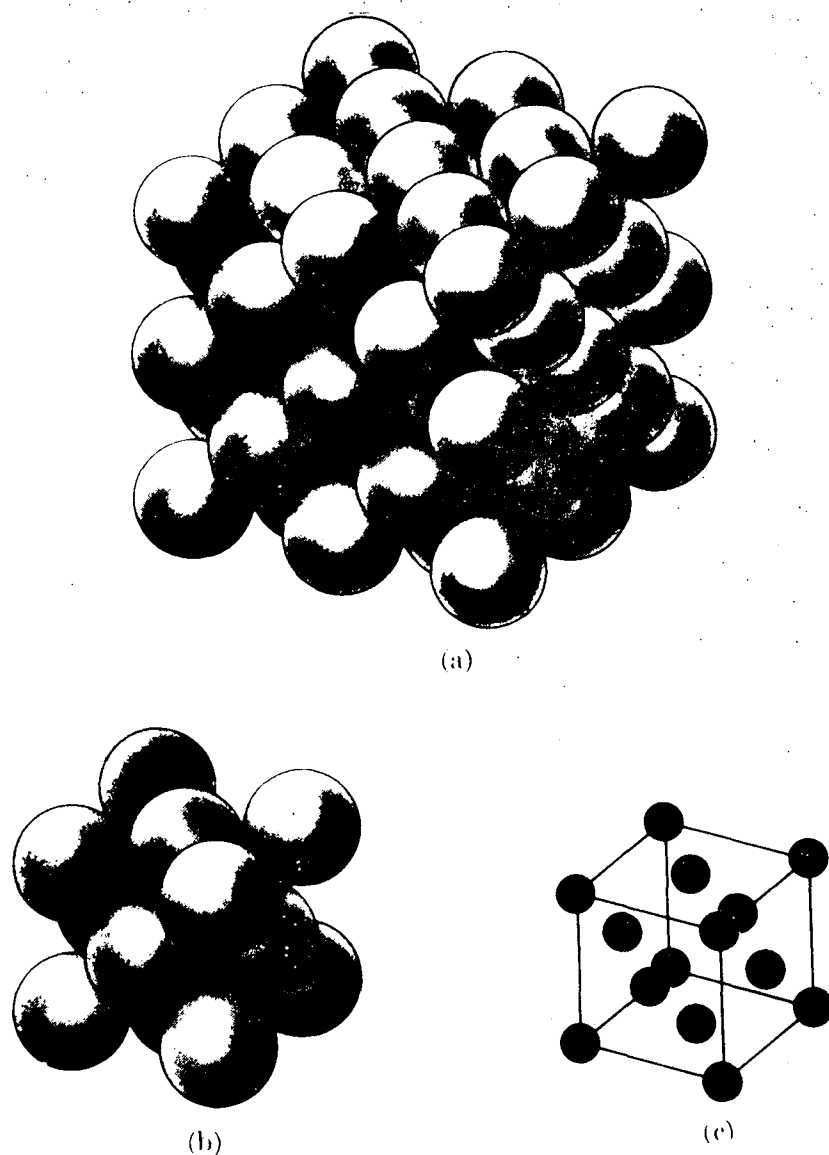


Fig. 1 a) Representación esquemática de la estructura cristalina cúbica de caras centradas mostrando los iones como esferas en contacto.
b) Una celda unitaria tomada de a).
c) En este esquema se ha dibujado la celda unitaria en la forma usual indicando los centros de los iones con pequeñas esferas.

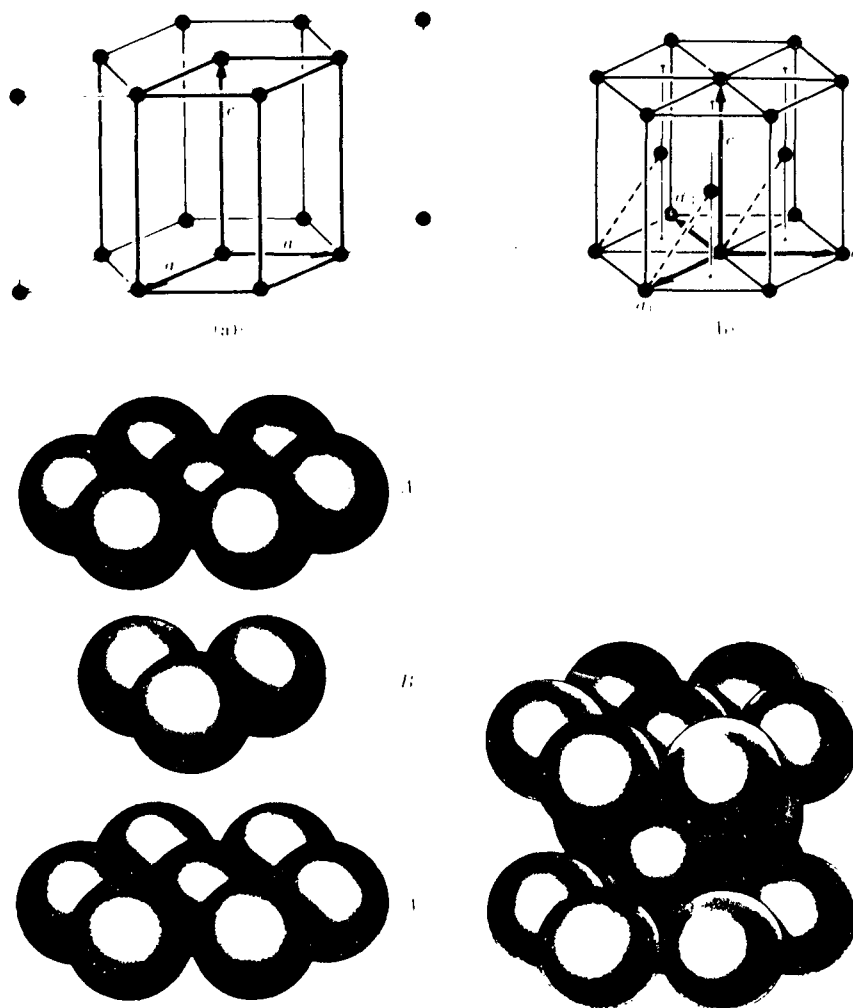


Fig. 2 Características importantes de la estructura exagonal de empaquetamiento compacto (h.c.p.)

- a) Estructura exagonal simple
- b) Estructura exagonal compacta (h.c.p.)
- c) Vista desarrollada del empaquetamiento de esferas en la estructura (h.c.p.)
- d) Vista de la exagonal compacta

En la Fig. 3 se muestran seis celdas unitarias de los sistemas cristalinos más encontrados en metales y aleaciones. Las letras a, b y c representan el espaciado atómico y normalmente se denominan parámetros de red.

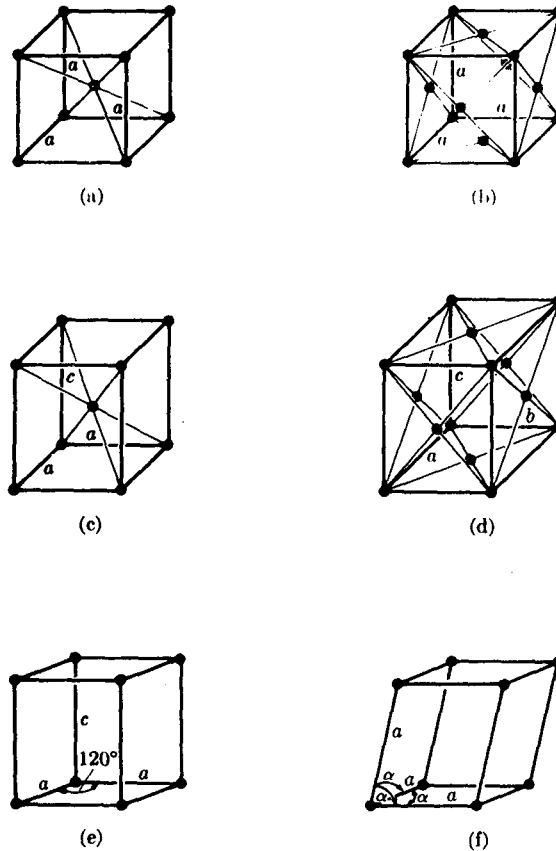


Fig. 3 Celdas unitarias de las seis estructuras cristalinas más comunes en metales y aleaciones.

- a) Cúbica de cuerpo centrado (b.c.c.)
- b) Cúbica de caras centradas (f.c.c.)
- c) Tetragonal de cuerpo centrado (b.c.t.)
- d) Ortorrómbica de caras centradas
- e) Exagonal simple
- f) Romboédrica

Las estructuras cristalinas formadas por una repetición exacta de la celda unitaria correspondiente, tienen interés fundamentalmente teórico pues describen estructuras ideales. Los cristales reales poseen una importante densidad de "defectos" y en algunos casos son los defectos los que determinan o controlan ciertas propiedades físicas o mecánicas.

Como primer apartamiento de la estructura ideal, debe destacarse que los átomos que forman la estructura de un metal no están en reposo, sino que están vibrando alrededor de sus posiciones de equilibrio con una fre-

cuencia que depende de la magnitud de las fuerzas interatómicas y con una amplitud que depende principalmente de la temperatura.

En la estructura cristalina hay también otras irregularidades, con respecto a la estructura ideal, que persisten en el tiempo cuando se considera la estructura determinada por las posiciones medias que ocupan los átomos en un intervalo de tiempo dado. La irregularidad más común está constituida por átomos de otro elemento ya sea como elemento aleante o como impureza. En este caso los átomos "extraños" pueden estar dispersos en el cristal formando una solución sólida o pueden estar agrupados formando partículas de otras fases o inclusiones.

Las propiedades de los cristales reales pueden dividirse en los dos grandes grupos siguientes:

- I Propiedades poco sensibles a la perfección de la estructura.
Puede destacarse, calor específico, constantes elásticas, densidad y coeficiente de expansión térmica, las cuales varían muy poco entre diferentes zonas del mismo metal.
- II Propiedades sensibles a la perfección de la estructura.
Pueden destacarse, tensión de fluencia, resistencia a la rotura, fragilidad y permeabilidad magnética, los cuales pueden variar fuertemente entre diferentes probetas del mismo metal o aleación.

Las teorías basadas en los cristales ideales pueden explicar las magnitudes poco sensibles a la imperfección de la estructura con buena precisión pero no pueden explicar ni en forma aproximada magnitudes tales como tensión de fluencia y tensión de ruptura. Estas últimas magnitudes calculadas, a partir de estructuras cristalinas perfectas, resultan varios órdenes de magnitud (10^2 a 10^4 veces) superiores a las observadas en la práctica.

Las reflexiones de los rayos X características de las estructuras cristalinas y las figuras formadas por ataque químico en la superficie han sugerido que muchos cristales están formados en realidad por un conjunto de pequeños "cristalitos" que tienen pequeña diferencia de orientación entre sí. El tipo de estructura sugerida se muestra en la Fig. 4.

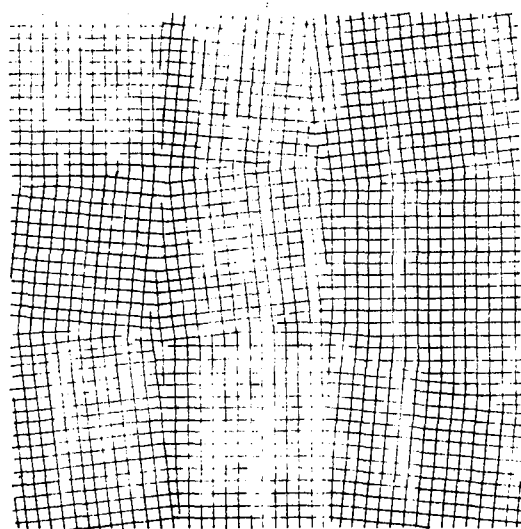


Fig. 4 Representación esquemática de una estructura con subgranos donde se indican los bordes de grano de bajo ángulo.

El ancho de los "cristalitos" comunmente es del orden de 1.000 a 10.000 espaciados atómicos y la región de contacto se denomina borde de grano de bajo ángulo, debido al pequeño ángulo de desorientación entre las estructuras a uno y otro lado, usualmente menos de un grado.

Los estudios de fenómenos tales como difusión, que describen el movimiento de los átomos a través de la estructura cristalina han mostrado la existencia de imperfecciones de tamaño semejante al atómico, siendo las dos clases más consideradas vacancias e intersticiales. Se denomina vacancia a los lugares de la red cristalina que deberían estar ocupados por átomos pero que están vacíos, y se denomina intersticiales a los lugares de la red vacíos entre átomos en sus posiciones normales y que pueden ser ocupados por otros átomos.

Además de los tipos de imperfecciones cristalinas mencionadas el

crystal puede tener zonas deformadas elásticamente y por lo tanto tensiones internas. En la práctica las zonas deformadas elásticamente pueden tener los átomos desplazados de su posición de equilibrio respecto de sus vecinos cercanos en cantidades menores al uno por ciento. Las tensiones internas están definidas por dos aspectos, la fuente y el campo de tensiones. El campo es la distribución de deformación elástica generada por la fuente y tiene existencia real sólo mientras la fuente exista.

A escala atómica la mayoría de los cristales son casi perfectos, aún aquellos que han sido fuertemente deformados por trabajado en frío, pues en estos últimos no más de un átomo cada mil aproximadamente, está tan alejado de la posición que ocuparía en la red perfecta que no sea posible reconocer el tipo de estructura cristalina conociendo la posición de sus vecinos más cercanos. Esta regularidad de la estructura cristalina, más que ninguna otra cosa, ha sido la idea central que ha permitido definir con precisión imperfecciones de la red cristalina tales como vacancias, intersticiales, dislocaciones, etc.

BORDE DE GRANO

La mayoría de los metales de uso comercial son policristalinos, es decir, están constituidos por un gran número de pequeños cristales o granos, en contacto con sus vecinos a través de superficies o intercaras denominadas bordes de grano.

El empaquetamiento de los átomos en el borde de grano es casi tan compacto como dentro de los granos aunque en la mayoría de los casos no existe relación de orientación entre las estructuras de un grano y el vecino, generándose los llamados bordes de grano de alto ángulo cuando la diferencia de orientación es del orden de 20° o mayor.

En algunos casos, sin embargo, la mayoría de los granos puede tener orientación semejante y el policristal aparece con una orientación preferencial o textura.

Durante el proceso de solidificación, a partir del cual se preparan la mayoría de los metales y aleaciones, se ve favorecida la formación de policristales, porque el fenómeno tiene lugar a través de un proceso denominado de nucleación y crecimiento. Durante este proceso, se forman pequeños cristales sólidos dentro del líquido que crecen a expensas del líquido circundante hasta que todo se transforma en un sólido. A las velocidades de enfriamiento usuales en fundición, la gran cantidad de núcleos que se forman da lugar a gran cantidad de granos. Cuando los granos entran en contacto entre sí se forma un borde de grano de forma en general muy irregular y sin relación de orientación entre los diferentes granos.

Con respecto a la naturaleza estructural de los bordes de grano, actual-

mente se considera como más aceptable la idea de la una estructura de transición de unos pocos a nanómetros de espesor ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm}$) a través del cual la red cristalina pasa de una orientación a otra. El concepto de borde de grano descrito se representa esquemáticamente en la Fig. 5, a través de un modelo de esferas duras.

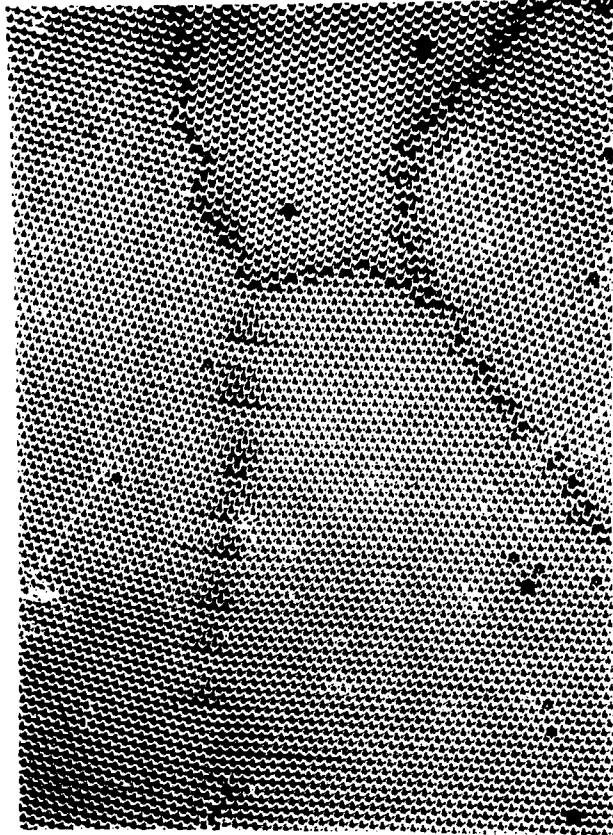


Fig. 5 Modelo bidimensional de esferas duras en que se observa un plano de empaquetamiento compacto. Se pueden ver bordes de grano de diferente ángulo (diferente grado de coherencia).

La forma de los granos en los metales después de la solidificación tiene muy poca relación con las propiedades de los mismos debido justamente a que se originaron en el líquido en forma independiente. Sin embargo, cuando un sólido es deformado plásticamente y luego calentado a cierta temperatura es posible generar una nueva estructura a partir de la estructura deformada por un proceso denominado recristalización, en que crecen nuevos granos a través de rearrreglos atómicos en estado sólido. La forma de los granos recristalizados está determinada en buena parte por las propiedades de los bordes de grano, y es común que la estructura recristalizada esté formada por granos de formas geométricas bien definidas.

Dado que el borde de grano es una zona de alta energía, el metal tra-

ta de reducir el área de borde de grano tanto como sea posible transfiriendo átomos de un grano a otro y haciendo que los bordes rectos sean más estables que los bordes curvos. La energía de borde de grano es la responsable de la etapa de crecimiento de grano a alta temperatura, después que se ha completado la etapa de recristalización.

RESISTENCIA MECANICA DE LOS CRISTALES

Comunmente se tiene la impresión de que los metales deforman plásticamente en forma homogénea e isotrópica y puede ser adecuada esta suposición cuando se considera su comportamiento en componentes de uso cotidiano. Sin embargo, cuando se observa el proceso de deformación plástica a escala microscópica, se comprueba que los metales no deforman homogéneamente sino que muestran un comportamiento análogo al que presenta un mazo de cartas cuando se hacen deslizar unas sobre otras. La deformación de corte se produce en determinados planos y direcciones cristalográficas y a veces en determinadas "bandas" de dichos planos generando marcas de deformación en la superficie de observación. Las marcas observadas pueden considerarse semejantes a las marcas producidas en la superficie al deformar el mazo de cartas.

Se observa experimentalmente que para deformar un monocristal por corte, es necesario sobrepasar una tensión de corte mínima, normalmente denominada tensión crítica de deslizamiento.

En la tabla I se indican los valores de la tensión crítica resuelta en el plano de deslizamiento, para monocristales de varios metales puros.

TABLA I. TENSION CRITICA RESUELTA τ EN MONOCRISTALES

Metal	Estructura	G, psi	τ , psi*
Al	fcc	3.9×10^6	148
Cu	fcc	7.0×10^6	92
Mg	hcp	2.4×10^6	63
Zn	bcc	9×10^6	4.000

* R.Read-Hill, "Physics of Metals Principles", chap. 4, D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, N.J., 1964.-

Para los metales de empaquetamiento compacto (h.c.p. y f.c.c.) la tensión de corte es muy baja, sin embargo si se calcula la tensión de corte necesaria para deslizar todos los átomos de un plano sobre otro en forma simultánea, resulta una tensión que es aproximadamente 10^4 veces mayor que la tensión

de corte medida experimentalmente. El cálculo de la tensión de corte para producir deslizamiento en un cristal perfecto puede hacerse de la forma siguiente:

Imaginemos dos filas de átomos pertenecientes a planos compactos como se muestra en la Fig. 6.

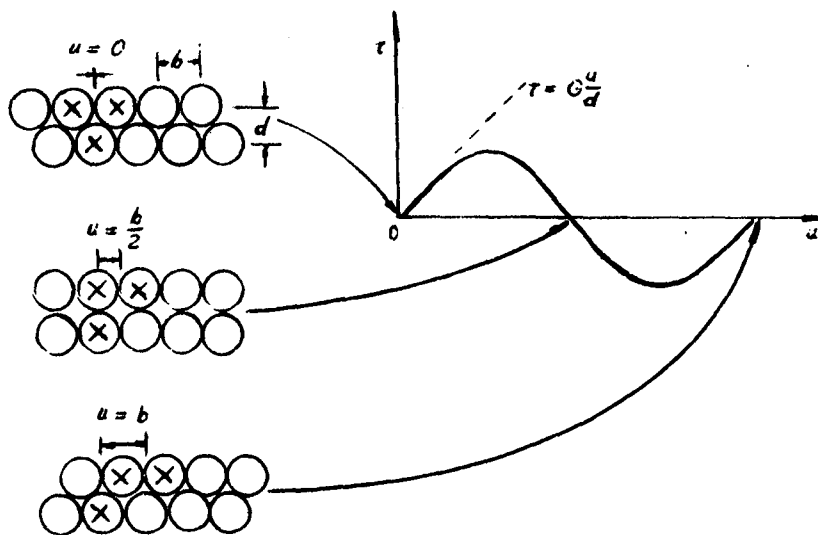


Fig. 6 Esquema mostrando el deslizamiento de corte de dos planos cristalinos compactos. El diagrama muestra la relación entre tensión de corte τ y desplazamiento u .

El desplazamiento de plano superior, de su posición de equilibrio se representa por u .

Para pequeñas deformaciones el desplazamiento es elástico y la ley de Hook permite calcular la tensión de corte τ así

$$\tau = G \frac{u}{d} \quad (1)$$

donde G es el módulo de corte y d es el espaciado entre los planos que

deslizan. Para desplazamientos grandes τ debe resultar menor que el valor dado por (1), pues $\tau=0$ para $u = b/2$, por lo tanto para valores de aproximadamente $u = b/4$ debe pasar por un máximo. La relación más simple entre τ y u que describe este comportamiento es

$$\tau = a \operatorname{sen} \left(2\pi \frac{u}{b} \right) \quad (2)$$

o sea

Recordando que $\lim_{x \rightarrow 0} \operatorname{sen} x = x$

resulta para $u \rightarrow 0$

$$\tau = G \frac{u}{d} = a \frac{2\pi u}{b}$$

de donde

$$a = \frac{G b}{2\pi d}$$

y

$$\tau = \frac{G b}{2\pi d} \operatorname{sen} \frac{2\pi u}{b} \quad (3)$$

Se puede observar inmediatamente que si se calcula el valor de τ con la ecuación (3) utilizando los valores de G indicados en la Tabla I y teniendo en cuenta que b y d pueden suponerse del mismo orden de magnitud, resultan valores de $\tau \approx 10^4 - 10^5$ veces superiores a los medidos experimentalmente. Es correcto suponer que el modelo utilizado para describir la estructura cristalina es demasiado elemental, pero de todos modos no puede explicarse una diferencia tan grande.

La conclusión inmediata es que la deformación de corte no puede producirse por el desplazamiento simultáneo de todos los átomos de un plano con respecto a otro plano adyacente.

Los valores de resistencia a la deformación observados puede explicarse con claridad considerando que la estructura del cristal no es perfecta y que contiene una determinada densidad de defectos, específicamente dislocaciones. Es importante destacar que en monocristales muy pequeños (de algunos micrones) fabricados prácticamente libres de dislocaciones, se han medido valores de τ del mismo orden del calculado teóricamente.

Los metales y aleaciones de uso comercial, debido principalmente a su tamaño y a su proceso de obtención, poseen una densidad de dislocaciones muy grande. El hecho de que la densidad de dislocaciones sea elevada implicaría, de acuerdo a lo dicho anteriormente, que dichos materiales se podrían deformar fácilmente.

Sin embargo, en la práctica se puede aumentar la resistencia a la deformación plástica mediante obstáculos que hagan difícil el movimiento de las dislocaciones. Los obstáculos o barreras para impedir el movimiento de las dislocaciones pueden ser partículas duras dispersas en la matriz como ocurre en las aleaciones que endurecen por precipitación u otros tipos de imperfecciones como ser bordes de grano, interfases, otras dislocaciones, etc. Los medios de obtener materiales de determinada resistencia serán descriptos en detalle más adelante.

DESLIZAMIENTO CON DISLOCACIONES

La elevada tensión necesaria para deformar plásticamente un cristal perfecto resulta del hecho de que todos los átomos de un plano se deben desplazar simultáneamente con respecto a los del plano adyacente. Un problema análogo se plantea cuando se quiere deslizar sobre el piso una gran alfombra haciendo tracción en uno de sus bordes. En este caso resulta mucho más fácil hacer un pliegue en la alfombra y propagarlo de un borde hasta el otro en la dirección en que se desea hacer el desplazamiento.

La función del pliegue en la alfombra, es en muchos aspectos, similar a la de una dislocación en la estructura cristalina. Por ejemplo, en ambos casos la deformación está localizada a lo largo de una línea que puede desplazarse bastante fácilmente en un determinado plano y también la línea del defecto forma el borde entre la zona que ha deslizado y entre la que no lo ha hecho.

DISLOCACIONES DE BORDE

Para ilustrar el deslizamiento mediante dislocaciones puede considerarse la deformación como se muestra en la Fig. 7.

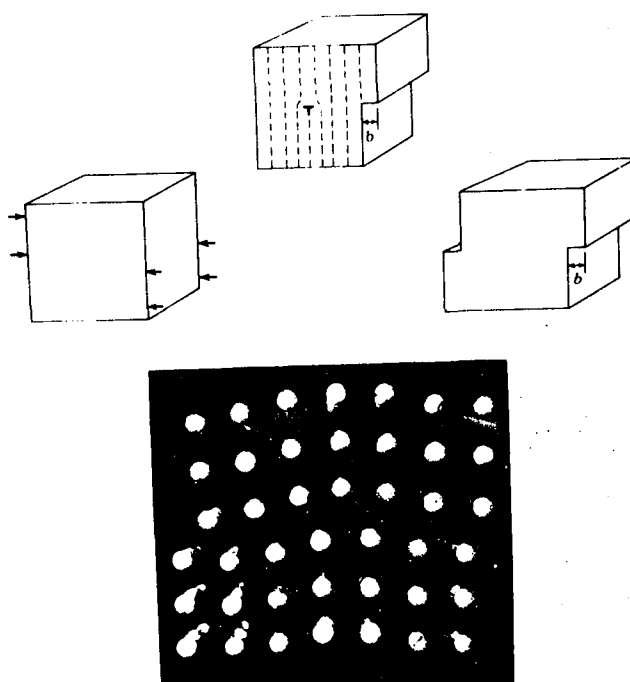


Fig. 7 En el costado izquierdo se muestra un cubo de metal con las fuerzas de corte aplicadas. En el centro se muestran dos modelos de cristales que se han deformado en forma parcial; en ambos se muestra el efecto equivalente de dislocaciones de borde de distinto signo. El dibujo de la derecha muestra el cristal después que ha sido atravesado por la dislocación.

En la parte central de la Fig. 7 se muestran cristales con dislocaciones de borde de diferente signo, en cada caso se ha producido un deslizamiento de magnitud b pero la red cristalina está alterada sólo en las proximidades de la dislocación. El esquema de la derecha muestra el estado después que la dislocación se ha desplazado a través de todo el cristal. Es muy importante entender los pequeños desplazamientos que deben realizar los átomos cercanos a la dislocación cuando ésta se desplaza una dis-

tancia equivalente a un parámetro de red. Si se consideran los desplazamientos atómicos que deben producirse cuando la dislocación avanza, resulta que cuando un átomo se desplaza alejándose de la posición de equilibrio en un lado de la dislocación, en el lado opuesto existe otro átomo equivalente que sufre un desplazamiento acercándose a la posición de equilibrio. De esta "compensación" de desplazamientos atómicos resulta que la fuerza necesaria para el desplazamiento de la dislocación es muy pequeña, es decir, menor que $G/30$

Además del modo de desplazamiento pueden destacarse los aspectos siguientes, en una dislocación de borde:

1. La dislocación forma el límite entre la zona deslizada y no deslizada del cristal y la estructura es perfecta a ambos lados de la dislocación.
2. El desplazamiento relativo de las dos partes del cristal, causado por la dislocación se designa con el vector b y se denomina vector de Burger . El vector de Burger es la característica más importante de la dislocación.
3. En una dislocación de borde el vector de Burger es perpendicular a la línea de dislocación.
4. Dislocaciones de signo opuesto que se mueven en direcciones opuestas dan el mismo deslizamiento final.
5. Cuando dos dislocaciones de borde con vectores de Burger opuestos se juntan en el mismo plano de deslizamiento, se aniquilan. Este resultado se puede visualizar observando la parte central de la Fig. 7.

DISLOCACIONES DE HELICE

Anteriormente se definió una dislocación de borde como aquella que tenía su vector de Burger b perpendicular a la línea de dislocación; se define como dislocación de hélice aquella en que b es paralelo a la línea de dislocación. La Fig. 8 muestra un modelo de estructura cristalina conteniendo una dislocación de hélice.

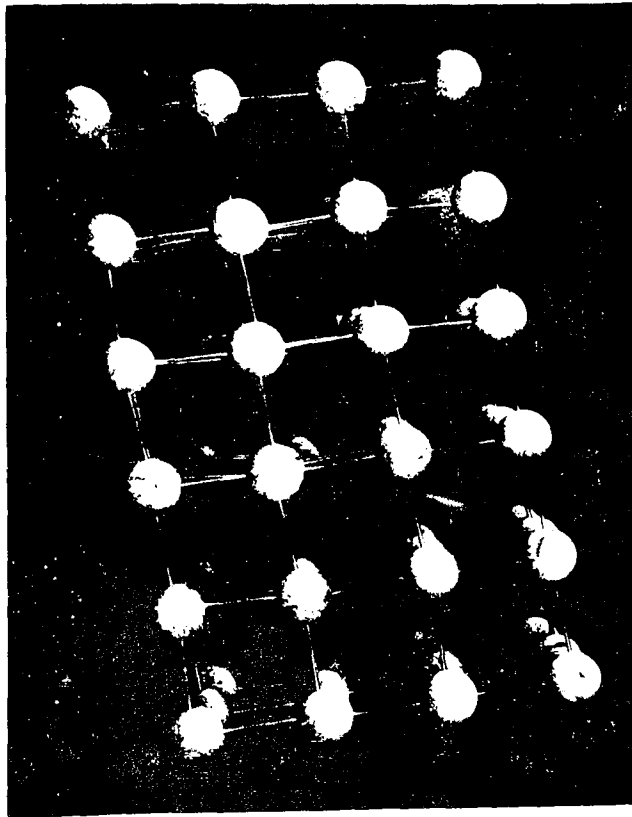


Fig. 8 Estructura cristalina conteniendo una dislocación de hélice.

Puede observarse que los planos atómicos en la estructura cristalina forman una espiral que empieza en la superficie superior y termina en la inferior. De la formación de la espiral se deriva el nombre de dislocación de hélice.

Volviendo a los cinco puntos usados para caracterizar una dislocación de borde se puede ver que éstos también pueden aplicarse para una dislocación de hélice con solo reemplazar el punto 3º por la correcta definición, es decir que b debe ser paralelo a la línea de dislocación.

En el punto 4 de la lista usualmente se reemplaza el signo "positivo" o "negativo" por hélice de "paso derecho" o de "paso izquierdo" por analogía con la rosca de los tornillos. La Fig. 9 muestra las posiciones atómicas alrededor del núcleo de una dislocación de hélice. En el caso de dislocaciones de hélice también se puede observar que "hay simetría respecto de un plano que contiene la línea de dislocación y es normal al plano de deslizamiento, por lo tanto la tensión necesaria para mover la dislocación es relativamente baja.

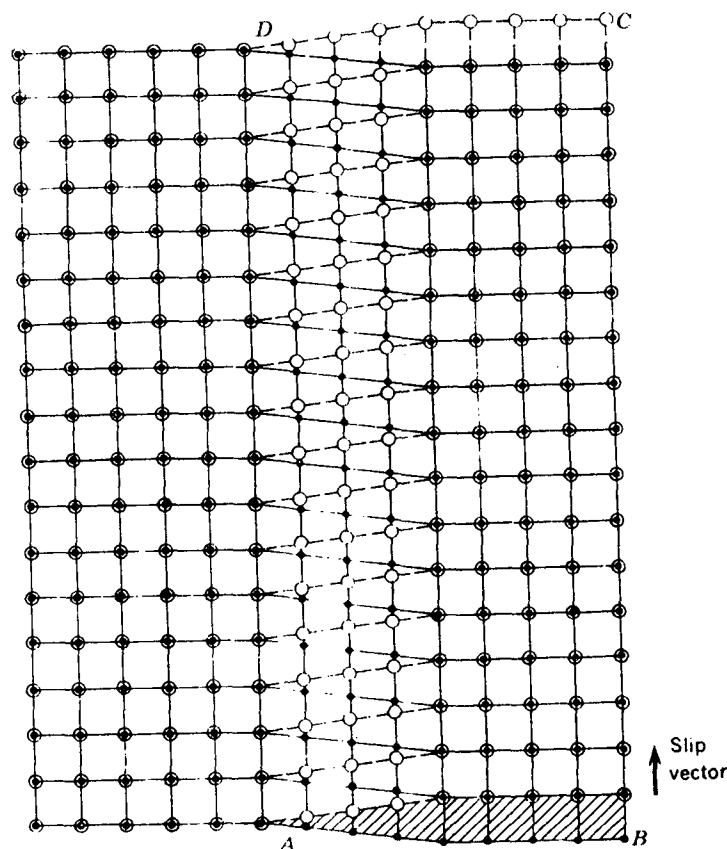


Fig. 9 Arreglo de los átomos alrededor del núcleo AD de una dislocación de hélice. ABCD es el plano de deslizamiento. Los círculos abiertos corresponden a posiciones atómicas en un plano encima del plano de deslizamiento, mientras que los círculos llenos corresponden a las posiciones por debajo del plano de deslizamiento (según W.T. Read, "Dislocations in Crystals", McGraw-Hill, N.Y. 1953).

OTRAS CARACTERISTICAS DE LAS DISLOCACIONES

Hasta este punto fueron consideradas únicamente dislocaciones de borde y dislocaciones de hélice. Existen también líneas curvas de dislocación que pueden considerarse una combinación de hélice y de borde y que pueden producir deslizamiento. Un ejemplo típico de una línea de dislocación curva está dada por un anillo o circuito cerrado, formado por la línea de dislocación tal como se muestra en la Fig. 10.

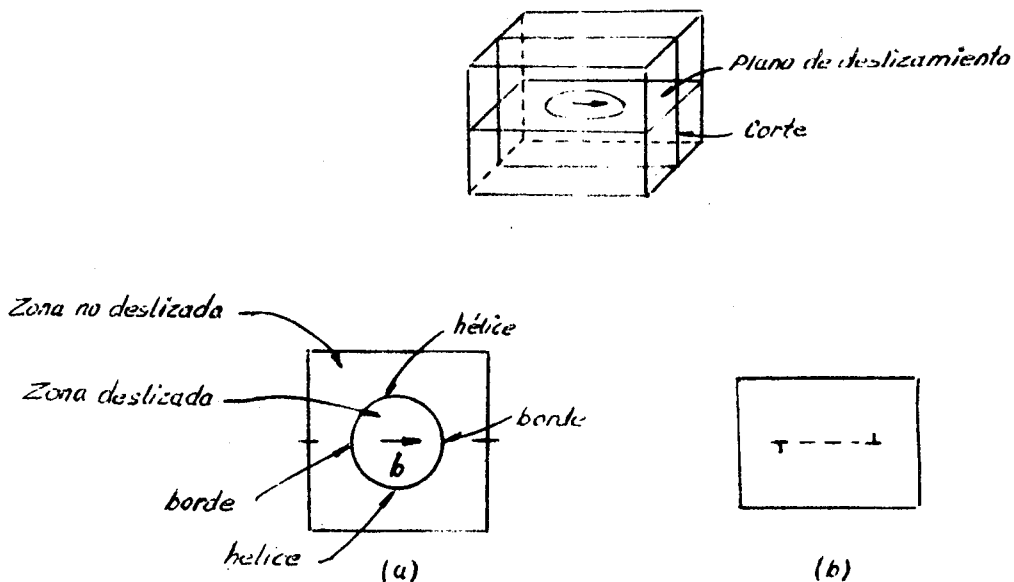


Fig. 10 Esquema de una dislocación en forma de anillo, en su plano de deslizamiento. a) Visto desde arriba indicando las componentes de borde y de hélice; la región dentro del anillo corresponde a la zona deslizada. b) Corte A-A' mostrando dislocaciones de borde de signo opuesto en ambos "bordes del anillo.

El área dentro del anillo corresponde a la zona donde se ha producido el deslizamiento. Puede observarse que si el anillo se expande hasta "salir" del block de material, finalmente aparecerán en la superficie externa escalones similares a los observados en la Fig. 7.

Para visualizar este efecto es necesario tener en cuenta que cualquier segmento de la línea de dislocación tiene el mismo vector b y que cuando una dislocación de borde de vector b y otra de hélice de vector igual, se mueven en dirección perpendicular producen el mismo efecto al salir del material. Las dislocaciones en forma de anillo ayudan también a visualizar la propiedad general de que una dislocación no puede terminar dentro del cristal.

El anillo al ser cerrado permite que toda la línea de dislocación esté contenida dentro del cristal. Una manera de ilustrar como una dislocación no puede terminar dentro del cristal, es considerando que toda zona deslizada debe de tener límites y estos límites deben ser precisamente dislocaciones de deslizamiento. Esto no es una prueba general porque no todas las dislocaciones son de deslizamiento pero sirve para ilustrar la regla.

TREPADO DE DISLOCACIONES Y DESLIZAMIENTO CRUZADO

Hasta aquí hemos considerado el movimiento de dislocaciones de hélice y de borde en el plano en que se inició el deslizamiento. Sin embargo es posible el deslizamiento en planos diferentes.

TREPADO DE DISLOCACIONES DE BORDE

Una dislocación de borde puede ser "fabricada" en principio haciendo un corte en el material, insertando un plano extra y luego volviendo a unir ambas partes. En la Fig. 11 a) se muestra el resultado, donde también se puede notar que el plano de deslizamiento está determinado.

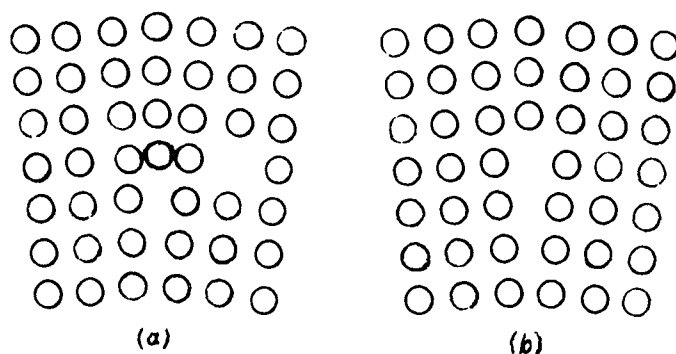


Fig. 11 a) Cristal conteniendo una dislocación de borde y una vacancia
 b) La vacancia se ha desplazado hacia el núcleo de la dislocación y ha sido aniquilada desplazando la dislocación hacia arriba.

Invirtiéndose el proceso indicado en la Fig. 11, es decir creando vacancias, es posible hacer que la dislocación (el plano extra) descienda. Esta discusión puede ser generalizada diciendo que el área proyectada por un anillo de dislocación sobre un plano normal a b sólo puede cambiar si hay ingreso o salida de átomos del anillo, mediante procesos de difusión. La difusión tiene lugar sólo a altas temperaturas y es muy pequeña a bajas temperaturas, por lo tanto en deslizamiento a baja temperatura el anillo de dislocación debe moverse de manera de mantener constante el área proyectada.

DESLIZAMIENTO CRUZADO

Mientras que una dislocación de borde puede deslizar solamente en un plano, una dislocación de hélice no tiene área proyectada sobre un plano normal a b . Por lo tanto una dislocación de hélice puede cambiar su plano de deslizamiento pudiendo deslizar en principio en cualquier plano. De hecho, el deslizamiento se produce en un plano o en unas pocas familias de planos. En cristales f.c.c. es la familia $\{111\}$. Así, si una dislocación de tornillo moviéndose en el plano (III) encuentra un obstáculo, por ejemplo un precipitado, puede cambiar a otro plano de deslizamiento tal como (II). Puede deslizar por encima o por debajo del obstáculo y luego volver a un plano de deslizamiento (III) paralelo al primero (III). El cambio del primer (III) al (III) es llamado deslizamiento cruzado.

Las marcas producidas en la superficie a causa del deslizamiento cruzado se muestra esquemáticamente en la Fig. 12.

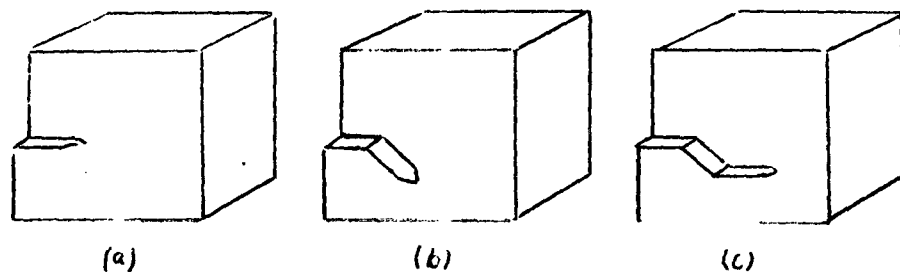


Fig. 12 Diagrama esquemático mostrando las marcas producidas en la superficie por deslizamiento cruzado de una dislocación de hélice. a) La dislocación desliza en el plano primario. b) La dislocación encuentra un obstáculo en el interior del material (no indicado), y cambia a un plano secundario de deslizamiento. c) La dislocación de hélice ha retornado al plano primario.

El nombre de "deslizamiento cruzado" fue acuñado por las observaciones macroscópicas del plano de deslizamiento que varía algunas veces para determinadas bandas de deslizamiento dando una superficie corrugada similar a la indicada esquemáticamente en Fig. 2 c). Este corrugado es observable particularmente en metales cúbicos de cuerpo centrado.

ENERGIA DE UNA DISLOCACION

Las dislocaciones son defectos de la estructura cristalina y por lo tanto significan un incremento de la energía del cristal. A diferencia de los defectos puntuales (vacancias, intersticiales, etc.) cuya distorsión en la red se extiende sólo a unos pocos espaciados atómicos, la distorsión introducida por una dislocación puede ser significativa aún a distancias mayores de cien espaciados atómicos a partir del núcleo. De esta característica surge inmediatamente que el exceso de energía del material, asociado a las dislocaciones puede ser muy considerable y que debido a la extensión del campo elástico las dislocaciones interactuarán entre sí. La interacción entre dislocaciones (entre sus campos elásticos) tenderá a su reacomodamiento para lograr configuraciones energéticamente más favorables.

En el caso de una dislocación de hélice se puede calcular en forma sencilla la energía almacenada en su campo elástico. En la Fig. 13 se muestra esquemáticamente una delgada cáscara tomada alrededor de la línea de dislocación.

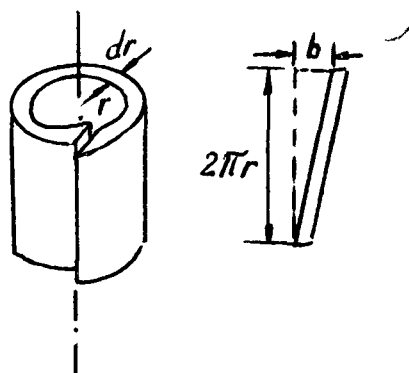


Fig. 13 Elemento infinitesimal de volumen alrededor de una línea de dislocación de hélice.

La deformación elástica $\gamma_{r\theta}$ está dada por $\gamma_{r\theta} = \frac{b}{2\pi r}$

Por aplicación de la ley de Hook la tensión τ resulta $\tau = G \int_{r_0}^r$ y por lo tanto la energía en el volumen infinitamente pequeño de una cáscara de longitud unitaria, resulta:

$$dE = \frac{1}{2} \tau \int_{r_0}^r dV \quad \text{o sea} \quad dE = \frac{Gb^2}{4\pi} \frac{dr}{r}$$

integrando resulta:

$$E = \frac{Gb^2}{4\pi} \ln\left(\frac{R}{r_0}\right)$$

De esta simple ecuación se pueden deducir importantes características de una dislocación.

1. E varía como $\ln R$ y resulta independiente del tamaño del cristal y del estado de deformación en zonas alejadas del núcleo de la dislocación. Dado que E se extiende sobre un gran volumen, relativo al volumen de la celda unitaria se puede suponer que una dislocación puede interactuar con otras dislocaciones con defectos puntuales a distancias mucho mayores que el parámetro de red.
2. E es proporcional a b^2 . Este resultado resulta natural dado que la energía elástica es proporcional al cuadrado de la deformación.
3. La energía de una dislocación es proporcional a su longitud, de tal manera la energía de deformación decrecerá si la longitud decrece. Otra forma de interpretar esto es decir que la línea está bajo tensión, análogamente a como estaría una banda de goma estirada y tratará de acortar su longitud cuando le sea posible, por ejemplo disminuyendo su curvatura. De esta forma se explica que una dislocación en forma de anillo tenderá a reducir su tamaño y desaparecer.
Si se toma el radio del núcleo $r_0 = 10^{-7}$ cm, y $R = 10^{-4}$ cm; la energía almacenada en el campo elástico por cm de longitud de línea de dislocación resulta $E \approx G b^2/2$, si se considera $b \approx 3 \times 10^{-8}$ cm resulta para cada plano normal a la línea de dislocación una energía de aproximadamente 6 (ev/plano) lo que equivale a 10^8 ev./cm. Una vacancia tiene asociada una energía del orden de 1 ev. Una apreciación de la magnitud de estas energías se obtiene si se considera que las energías puestas en juego en los cambios de fase en estado sólido son aproximadamente de 0.01 ev./átomo, 0.1 ev./átomo para fusión y 1 ev./átomo para vaporización.

El cálculo de la energía asociada a una dislocación de borde es más complicado que en el caso de hélice debido a que el campo de tensiones es de configuración no simétrica porque el plano de deslizamiento divide al volumen en dos regiones con estados de tensión diferentes. La región que contiene el plano extra está en estado de compresión, mientras que la región ubicada al otro lado del plano de deslizamiento está en un estado de tracción.

Un análisis riguroso del campo de tensiones indica que la tensión decrece alejándose del núcleo en dirección radial según $1/r$. Por lo tanto resulta una expresión para la energía del campo elástico, similar a la anterior, que es $E_s = \left[\frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \right] \cdot \ln R/R_0$ donde ν es el módulo de Poisson y para los metales tiene valores comprendidos entre 0.2 y 0.4. Dada la forma en que la energía depende de las diferentes variables, son válidas las conclusiones generales derivadas para las dislocaciones de hélice.

TENSION PARA EXPANDIR UN ANILLO DE DISLOCACION

Hasta aquí ha quedado establecido que las dislocaciones pueden generar deslizamiento a tensiones relativamente bajas y que la energía por unidad de longitud actúa como una tensión aplicada sobre la línea. Para discutir como las dislocaciones producen deslizamiento en un cristal real es necesario analizar la relación entre la tensión de corte aplicada que tiende a expandir el anillo de dislocación y la tensión de la línea que tiende a reducir el anillo.

La fuerza F_s que se ejerce sobre el segmento de dislocación l debida a la tensión de corte aplicada τ puede ser obtenida a partir del siguiente razonamiento. Consideremos un elemento de volumen como se muestra esquemáticamente en la fig. 14, el cual contiene una dislocación y además está sometido a las fuerzas de corte L como se indica.

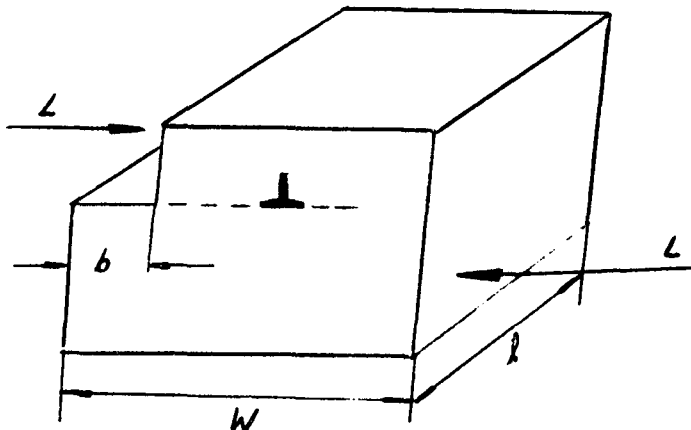


Fig. 14 Modelo usado para calcular la fuerza sobre una dislocación, debido a la tensión aplicada

Si τ es una tensión suficiente para mover la dislocación, el trabajo realizado para mover el segmento de dislocación de longitud l resulta $F_S \cdot w$. Este trabajo debe ser igual al hecho sobre el cristal por la fuerza L , es decir $L \cdot b$, por lo tanto

$$F_S = \frac{L \cdot b}{w} = \tau \cdot b \cdot l \quad \therefore \quad \frac{F_S}{l} = \tau \cdot b$$

Es importante destacar que la fuerza por unidad de longitud de la dislocación resulta $\tau \cdot b$ independientemente de si se trata de una dislocación de hélice o de borde.

Cuando un anillo de dislocación se expande, su longitud debe de aumentar. Si se supone en primera aproximación que la energía por unidad de longitud \mathcal{T} es constante resultará necesario realizar cierto trabajo para expandir el anillo. También se puede suponer que \mathcal{T} es igual para dislocaciones de hélice y de borde. Si se considera un anillo de radio r como se muestra en la Fig. 15.

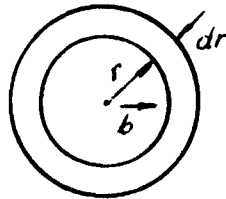


Fig. 15 Incremento infinitesimal de longitud de un anillo de dislocación con vector b en el plano del papel.

el incremento de la energía al variar el radio en dr es $dE = 2 \cdot \pi \cdot \mathcal{T} \cdot dr$. Esta energía es provista por la tensión de corte τ que realiza el trabajo $dW = 2 \pi r \cdot \tau \cdot b \cdot dr$. De donde resulta:

$$\tau = \frac{\mathcal{T}}{r \cdot b}$$

Por lo tanto para una dada tensión de corte τ aquellos anillos con $r < \frac{\mathcal{T}}{\tau b}$

se contraerán hasta aniquilarse y con $r > \frac{\tau}{\tau_b}$ tenderán a expandirse. En la sección siguiente se usa la ecuación $\tau = \frac{\tau_b}{r}$ para calcular la tensión requerida para generar nuevas dislocaciones mediante el mecanismo denominado de Frank-Read. La tensión de fluencia en los metales y aleaciones es la tensión requerida para "arquear" los segmentos de dislocación cuando éstas encuentran obstáculos impenetrables en su deslizamiento. Si los obstáculos están a corta distancia uno de otro el radio de curvatura del segmento de dislocación puede ser pequeño lo cual según la ecuación anterior se traduce en un aumento de la tensión τ necesaria para provocar el avance de la dislocación o sea un aumento en la tensión de fluencia del material.

GENERACION DE DISLOCACIONES

Las dislocaciones son introducidas en la estructura cristalina ya en el proceso de solidificación. Un cm^3 de material fundido puede contener del orden de 10^7 cm de línea de dislocación.

Según lo descripto hasta aquí, debería esperarse que por deformación las dislocaciones migraran hasta salir por la superficie dejando el escalón correspondiente y por lo tanto reduciendo la densidad de dislocaciones dentro del material. La experiencia demuestra todo lo contrario, es decir, la densidad de dislocaciones aumenta al aumentar la deformación plástica del material. Por lo tanto debe operar algún mecanismo dentro de la estructura del material que genere las nuevas dislocaciones; además el mecanismo debe de poder operar a tensiones muy bajas en relación a G , del orden de 10^{-4} a $10^{-5} G$ (ver Tabla I).

Antes de describir el mecanismo de Frank-Read es interesante analizar la posibilidad de nucleación homogénea de dislocaciones. Anteriormente se obtuvo para la energía por unidad de longitud de dislocación de borde el valor $E \approx Gb^2/2$ cuando $r_0 \approx 10 \text{ cm}^{-7}$ y $R \approx 10^{-4} \text{ cm}$. Por lo tanto la tensión de corte resulta $\tau = \frac{E}{Rb} = \frac{Gb^2}{2Rb}$ y si suponemos fluctuaciones que crean anillos de $R \approx 10b$, la tensión de corte será $\tau \approx G/20$. Este resultado implica que deberá aplicarse una tensión de corte mayor que $G/20$ para expandir el anillo formado, lo cual está en total desacuerdo con los datos experimentales que son $\tau < G/104$.

Lo dicho anteriormente indica que la tensión de corte observada experimentalmente en la deformación de monocristales sólo podrá expandir anillos de un radio $\gg 10^5 b$. Un mecanismo que permite este proceso fue propuesto por Frank y Read. Cuando una dislocación se genera en el cristal como una falla de crecimiento, no se mantiene en un plano únicamente, sino que desliza cierta distancia en un plano y luego "salta" a otro plano paralelo. Cuando la dislocación deja el plano de deslizamiento se puede considerar como anclada. Por lo tanto cuando se aplica una tensión de corte, el segmento dejado anclado entre ambos puntos tenderá a arquearse en forma análoga a la que lo haría una banda de goma bajo una presión uniforme en uno de sus lados, como se muestra en la Fig. 16 a.

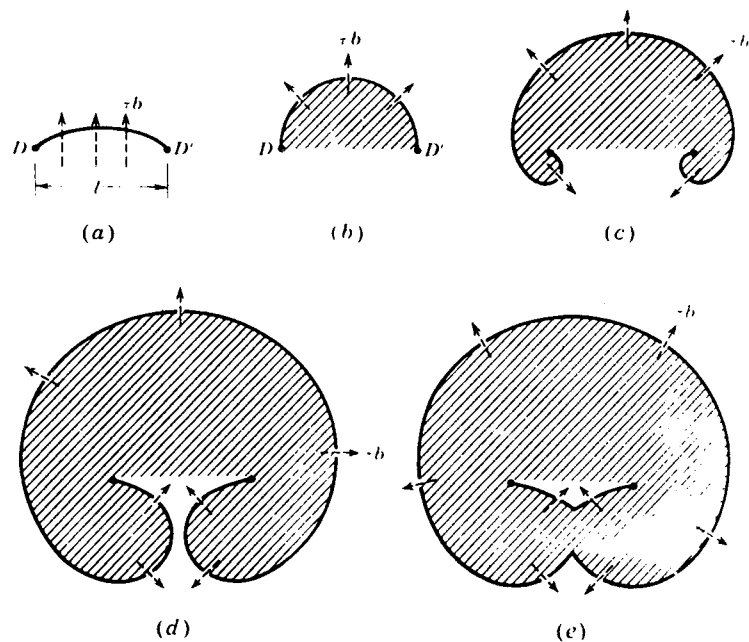


Fig. 16 Etapas sucesivas de un segmento de dislocación actuando como fuente de Frank y Read. Las flechas indican las fuerzas actuando sobre cada punto de la línea de dislocación.

Si la tensión elástica de corte aplicada es menor que $\frac{\tau}{l}b$ se obtendrá un estado de equilibrio con un radio de curvatura dado por $\frac{\tau}{\epsilon b}$ como se muestra en la Fig. 16a. Sin embargo si $\epsilon > \frac{\tau}{l}b$ el segmento evolucionará a través de las sucesivas etapas indicadas esquemáticamente en la Fig. 16.

Notar en la configuración de Fig. 16 b las regiones deslizadas alrededor de los puntos de anclaje están por hacer contacto. Cuando entran en contacto las líneas de dislocación se separan y la única región que queda sin deslizar es la parte no sombreada de la Fig. 16 e. Al final del ciclo se ha generado

un nuevo anillo de dislocación y el segmento inicial está en condiciones de repetir el ciclo y así sucesivamente.

El mecanismo descrito permite generar dislocaciones a tensiones de corte consistentes con las tensiones de fluencia observadas en monocristales. Por ejemplo si para un dado segmento $l = 10^5 b$ y tomamos $T \approx GB^2/2$ este segmento podría operar como una fuente de dislocaciones para $\tau > G/10^5$. Este parece ser el mecanismo operativo en muchos casos.

INTERACCION ENTRE DISLOCACIONES

En lo que sigue se considerará la interacción entre dislocaciones cuando estén formando "arreglos" dentro del cristal. Como ya se mencionó, una dislocación genera un campo de tensiones dentro del cristal, es a través de la interacción de los campos de tensiones que se ejercen fuerzas entre dislocaciones.

Una manera de derivar la fuerza de corte que una dislocación ejerce sobre otra, es multiplicar la tensión de corte debida a la primer dislocación, por el vector de Burger b de la segunda; es decir usando la ecuación $F_s = \tau \cdot b$. Otra manera de derivar F_s , es considerando que la fuerza entre dislocaciones actúan de manera de reducir la energía elástica del cristal.

Consideremos el caso de dos dislocaciones de hélice paralelas, del mismo paso y separadas una distancia r . La tensión que una dislocación de hélice genera a una distancia r , vimos que estaba dada por $\tau_{r\theta} = G \gamma_{r\theta}$ por lo tanto la fuerza que se ejercerá sobre la segunda dislocación será

$$F_s = \tau \cdot b = \tau_{r\theta} \cdot b = G \gamma_{r\theta} b$$

siendo $\gamma_{r\theta} = \frac{b}{2\pi r}$ resulta $F_s = \frac{Gb^2}{2\pi r}$

Esta fuerza es repulsiva y actuará sobre una línea normal a ambas líneas de dislocación. Cualitativamente se puede obtener el mismo resultado, diciendo que si las dos dislocaciones se acercan lo suficiente sus campos elásticos se suman y se tendría una dislocación con vector de Burger $2b$. Si E_1 es la energía de cada una de las dislocaciones por separado (muy alejadas una de otra), la energía de las dos dislocaciones unidas resulta $4E_1$ mientras que las dos por separado es $2E_1$.

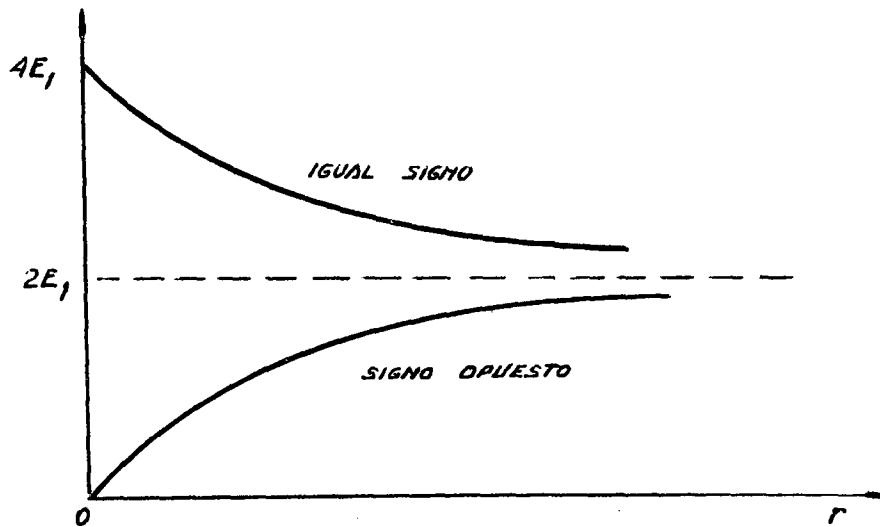


Fig. 17 Gráfico de energía (del cristal) en función de la distancia de separación r de dos dislocaciones de hélice paralelas.

La Fig. 17 muestra la variación de la energía del cristal con dos dislocaciones de hélice en función de la distancia de separación.

La pendiente de la curva está dada por la ecuación $F_r = \frac{Gb^2}{2\pi r} = -\frac{\partial E}{\partial r}$ donde F_r es la fuerza de interacción normal de las líneas de dislocación y E es la energía del cristal debida a las dos dislocaciones.

Para dislocaciones de tornillo de signo opuesto las fuerzas difieren sólo en dirección si las dos dislocaciones están muy alejadas la energía total es $2E_1$ y si se acercan sus campos elásticos tienden a cancelarse hasta aniquilarse cuando se unen. Este decrecimiento en la energía a medida que se reduce la distancia de interacción significa que la fuerza de interacción es atractiva.

En el caso de dislocaciones de borde la falta de simetría circular en el campo elástico hace más complicado su cálculo analítico, sin embargo si se considera el caso de dos dislocaciones de borde paralelas con vectores b paralelos y deslizando en el mismo plano, la fuerza de interacción entre ellos resulta:

$$F_x = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)x}$$

donde x es la distancia entre las dos dislocaciones.

Un análisis de esta ecuación indica que se puede obtener una represen-

tación equivalente a la de la Fig. 17.

En el plano de deslizamiento las dislocaciones de borde, análogamente a las de hélice crean únicamente tensiones de corte. Sin embargo, una dislocación de borde es generada introduciendo un plano extra en la red. Este genera tensiones de compresión a un lado del plano de deslizamiento (donde está el plano extra) y tensiones de tracción al otro lado del plano de deslizamiento. Debido a la configuración del campo de tensiones resulta que si se tienen dos dislocaciones de borde paralelas y de igual signo la configuración más estable será aquella en que las tensiones de compresión de una tienden a cancelar las de tracción de la otra, de esta forma las dislocaciones tienden a ubicarse una encima de la otra y un apartamiento de esta disposición tiende a aumentar la energía del cristal.

INTERACCION ENTRE DISLOCACIONES Y DEFECTOS PUNTUALES

Algunos defectos puntuales importantes están constituidos por átomos de diferentes elementos o impurezas. Normalmente cuando un átomo se ubica en una red cristalina extraña en posiciones sustitucionales está sometido a fuerzas de interacción que crean un estado de tensión de compresión o de tracción en la zona donde se ubica. Si es un átomo de tamaño "mayor" que el de la matriz tenderá a expandir la red generando tensiones de compresión si es "menor" ocurrirá lo contrario. Los átomos que expanden la red tratarán de migrar hacia las zonas del campo elástico de las dislocaciones donde el parámetro de red es mayor, de esta forma la energía elástica del cristal disminuye y tiende a hacerse más estable. Cuando se trata de átomos que contraen la red, estos tratarán de migrar hacia las zonas donde el campo elástico tiene tensiones de compresión.

Estos procesos de migración tienen lugar por difusión y si la temperatura es adecuada puede llegar a formarse una "nube" de átomos extraños alrededor de la dislocación. El resultado es que la dislocación tiende a quedar anclada en la red y para moverla es necesario aplicar un esfuerzo tanto mayor cuanto mayor sea el efecto de la atmósfera o nube de soluto.

BORDES DE GRANO DE BAJO ANGULO

Se denomina borde de grano a la zona donde se unen dos regiones cristalinas de orientación diferente. Cuando la diferencia de orientación es pequeña se tienen los llamados bordes de grano de bajo ángulo los cuales pueden ser descritos mediante un arreglo de dislocaciones adecuado como se ilustra en la Fig. 13.

En el ejemplo presentado, una de las estructuras puede ponerse en coincidencia con la otra mediante la rotación de un ángulo θ

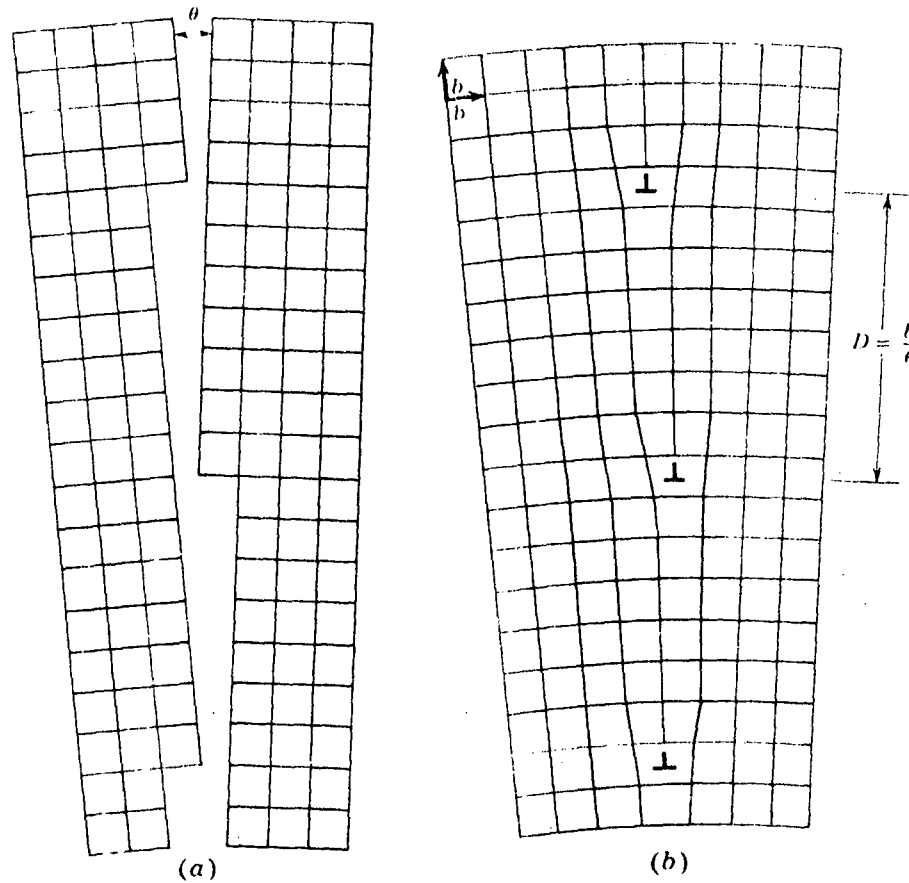


Fig. 18. a) Representación esquemática de dos redes cúbicas simples con una dirección $[100]$ normal al plano del papel. b) Unión de las dos redes para formar un borde de grano de bajo ángulo. (Según W.T. Read, "Dislocations in Crystals" McGraw-Hill N.Y. 1953).

alrededor de la dirección $[100]$ normal al plano del papel.

El espaciado de las dislocaciones resulta dado por $D = \frac{b}{\theta} \therefore \theta = \frac{b}{D}$. La realidad de este modelo fue confirmada midiendo θ mediante técnicas de rayos X y midiendo D mediante técnicas de corrosión. Con técnicas de corrosión es posible detectar la zona en que la línea de dislocación intercepte la superficie. De acuerdo a lo discutido respecto a la energía elástica asociada a una dislocación de borde resulta que el agrupamiento de las dislocaciones en este modelo implica una reducción de la energía elástica del cristal. Hay que tener en cuenta que al pasar de una dislocación a otra, sobre el borde de grano, se produce un cambio de signo en la tensión lo cual implica que en algunas zonas entre cada par de dislocaciones, la energía elástica se anula. Sin embargo la deformación a distancias muchos menores de D puede considerarse semejante a la de una dislocación libre, y por lo tanto para la energía elástica se puede escribir

$$E_{\theta} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \alpha \frac{D}{b}$$

donde α es una constante cuyo valor podría estimarse a partir de ν_0 y de la integración exacta del campo de tensiones debido a todas las dislocaciones. De la ecuación anterior resulta claro que la energía de cada dislocación disminuye a medida que se reduce la distancia D.

Para obtener la energía por unidad de área de borde de grano podemos suponer un área dada por una unidad de longitud normal al plano del papel (paralela a las dislocaciones) y otra unidad normal a las líneas de dislocación.

El número de dislocaciones estará dado por $1/D = \theta/b$ y por lo tanto la energía por unidad de área resulta

$$E_{BG} = E_{\theta} \cdot \frac{\theta}{b} = \frac{Gb\theta}{4\pi(1-\nu)} \ln \alpha \frac{D}{b}$$

$$E_{BG} \approx E_0 \theta (A - \ln \theta)$$

La representación gráfica de esta ecuación resulta como se indica en la Fig. 19.

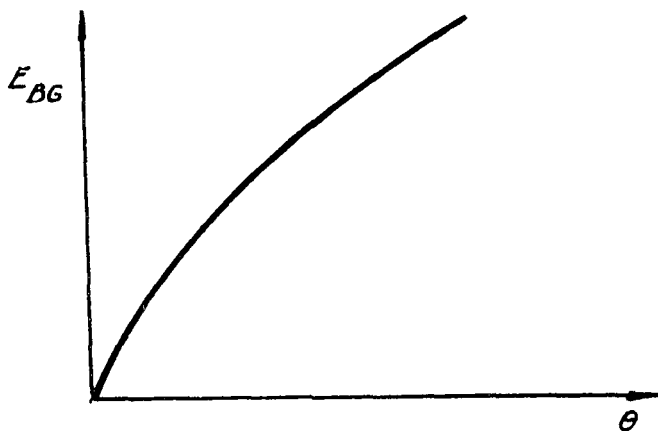


Fig. 19 Energía elástica de borde θ de grano de bajo ángulo en función de θ .

Se puede calcular con una aproximación aceptable para $\theta \leq 6^\circ$. Para valores mayores la distorsión en el borde de grano empieza a ser importante y las expresiones anteriores empiezan a ser una aproximación pobre. De la dependencia de E_{BG} con θ que se muestra en la Fig. 19, resulta que si a dos bordes de bajo ángulo se unen para formar otro cuya desorientación es igual a la suma, la energía del nuevo borde resulta menor que la suma de la de los dos por separado. Como se verá al discutir el proceso de recocido, la creación de bordes de grano de mayor ángulo a partir de los de bajo ángulo puede ser un mecanismo que haga disminuir la energía del cristal.

BORDES ROTADOS

Los bordes descritos anteriormente contenían dislocaciones de borde únicamente y estaban rotados uno con respecto a otro, alrededor de un eje contenido en el borde de grano. Otra forma en que se puede generar un borde de grano es rotando un cristal con respecto a otro, alrededor de un eje perpendicular al borde de grano, en este caso se denominan bordes de grano rotados y cuando la rotación (diferencia de orientación) es pequeña pueden ser descritos mediante dos arreglos ortogonales de dislocación de hélice cuyas líneas están contenidas en el plano del borde de grano.

La Fig. 20 muestra el arreglo de los átomos en un borde rotado. Cuando se trata de estructuras de empaquetamiento compacto (fcc y hcp), los bordes rotados se presentan usualmente en los planos compactos y pueden ser descritos por tres arreglos de dislocaciones de hélice, donde cada línea de dislocación está orientada según las líneas de empaquetamiento compacto.

Un análisis de la dependencia de la energía del borde de grano rotado en función del ángulo de rotación o lo que es equivalente, de la densidad de dislocaciones, muestra una ley del mismo tipo que para los bordes de grano formados por dislocaciones de borde.

En general un borde de grano estará compuesto por dislocaciones de hélice y de borde con diferente vector de Burger, sin embargo la estructura del grano puede ser relacionada a los dos casos límites de Fig. 18 y Fig. 20 y la energía dependerá en función de la desorientación según una ley del tipo

$$E_{BG} = E_0 \theta (A - \ln \theta)$$

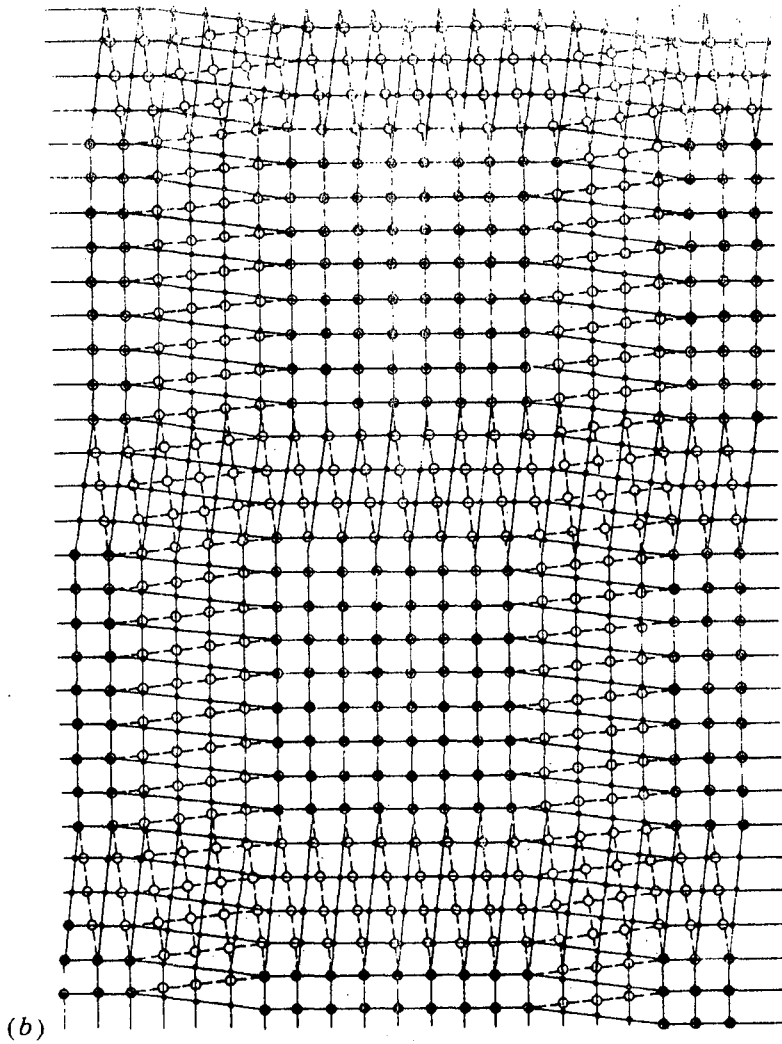
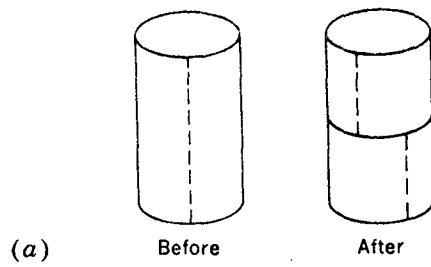


Fig. 20 a) Los cilindros muestran el borde obtenido por la rotación de las dos mitades. b) Se muestra el arreglo atómico generado por dos conjuntos de dislocaciones de hélice octogonales entre sí.

DIFUSION

Muchos de los cambios que se producen en estado sólido, particularmente a altas temperaturas, implican el desplazamiento de los átomos de un lugar a otro de la red cristalina mediante procesos de difusión. En este capítulo se describirán las leyes básicas que rigen estos procesos y se destacarán algunos aspectos necesarios para el estudio de las transformaciones de fase en estado sólido y de los tratamientos térmicos.

ECUACION DE FLUJO

Como ya se mencionó anteriormente, la posición de los átomos en la red cristalina no es fija, sino que están oscilando alrededor de sus posiciones de equilibrio con una amplitud que depende de la temperatura. Las amplitudes de vibración para una pequeña fracción de los átomos pueden ser tan grandes que los mismos pueden llegar a saltar desde el lugar que ocupan en la red a posiciones vecinas. Cuando el material no está en estado de equilibrio, el conjunto de saltos tiende en general a desplazar los átomos en una dirección preferencial que resulta dada por el gradiente de potencial químico existente, el cual en muchos casos coincide con el gradiente de concentración.

En lo que sigue se presenta una deducción de las ecuaciones de flujo, considerando al gradiente de concentración como fuerza impulsora de la difusión. En la Fig. 21 se representa esquemáticamente una barra de material de estructura cúbica con un gradiente de concentración en la dirección X y se muestran los planos 1 y 2 separados por una distancia ΔX , del orden del parámetro de red

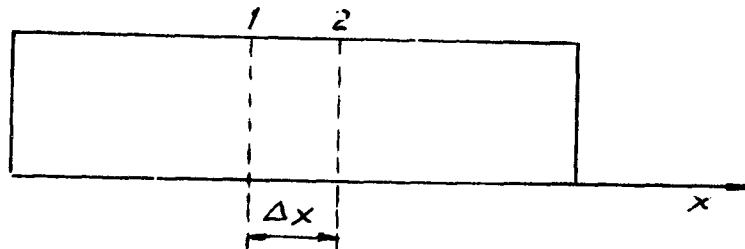


Fig. 21 Modelo donde se representan los planos cristalinos 1 y 2 separados una distancia ΔX .

Suponiendo que los átomos pueden saltar de su lugar en la red con una frecuencia Γ y con igual probabilidad en cualquier dirección, y si se considera que el número de átomos sobre el plano 1 que difunde es n_1 átomos/cm² y que la frecuencia de salto en la dirección X es $\Gamma/6$

por tratarse de una estructura cúbica isotrópica; resulta que el número de átomos que salta del plano 1 hacia el plano 2 dura un tiempo δt es $(\frac{\Gamma}{6} n_1) \delta t$. Del mismo modo, el número de átomos que saltan del plano 2 hacia el plano 1 resulta $(\frac{\Gamma}{6} n_2) \delta t$, por lo tanto el flujo neto de átomos resulta

$$\frac{\Gamma}{6} (n_1 - n_2) \delta t = J \delta t \left[\frac{\text{átomos}}{\text{cm}^2} \right]$$

Por razones prácticas es más cómodo escribir la ecuación de flujo en función de concentración; esto se puede hacer asociando a cada plano un dado volumen, tal que

$$C_1 = \frac{n_1}{\Delta x}$$

$$C_2 = \frac{n_2}{\Delta x}$$

de esta forma la ecuación de flujo resulta;

$$J = \frac{\Gamma}{6} \Delta x (C_1 - C_2)$$

Si se supone que la concentración varía en forma continua en la dirección X, se puede escribir para un dado instante de tiempo t:

$$C_2 = C_1 + \left. \frac{\partial C}{\partial X} \right|_t \Delta x$$

por lo tanto resulta

$$J = - \frac{\Gamma}{6} \Delta x^2 \left. \frac{\partial C}{\partial X} \right|_t$$

donde el signo negativo indica que el flujo tiende a reducir el gradiente de concentración.

Se define como coeficiente de difusión D a

$$D \equiv - \frac{J}{\left. \frac{\partial C}{\partial X} \right|_t}$$

y por lo tanto según el modelo descrito D resulta:

$$D = \frac{\Gamma}{6} \Delta x^2$$

y el flujo J resulta:

$$J = -D \left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_t$$

Primera ley de Fick

La expresión obtenida para el coeficiente de difusión, es válida para cualquier estructura cúbica, siempre que la frecuencia de salto Γ no dependa de la dirección cristalográfica. Empíricamente se ha observado que en la mayoría de los casos D depende de la temperatura según una ley de tipo exponencial que puede expresarse en la forma siguiente:

$$D = D_0 e^{-Q/RT}$$

donde

D_0 = factor preexponencial

Q = energía de activación [cal/mol]

T = temperatura absoluta a la que se produce la difusión

R = constante de los gases, 1.99 [cal/mol°K]

De los términos que intervienen en la definición de D, se deduce que la dependencia exponencial con la temperatura tiene lugar fundamentalmente a través de Γ .

En la deducción de la ecuación de flujo se consideró la variación de la concentración sobre una longitud del orden del parámetro de red y no se tomó en cuenta la dependencia de la concentración con el tiempo. Por lo tanto, la ecuación de flujo así obtenida es válida únicamente para situaciones de flujo estacionario. Un ejemplo real en que se puede presentar flujo estacionario, ocurre cuando se tiene hidrógeno almacenado en un recipiente de acero de pared delgada. El hidrógeno difunde en el acero a temperatura ambiente y puede llegar a establecerse un gradiente de concentración a través de la pared. Si C_H es la concentración de hidrógeno en el interior del tanque, con pared de espesor a y en el exterior del tanque $C_H = 0$, se puede hacer la aproximación siguiente:

$$\frac{\partial C}{\partial x} \approx \frac{\Delta C}{\Delta x} = -\frac{C_H}{a}$$

Por lo tanto el flujo resulta,

$$J = D \frac{C_H}{a}$$

La ecuación de flujo deducida anteriormente es válida para difusión en estado estacionario; sin embargo en la mayoría de los casos, la difusión tiene lugar en condiciones no estacionarias, porque la concentración depende de la coordenada y evoluciona en el tiempo.

Para deducir la ecuación de flujo que describe los procesos no-estacionarios, se puede considerar un esquema como el de la Fig. 22 donde se representa una barra de material con una variación de concentración en la dirección X.

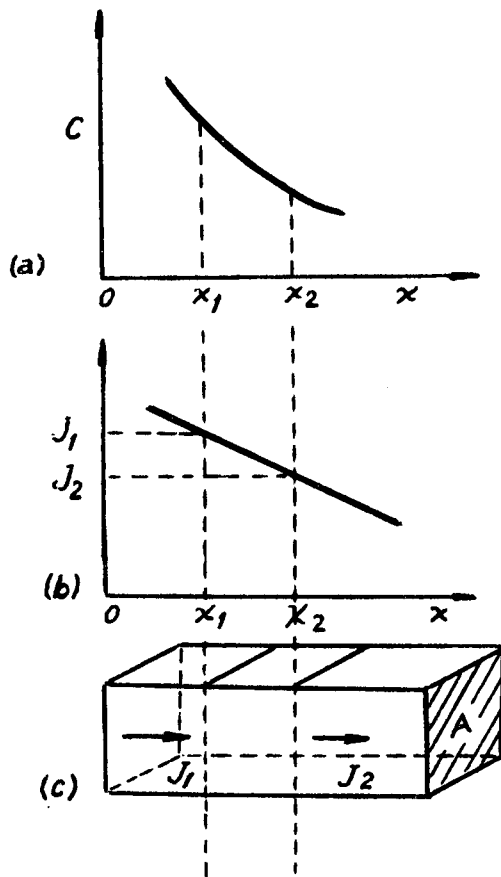


Fig. 22 a) Curva de concentración $C(x)$; b) Flujo $J(x)$ para esa curva de concentración; c) un elemento de volumen donde entra un flujo J_1 y sale J_2

Para un instante de tiempo dado, se puede suponer que C y J tienen los valores indicados en los gráficos a) y b) respectivamente. De acuerdo a este esquema si se consideran dos planos separados entre sí por una distancia ΔX y se toma una superficie transversal A , el balance de masa durante un intervalo de tiempo δt requiere que se cumpla:

$$(J_1 - J_2) A \delta t = \Delta c \cdot A \cdot \Delta X$$

Si J es una función continua se puede expresar:

$$J_2 = J_1 + \left. \frac{\partial J}{\partial x} \right|_t \Delta x$$

de donde resulta: $J_1 - J_2 = - \left. \frac{\partial J}{\partial x} \right|_t \Delta x$

Por la primera ley de Fick:

$$\left. \frac{\partial J}{\partial x} \right|_t = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial c}{\partial x} \right)_t$$

de donde

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(D \cdot \frac{\partial c}{\partial x} \right)_t = - \frac{\Delta c}{\delta t}$$

Considerando δt lo suficientemente pequeño, resulta:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial c}{\partial x} \right)_t = \frac{\partial c}{\partial t}_x \quad \text{Segunda ley de Fick}$$

Desde el punto de vista matemático, la solución de esta ecuación se simplifica mucho, si se considera D independiente de la coordenada, y por lo tanto de la concentración, en cuyo caso resulta:

$$D \left. \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \right|_t = \left. \frac{\partial c}{\partial t} \right|_x$$

Es de hacer notar que en muchos casos reales el coeficiente de difusión depende fuertemente de la concentración y sólo es posible resolver la ecuación de difusión por métodos numéricos.

DIFUSION EN ESTADO NO-ESTACIONARIO

En lo que sigue se describirán las soluciones de la ecuación de difusión para dos casos particulares de sistemas no-estacionarios. Primero se describirá un sistema que puede alcanzar una composición homogénea en un tiempo finito, como puede ser el caso de un lingote segregado. En segundo lugar se describirá la solución de un sistema de dimensión infinita (respecto a la distancia en que la difusión es efectiva) como puede ser el caso de un componente sometido a tratamiento térmico de carburación, decarburación u otros tratamientos de superficie que producen cambio de composición en un espesor pequeño respecto del tamaño del componente. En ambos casos se considera a D independiente de la concentración.

a) Sistema que alcanza homogeneidad en un tiempo finito.

Un problema típico que es necesario resolver permanentemente es la determinación del tratamiento adecuado (recocido) para lograr que un material adquiera una composición homogénea. Las causas por las que se obtiene una distribución de elementos no-homogénea, en el caso de tratarse de una aleación, están ligadas íntimamente al proceso de solidificación y no serán discutidas aquí. Con el objeto de simplificar la descripción del proceso de homogeneización, se describirá el proceso de difusión que tiene lugar en un material formado por una solución sólida no-homogénea. La concentración se puede suponer que varía en forma periódica, como se muestra esquemáticamente en la Fig. 23.

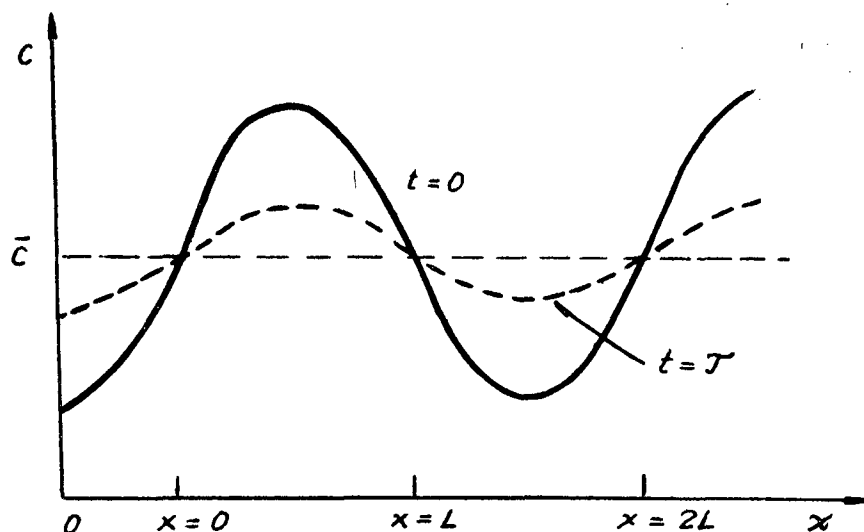


Fig. 23 La curva sólida describe la variación inicial de concentración $t=0$. La curva de trazos describe la variación de concentración después de un tiempo $t=\tau$.

Si la variación de la concentración para el instante inicial $t=0$ tiene la forma que se muestra en Fig. 23, la condición inicial resulta:

$$C(x, t=0) = \bar{C} + \beta \sin\left(\frac{\pi}{l} \cdot x\right)$$

La solución de la segunda ley de Fick para esta condición inicial resulta

$$C(x, t) = \bar{C} + \beta \sin\left(\frac{\pi x}{l}\right) \cdot e^{-\frac{D t \pi^2}{l^2}}$$

Por lo tanto, la variación de la concentración para la coordenada $x = \frac{l}{2}$ resulta:

$$C\left(x = \frac{l}{2}, t\right) = \bar{C} + \beta e^{-\frac{D t \pi^2}{l^2}} = \bar{C} + \beta e^{-\frac{t}{\tau}}$$

donde $\tau = \frac{l^2}{\pi^2 D}$ se define como tiempo de relajación. En la Fig. 23 se indica con líneas de trazos el perfil de concentración para $t = \tau$. En un caso real la variación de la concentración seguramente no va a ser una función senoidal como la descrita, pero en principio siempre es posible hacer un desarrollo en serie de funciones trigonométricas y obtener la solución total como suma de las soluciones de cada componente. En este caso a cada componente i le corresponderá un tiempo de relajación $\tau_i = \frac{l_i^2}{D \pi^2}$. Resulta así, que se homogeneizarán primero aquellos componentes con longitud de onda l_i menor.

Este resultado permite explicar una de las causas por las que el trabajado mecánico previo, particularmente forjado y laminación, acortan el tiempo de homogeneización pues reducen el espacio (longitud l_i) existente entre las zonas de composición diferente.

El tiempo de relajación también se reduce al aumentar la temperatura porque con ella aumenta el valor de D .

b) Sistema infinito

Se puede considerar infinito a un sistema de dimensiones algún orden de magnitud mayores que la distancia efectiva de difusión. Como caso particular puede considerarse el de un componente de acero que es sometido a un proceso de carburación superficial, durante el cual se incorpora carbono a la superficie. Si el tratamiento de carburación se realiza en una atmósfera rica en CO es posible incorporar carbono al material sólido cuando se produce la reacción $2\text{CO} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{C}$; ajustando la relación CO/CO₂ convenientemente, se puede mantener una concentración constante C_s de carbono en la superficie. La penetración de carbono en el acero cuyo contenido inicial es C_0 , depende del tiempo y de la temperatura.

En la Fig. 24 se muestran esquemáticamente los perfiles de concentración obtenidos después de diferentes tiempos de recocido a una misma temperatura.

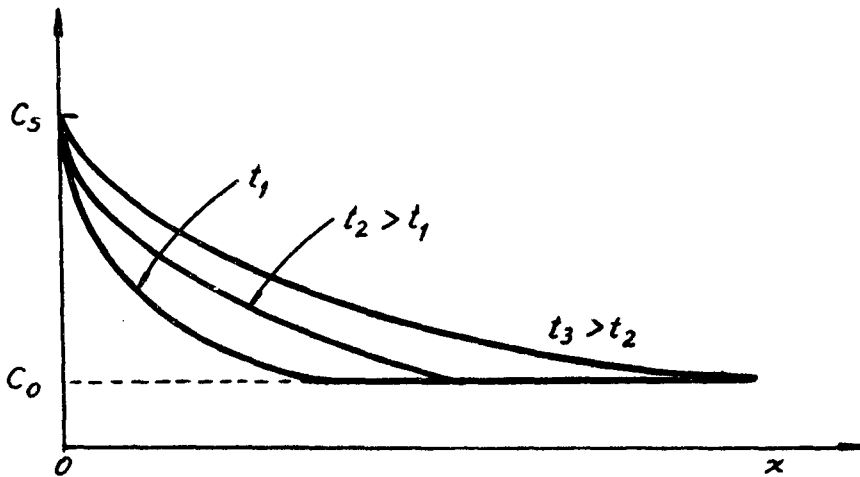


Fig. 24 Curvas de concentración obtenidas después de diferentes tiempos de difusión cuando la concentración inicial es C_0 y la concentración en la superficie C_s se mantiene constante.

Se puede observar en la Fig. 24 que el valor de $\left(\frac{\partial C}{\partial x}\right)_{x=0}$ disminuye a medida que aumenta el tiempo de recocido, lo que equivale a decir, que la velocidad de penetración disminuye cuando aumenta la penetración o sea cuando aumenta la distancia efectiva de difusión. Si se considera un valor medio de D , es decir, se supone que D no varía con la concentración y que la concentración C_s no varía con el tiempo, la solución de la ecuación de difusión resulta:

$$C(x,t) = C_s - (C_s - C_0) f_e \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right)$$

donde

$$f_e = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{Dt}}} e^{-\eta^2} d\eta$$

$$f_e = f_e(z)$$

z	f _e	z	f _e
0	0	1	0,843
0,0	1	1,2	0,910
-0,0	-1	1,5	0,966
0,2	0,223	2,0	0,995
0,4	0,428	2,5	0,9996
0,6	0,604		
0,8	0,742		

Comunmente se define como profundidad de penetración a una profundidad en que se cumple la siguiente relación de concentración

$$\frac{C_s - C_{0,5}}{C_s - C_0} = 0,5 = f_e \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right)$$

Usando los valores de la tabla anterior, resulta $x_{0,5} \approx \sqrt{Dt}$ un resultado similar se obtiene para cualquier concentración entre C_s y C_0 encontrándose siempre que el cambio de concentración es proporcional a \sqrt{Dt} . De este resultado surgen varias conclusiones importantes:

- 1) La velocidad de penetración resulta proporcional a $\sqrt{D/t}$
- 2) Cualquier componente de espesor igual a varias veces $\sqrt{D \cdot t}$ puede

ser considerada como infinita para este tipo de análisis.

- 3) Este resultado es análogo al obtenido en el tratamiento donde se consideró difusión en un sistema con "picos" de concentración a distancias l y que tienden a homogeneizarse por difusión, cuyo resultado fue:

$$\tau = \frac{l^2}{\pi^2 D} \quad l = \pi \sqrt{D \tau}$$

En el caso de un sistema infinito se consideraron tiempos fijos y se determinó la penetración, obteniéndose una relación completamente similar a la obtenida en sistemas que alcanzan la homogeneidad en tiempo finito.

Al describir el sistema infinito se consideró un proceso de carburación, suponiéndose C_s superior a C_0 del material. Si en el ejemplo anterior la relación CO/CO_2 fuese menor que determinado valor puede ocurrir la reacción opuesta, es decir, decarburación. En este caso, si se mantiene concentración nula de carbono en la superficie $C_s = 0$, la solución de la ecuación de difusión resulta:

$$C(x, t) = C_0 \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2 \sqrt{Dt}} \right)$$

Cuando el proceso de difusión tiene lugar entre dos materiales de composición C_1 y C_2 , como se muestra esquemáticamente en Fig. 25

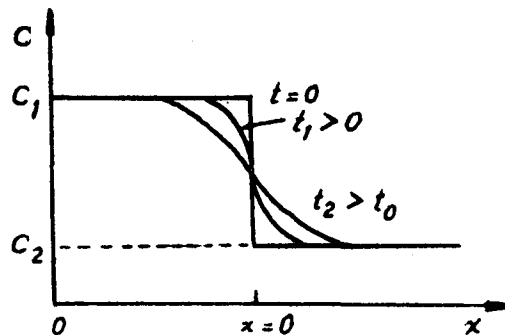


Fig. 25 Curvas de concentración obtenidas por difusión en una unión de dimensión X infinita, considerando D independiente de la composición.

la solución de la ecuación de difusión resulta:

$$C(x,t) = C_2 + \frac{C_1 - C_2}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right)$$

MECANISMOS DE DIFUSION ATOMICA

Algunos de los modelos atómicos que se han propuesto para explicar la difusión en metales, son los siguientes:

- a) Mecanismo de intercambio por anillo: en este modelo el átomo que difunde, intercambia posiciones en la red, mediante una rotación correlacionada de dos o más átomos. El flujo de átomos en una dirección es balanceada por un flujo en la dirección opuesta. En la Fig. 26 a, se muestran ejemplos del mecanismo de anillo para el caso de dos y cuatro átomos.
- b) Difusión por intersticiales: en este modelo la difusión se realiza por medio de defectos intersticiales. El átomo que difunde se mueve ocupando posiciones intersticiales o desplazando otros átomos vecinos a posiciones intersticiales, como se indica esquemáticamente en la Fig. 26 b.
- c) Difusión por vacancias: el átomo que difunde, intercambia posiciones con vacancias en la red. La velocidad de salto a la vacancia puede ser diferente para los diferentes átomos que componen el metal, Fig. 26 c.
- d) Difusión por relajación: el átomo se mueve alrededor de uno o más defectos de la red, por arreglo (relajación) de una región localmente distorsionada.

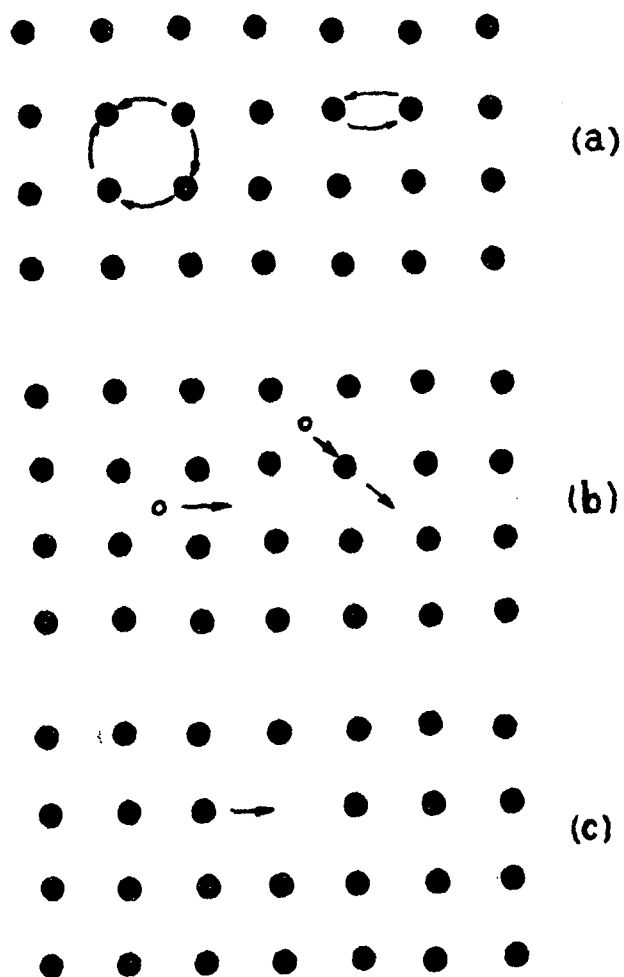


Fig. 26 Representación esquemática de diferentes mecanismos de difusión atómica, a) difusión por anillo; b) difusión por intersticiales; c) difusión por vacancias.

CONCENTRACION DE DEFECTOS PUNTUALES EN EQUILIBRIO

Experimentalmente se observa en muchos casos que los metales y aleaciones tienen a cada temperatura, después de alcanzar el estado de equilibrio, una concentración característica de defectos puntuales tales como vacancias o intersticiales. Esta concentración puede explicarse en base a la contribución de los diferentes defectos a la energía libre del material, a presión y temperatura constantes, y puede demostrarse que el valor mínimo de la energía de Gibbs que corresponde al estado de equilibrio se obtiene para una concentración de defectos no-nula.

La energía libre a P y T constantes, está definida por $G = H - TS$, donde H representa el calor total (que en un sólido a presión atmosférica es aproximadamente igual a la energía interna) y S es la entropía.

En lo que sigue se describirá la contribución a la energía libre para el caso de una concentración pequeña (solución diluida) de vacancias. Tratándose de una concentración en que $N_v \ll 1$ puede suponerse que la contribución a H depende linealmente con la concentración. La contribución a la entropía puede dividirse en varias componentes, pero las más importantes tratándose de defectos en solución homogénea, son la entropía de mezcla y la entropía de vibración. Esta última componente está asociada a la perturbación provocada por el defecto en el espectro de vibraciones de la red. El valor de la entropía de mezcla S_m se expresa en termodinámica por la ecuación:

$$S_m = -R \left[N_v \ln N_v - (1-N_v) \ln (1-N_v) \right]$$

la que para una solución muy diluida en que $N_v \rightarrow 0$, se puede expresar

$$S_m \approx -RN_v \ln N_v$$

Esta ecuación destaca un aspecto de importancia fundamental, pues muestra que S_m aumenta con la concentración N_v en forma logarítmica.

Las contribuciones a G descritas anteriormente se representan esquemáticamente en la Fig. 27, donde se muestra la variación de H, S_m y G en función de N_v .

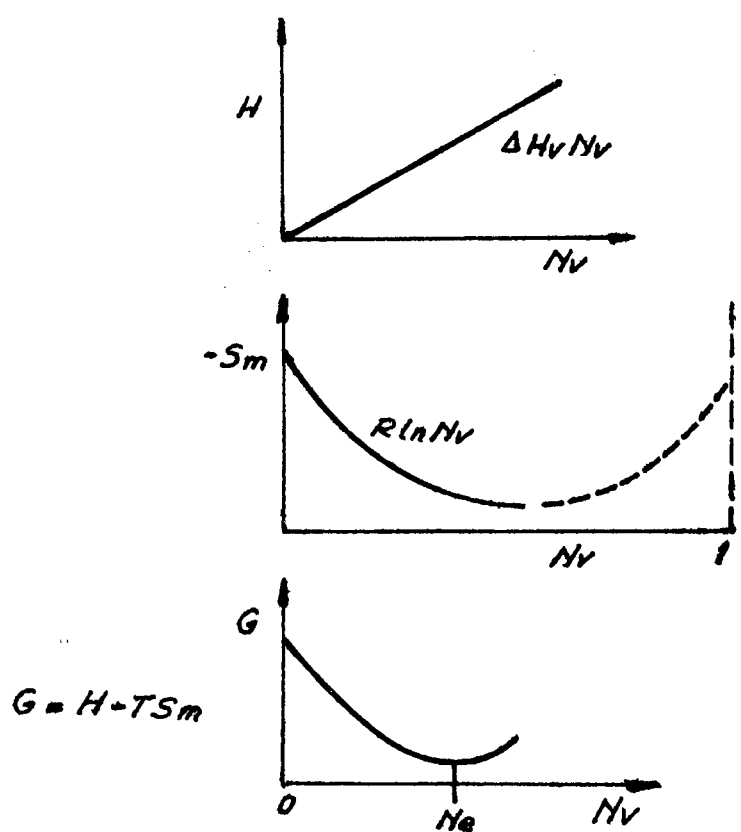


Fig. 27

La expresión que describe N_v en función de la temperatura puede deducirse suponiendo una variación de la concentración en δN_v alrededor del valor N_v de equilibrio.

Dado que $G = H - TS_m$

$$\delta G = \left. \frac{\partial H}{\partial N_v} \right|_{TP} \delta N_v - T \left. \frac{\partial S}{\partial N_v} \right|_{TP} \delta N_v$$

Al suponer una solución diluída en que $N_v \ll 1$, puede hacerse la aproximación siguiente:

$$\left. \frac{\partial H}{\partial N_v} \right|_{TP} \approx \Delta H_v \quad \left[\frac{\text{calor de formación}}{\text{mol de vacancias}} \right]$$

El término de entropía puede expresarse en dos componentes:

- a) vibracional (ΔS_v)/mol
- b) de mezcla

$$S_m = -R [N_v \ln N_v - (1 - N_v) \ln (1 - N_v)]$$

$$\therefore \left. \frac{\partial S_m}{\partial N_v} \right|_{TP} = -R \ln N_v \quad \text{si } N_v \ll 1$$

de donde

$$\delta G = [\Delta H_v - T \Delta S_v + TR \ln N_v] \delta N_v$$

El mínimo relativo está determinado por la condición $\frac{\delta G}{\delta N_v} = 0$

$$\therefore N_v = e^{\frac{(\Delta H_v - T \Delta S_v)}{RT}} = e^{-\frac{\Delta G_v}{RT}}$$

Para el caso de vacancias ΔH_v puede ser del orden de 23 kcal/mol o lo que equivale a 1ev/vacancia. En cambio para el caso de defectos intersticiales comunmente resulta $\Delta H_i \gg \Delta H_v$, y por lo tanto para el estado de equilibrio casi siempre se tiene $N_i \ll N_v$.

Las leyes de difusión descriptas anteriormente, son aplicables a los gradientes de concentración de defectos creados por cambios de temperatura. Por otro lado, los bordes de grano y las dislocaciones actúan como fuentes de defectos (principalmente vacancias) y cuando un material se calienta debe esperarse cierto tiempo (tiempo de relajación) para alcanzar

la concentración y distribución homogénea correspondiente al estado de equilibrio.

DIFUSION EN VOLUMEN Y DIFUSION EN BORDE DE GRANO

Se ha establecido a través de la experiencia, que la frecuencia de salto de un átomo en un borde de grano u otra zona de alta concentración de defectos puede ser varios órdenes de magnitud superior a la frecuencia de salto en la red cristalina sin defectos. Un ejemplo de la contribución de los bordes de grano al coeficiente de autodifusión aparente en Ag se muestra en la Fig. 28.

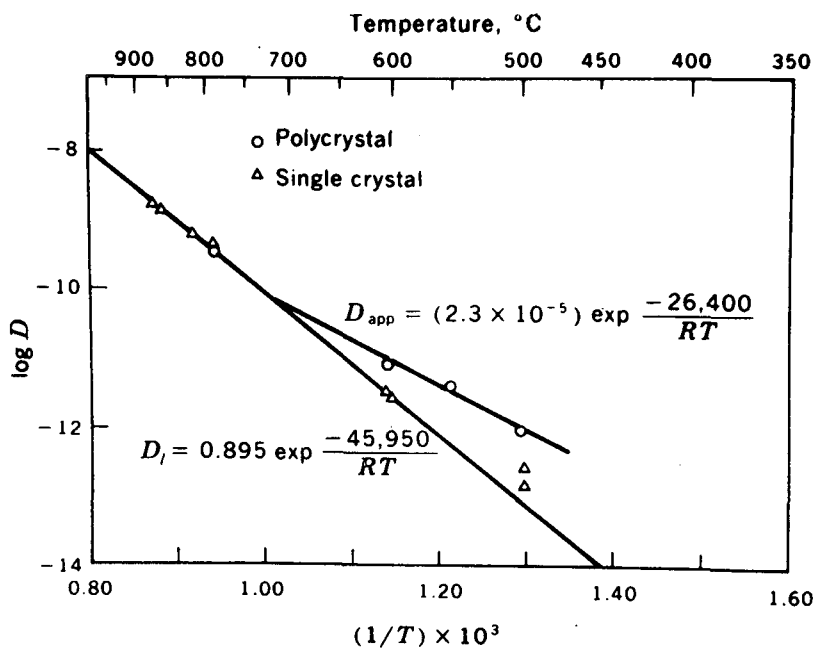


Fig. 28 Valores del coeficiente de autodifusión de la plata en probetas monocristalinas y policristalinas (Tumbull D. en "Atom Movements" p. 129, American Society for Metals, 1951).

Considerando la ecuación empírica

$$D = D_0 e^{-Q/RT}$$

Resulta:

$$-\frac{Q}{R} = \frac{d(\ln D)}{d(1/T)}$$

Se puede observar que los datos experimentales se agrupan en dos rectas y que a temperaturas menores de $\sim 600^\circ\text{C}$ la importancia de los bordes de grano empieza a ser notable. Si el coeficiente de difusión en borde de grano (D_b) es mucho mayor que el coeficiente de difusión en volumen (D_1) la diferencia de penetración en las proximidades del borde de grano puede permitir determinar la relación $\frac{D_b}{D_1}$.

$$\frac{D_b}{D_1}$$

Sin embargo, una forma de considerar la importancia de los bordes de grano respecto del volumen en el rango de temperatura en que ambos mecanismos son importantes, es discutir el coeficiente de difusión medio (o frecuencia media de salto) promediado sobre un volumen que contiene varios bordes de grano.

Según la Fig. 28, a 600°C el coeficiente de difusión aparente D_{ap} se duplica por la presencia de los bordes de grano. En plata policristalina el tamaño de grano puede ser $\sim 1/\text{mm}$, y si se considera el borde de grano de un espesor de $\sim 3 \text{ \AA}$, la fracción de átomos en borde de grano respecto al volumen resulta $\sim 10^{-6}$, dado que esta pequeña fracción (f) de átomos duplica la frecuencia media efectiva $\bar{\Gamma}$ se tiene que cumplir

$$\bar{\Gamma} = \Gamma_v + f \Gamma_{BG} \simeq 2 \Gamma_v$$

de donde

$$\Gamma_{BG} \simeq 10^6 \Gamma_v$$

Un análisis más riguroso indica que en la plata a 600°C se tiene

$$\frac{D_b}{D_1} \simeq 10^5$$

El hecho de que la pendiente observada, a baja temperatura, en la Fig. 28 sea menor que la correspondiente a los datos de alta temperatura, es debido a que la energía de activación para difusión en borde de grano es menor (aproximadamente la mitad) que la energía de activación para difusión en volumen. Notar que a temperaturas altas $D_b \gg D_1$, aunque la contribución de los bordes de grano al valor (D_{ap}) es menor, porque la fracción de átomos en borde de grano (f) es muy pequeña. Para metales policristalinos los bordes de grano empiezan a contribuir en forma importante a la difusión, a temperaturas menores que 0.75 a $0.8 T_{\text{Fusión}}$.

RECRISTALIZACION

Todo cambio espontáneo que se produce en un metal o aleación hace evolucionar el material hacia un estado termodinámico de menor energía libre, independientemente de cuál sea el mecanismo que produce dicho cambio. Además se observa experimentalmente, que la tendencia hacia el estado de menor energía libre o estado de equilibrio, es tanto mayor cuanto mayor el apartamiento inicial de ese estado.

Cuando los metales y aleaciones son deformados en frío, se introducen en su estructura defectos que cambian sus propiedades físicas y mecánicas, habiéndose observado que la concentración de defectos puntuales y dislocaciones dependen fuertemente del trabajado en frío y son los responsables principales de los aumentos de endurecimiento y fragilidad observados. En general los efectos de la deformación en frío son tanto más permanentes cuanto menor sea la temperatura a que se mantiene el material después de la deformación. Cuando se aumenta la temperatura tienden a producirse cambios generando estados más cercanos al de equilibrio y por lo tanto el material queda en condiciones de ser deformado nuevamente.

La evolución hacia el estado de equilibrio en función de la temperatura de calentamiento ha sido estudiada mediante técnicas diferentes y los resultados obtenidos, particularmente en metales puros o con contenido de impurezas controlado, han permitido identificar mecanismos que actúan a nivel microscópico. En el caso de metales y aleaciones de uso comercial las dificultades para identificar dichos mecanismos o predecir valores cuantitativos de propiedades son enormes; aunque la gran cantidad de información experimental existente admite una interpretación cualitativa que es de gran importancia tecnológica.

En este capítulo se describirán los principales procesos que tienen lugar durante el calentamiento, partiendo de baja temperatura, de un metal que previamente fue deformado en frío. Se considerarán los procesos siguientes:

- I) Recuperación
 - formación y migración de defectos puntuales
 - poligonización
- II) Recristalización Primaria
 - nucleación y crecimiento
 - cinética de recristalización
 - efecto de elementos en solución sólida
 - trabajado en caliente
 - leyes empíricas de la recristalización
- III) Crecimiento de Grano
 - efecto de partículas dispersas en el crecimiento de grano
- IV) Recristalización Secundaria
 - texturas de recristalización

D) RECUPERACION

Se denomina así a la etapa en que se producen cambios a nivel microscópico que no afectan el aspecto de los bordes de grano cuando la microestructura es observada ópticamente. El proceso de recuperación puede dividirse a su vez en dos partes: la primera a baja temperatura, se asocia a la variación de contenidos de defectos puntuales, y la segunda, a temperatura superior, se asocia a la variación en el contenido y distribución de dislocaciones. Es obvio que en la mayoría de los casos no puede establecerse una separación bien definida entre los diferentes procesos, y los efectos observados son el resultado de la superposición de varios mecanismos. Con el objeto de identificar los mecanismos actuantes se han realizado experiencias en condiciones en que es altamente probable que los efectos observados puedan ser asociados a un mecanismo determinado. De acuerdo a lo descrito en difusión, a cada temperatura del sólido corresponde una concentración de defectos puntuales en estado de equilibrio; también se mencionó que para alcanzar el equilibrio se requiere cierto tiempo dado por las leyes de difusión. La concentración de defectos en equilibrio es tanto mayor cuanto menor es su energía de formación, es por esta razón, que en general el mayor número de defectos generados por acción térmica corresponde a vacancias. Varias son las propiedades sensibles a la concentración de defectos puntuales, pero una simple de medir es la resistividad eléctrica. La alta sensibilidad de la resistividad a la concentración de defectos deriva de que la longitud de onda asociada a los electrones de conducción, es comparable al tamaño de los defectos puntuales. En primera aproximación la resistividad eléctrica puede suponerse compuesta de las composiciones siguientes:

$$\rho = \rho_{\text{difusión}}(T) + \rho_{\text{impurezas}}(c) + \rho_{\text{vacancias}}(v) + \rho_{\text{dislocaciones}}(d)$$

térmica

donde:

$\rho(T)$ es la contribución debida a las vibraciones de los átomos (iones) alrededor de sus posiciones de equilibrio por acción térmica; $\rho(c)$ es la contribución causada por impurezas en la red; $\rho(d)$ es debida a las dislocaciones y es en general muy pequeña; $\rho(v)$ es debida a la concentración de vacancias N_v y puede suponerse proporcional a la misma pues la concentración de vacancias generadas por acción térmica puede suponerse pequeña. De acuerdo a esto es posible determinar la energía de formación de vacancias, haciendo el experimento siguiente:

Se mide la resistividad eléctrica de una probeta bien recocida (bajo N_v), a temperatura fija, por ejemplo nitrógeno líquido. Luego la probeta se calienta a una temperatura determinada y se mantiene hasta alcanzar el estado de equilibrio a esa temperatura; seguidamente se temple lo más rápido posible y se mide la resistividad nuevamente a temperatura de nitrógeno líquido. El cambio (aumento) de resistividad puede suponerse proporcional a la concentración de vacancias en equilibrio N_v^e a la temperatura desde la cual se temple T_T , por lo tanto se tiene,

$$\Delta p \propto N_v^e(T_f)$$

Se ha observado experimentalmente que la concentración de vacancias depende de la temperatura en la forma

$$\Delta p \propto N_v^e = A e^{-\frac{\Delta H_v}{RT_f}}$$

$$\ln \Delta p = \text{cte} - \frac{\Delta H_v}{RT_f}$$

$$\frac{d(\ln \Delta p)}{d(1/T)} = -\frac{\Delta H_v}{R}$$

Con experimentos similares al descrito se han obtenido en varios materiales relaciones lineales entre $\ln \Delta p$ y $1/T$ calculándose así los valores para la energía de formación de vacancias ΔH_v . En el experimento descrito, la energía ΔH_v calculada corresponde a la energía de formación de vacancias por acción térmica, aunque las vacancias pueden también formarse por procesos de irradiación o deformación plástica.

Es posible hacer la determinación de la energía de migración de vacancias ΔH_{mv} analizando la dependencia entre la temperatura y la velocidad de variación de la resistividad durante recocidos isotérmicos, suponiendo que la velocidad de variación de Δp es proporcional a la velocidad de aniquilación de las vacancias durante el recocido. Si las vacancias difunden individualmente a sumideros, por ejemplo bordes de grano, donde se aniquilan, y éstos permanecen a distancias fijas l , es posible describir N_v en función de la coordenada y del tiempo mediante la expresión siguiente.

$$N_v(x,t) = \bar{N}_v + \beta \sin\left(\frac{x\pi}{l}\right) e^{\left(-\frac{D\pi^2 t}{l^2}\right)} \approx \Delta p$$

Considerando $\Delta p \propto N_v(x,t)$ y graficando $\ln \Delta p$ vs t se obtiene una recta de pendiente $-1/\tau$ o sea una medida del tiempo de relajación a esa temperatura. Dado que es difícil conocer el valor de l , resulta conveniente medir $1/\tau$ a dos temperaturas diferentes y suponer que l no cambia al pasar de una temperatura a otra. De esta forma haciendo el cociente entre los dos valores es posible despejar el valor ΔH_{mv} . En la figura 1 se muestra esquemáticamente la variación de $\ln \Delta p$ vs t a dos temperaturas diferentes, a partir de la cual se puede calcular ΔH_{mv} de la forma siguiente:

$$\frac{\left(\frac{d \ln P}{dt}\right)_{T_1}}{\left(\frac{d \ln P}{dt}\right)_{T_2}} = \frac{\tau_2}{\tau_1} = \exp\left[-\frac{\Delta H_{mv}}{R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right]$$

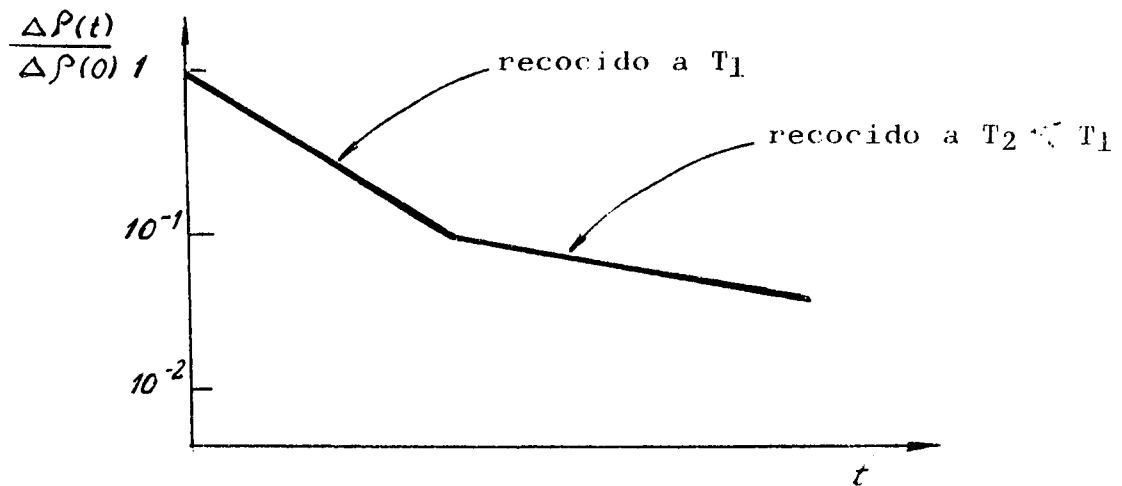


Fig. 29 Representación esquemática de $\frac{\Delta P(t)}{\Delta P(0)}$ vs. t si la concentración de defectos decae exponencialmente con el tiempo de recocido. El cambio en la pendiente resulta del cambio de temperatura de recocido.

Se ha observado en varios metales y aleaciones que las energías de activación medidas para autodifusión ΔH son aproximadamente iguales a $\Delta H_v + \Delta H_{mv}$ lo cual confirma la existencia del mecanismo de vacancias.

Cuando un metal que ha sido deformado en frío es recocido resulta de interés distinguir qué tipo de defectos reduce su concentración primero. Un método utilizado para esto, es recocer durante intervalos constantes de tiempo a temperaturas crecientes y registrar la variación de la concentración de defectos. Si las energías de migración ΔH_m son diferentes para cada tipo de defecto se obtendrá un gráfico semejante al indicado en la figura 30.

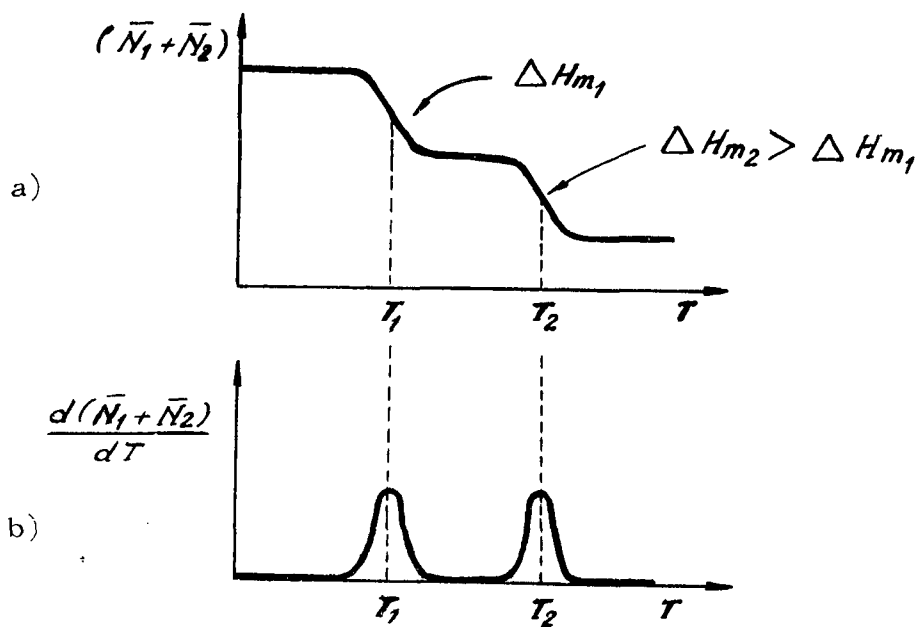


Fig. 30 a) Contenido total de defectos en función de la temperatura durante calentamiento continuo, cuando inicialmente hay dos tipos de defecto presentes.
 b) Variación del contenido de defectos con la temperatura de recocido cuando ambos migran con energía de activación diferente.

Curvas esquemáticas obtenidas, por calentamiento a velocidad constante, en una probeta que contiene dos tipos de defectos con diferente energía de activación.

- (a) Variación de la concentración total de defectos.
- (b) Velocidad de cambio de concentración con la temperatura.

Las temperaturas T_1 y T_2 indicadas en la figura 2 dependen tanto de la velocidad de calentamiento como de la distancia entre sumideros y energía de migración. Sin embargo un calentamiento continuo desde baja temperatura, puede permitir obtener información para identificar defectos que difieren en un 10% o más en el valor de ΔH_m .

Existe una relación entre la energía de migración y la temperatura en que se observa el pico de aniquilación, la cual indica que dicha temperatura aumenta a medida que se incrementa ΔH_m y viceversa.

En los metales o aleaciones trabajados en frío, la distribución y concentración de defectos es extremadamente compleja, pero su evolución durante el recocido de recuperación permite destacar algunas características generales. En las primeras etapas del recocido, son los defectos puntuales los que migran y/o se aniquilan reduciendo la energía libre y provocando, como ya se mencionó, cambios en la resistividad eléctrica.

Las propiedades mecánicas, la tensión de fluencia por ejemplo, son afectadas fundamentalmente por el cambio en la estructura de dislocaciones. Durante la recuperación, también se producen cambios en la evolución (disipación) de energía térmica debido a que el material pasa a un estado más estable. Un ejemplo de los cambios producidos en cobre durante el calentamiento se muestra en la figura 31.

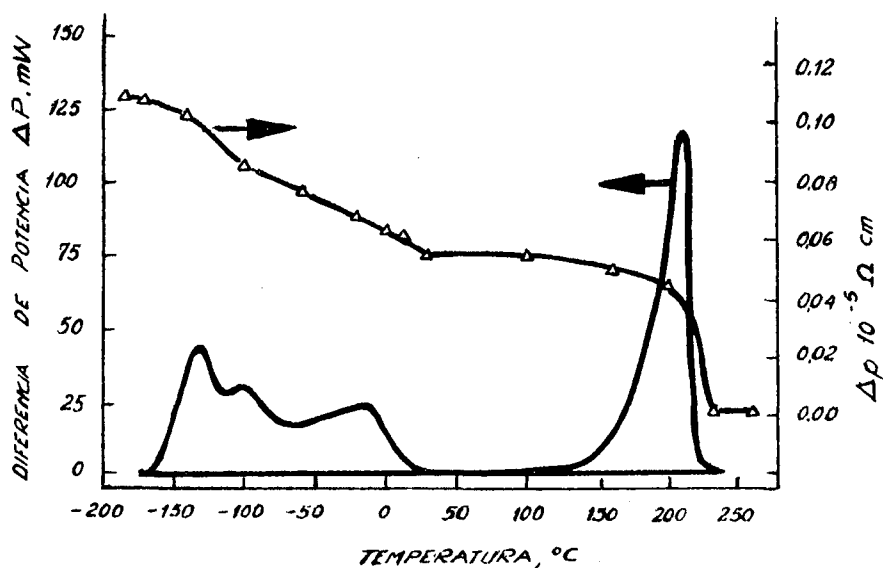


Fig. 31. Potencia disipada y variación de la resistividad eléctrica en función de la temperatura de calentamiento. Probeta de alambre de cobre trafilado a -195°C hasta un alargamiento efectivo del 54%. Velocidad de calentamiento $2^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (Clarebrough L., Hargraves M. y Loretto M., en "Recovery and Recrystallization of Metals", Himmel L.(ed) p. 84, AIME and Interscience Publishers, 1963).

Comparando los resultados de recuperación de diferentes metales puros, se ha observado que la energía de activación para autodifusión y la energía de activación para la migración de vacancias ΔH_{mv} crecen linealmente con la temperatura de fusión T_f . Esto permite expresar la temperatura a que un dado proceso de difusión tiene lugar, en términos de la fracción (T/T_f) . Si $(\frac{\Delta H_{mv}}{T_f})$ es aproximadamente igual para todos los metales, el valor de $\frac{\Delta H_{mv}}{T_f} e^{-\frac{\Delta H_{mv}}{RT}}$ también será aproximadamente igual para todos los metales para un dado valor de (T/T_f) .

Según la figura 3 la aniquilación de defectos puntuales se produce a temperaturas comprendidas entre 0.09 y 0.2 T_f mientras que la recuperación y recristalización se produce alrededor de 0.33 T_f .

POLIGONIZACION

Durante la etapa de recuperación la densidad de dislocaciones tiende a reducirse y en algunos casos se produce el "ablandamiento" del material sin llegar a recristalizar.

La distribución y tipo de dislocaciones presentes en el material deformado depende, entre otras cosas, del modo de deformación, como ser laminado, estirado, doblado, etc. Se ha observado que la densidad de dislocaciones generadas por deformación previa tiende a disminuir durante el recocido, mediante procesos térmicamente activados con energías de activación del orden de la requerida para la difusión de vacancias.

Otro proceso por el cual el material deformado puede reducir su energía libre, es por reordenamiento de las dislocaciones, de forma tal, de minimizar la energía elástica; este proceso permite que las dislocaciones forman "paredes" o bordes de subgrano y se denomina poligonización.

Un ejemplo de poligonización se muestra esquemáticamente en la Fig. 32; donde un monocristal ha sido deformado por doblado y luego recocido produciéndose el reagrupamiento de las dislocaciones en paredes normales a los planos de deslizamiento.

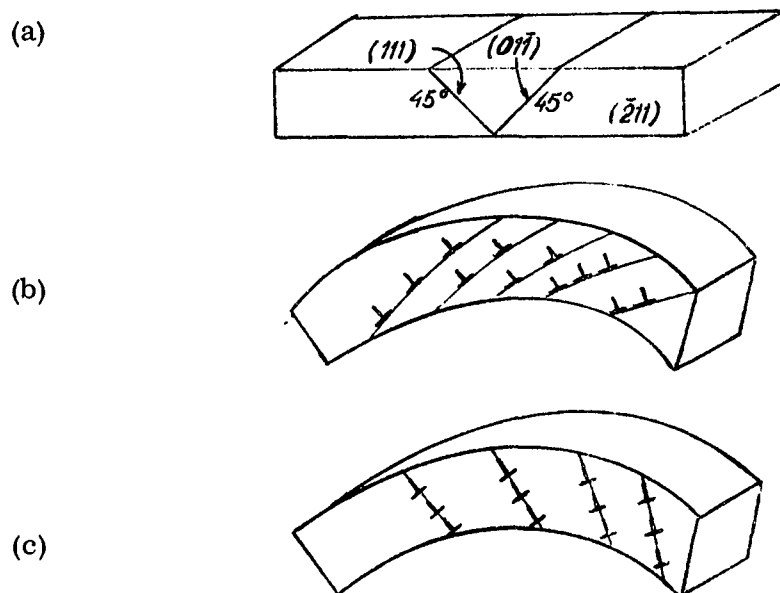


Fig. 32

- (a) Monocristal antes de la deformación por doblado mostrando los planos a 45° sobre los que se producen las máximas tensiones de corte durante el doblado.
- (b) Exceso de dislocaciones de un signo generado por la deformación plástica.
- (c) Paredes de dislocaciones (poligonización) después del recocido a alta temperatura.

(Hibbord W. and Dunn A., Acta Met. 4, 306-1965)

II) RECRISTALIZACION PRIMARIA

Se denomina así a la etapa en que se genera una nueva estructura por un proceso de nucleación y crecimiento, en el cual ciertos núcleos crecen a expensas de la **matriz** deformada y eventualmente llegan a consumirla en forma total. La nueva estructura está separada de la matriz deformada por medio de un límite (intercara) bien definido, siendo ésta una diferencia esencial con el proceso de recuperación en la que la transición entre zonas con diferente grado de recuperación se hace en forma más o menos continua.

- Nucleación y crecimiento: Durante el recocido del material deformado ciertas regiones con alto contenido de defectos (dislocaciones) se transforman en material con menor contenido de defectos, se observa experimentalmente que en el material deformado hay zonas preferenciales para la nucleación tales como bordes de grano, bordes de precipitados, y zonas altamente deformadas. Cualitativamente, se puede explicar la preferencia por estos lugares por tratarse de zonas de alta energía, por ejemplo, se

observa que algunos bordes de grano del material deformado son lugares muy probables para la nucleación y crecimiento. Es posible explicar el comportamiento de los bordes de grano usando un modelo bidimensional como el que se muestra en la figura 5, en esta figura se pueden ver ciertos bordes de grano en los que no se hace aparente la continuidad de la estructura a través de los mismos, y normalmente se denominan incoherentes. Los bordes de grano incoherentes son elementos favorables para transformar el material durante su avance, reduciendo el contenido de defectos al correspondiente en estado de equilibrio.

Un mecanismo de nucleación identificado, es el denominado migración de borde de grano inducida por deformación; cuando este mecanismo opera, un borde de grano empieza a avanzar en la región deformada de un grano vecino, generando una zona de material recristalizado. Un ejemplo de este mecanismo de nucleación y crecimiento se muestra en la Fig. 34.

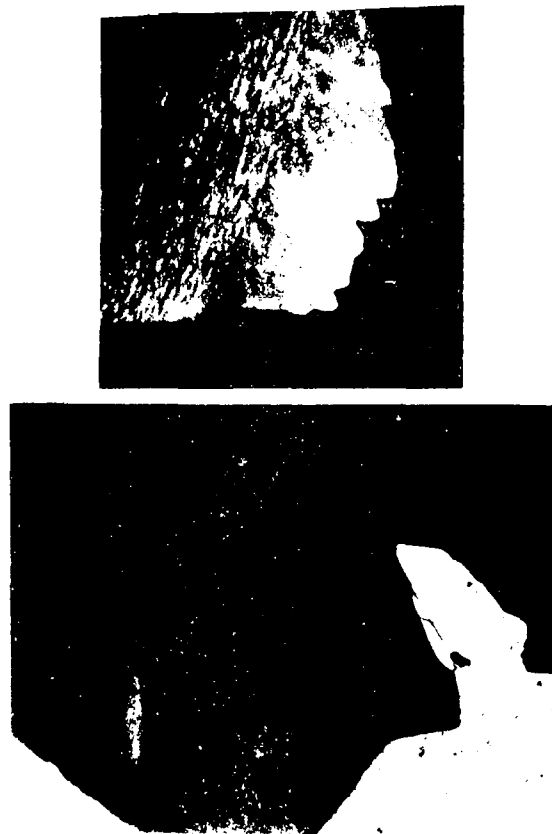


Fig. 34. Migración de borde de grano inducida por deformación en aluminio puro. Las zonas de aspecto uniforme entre granos corresponden a material libre de deformación. (Beck P.A., and Sperry P.R., J.Appl.Phys. 21, 150-1950).

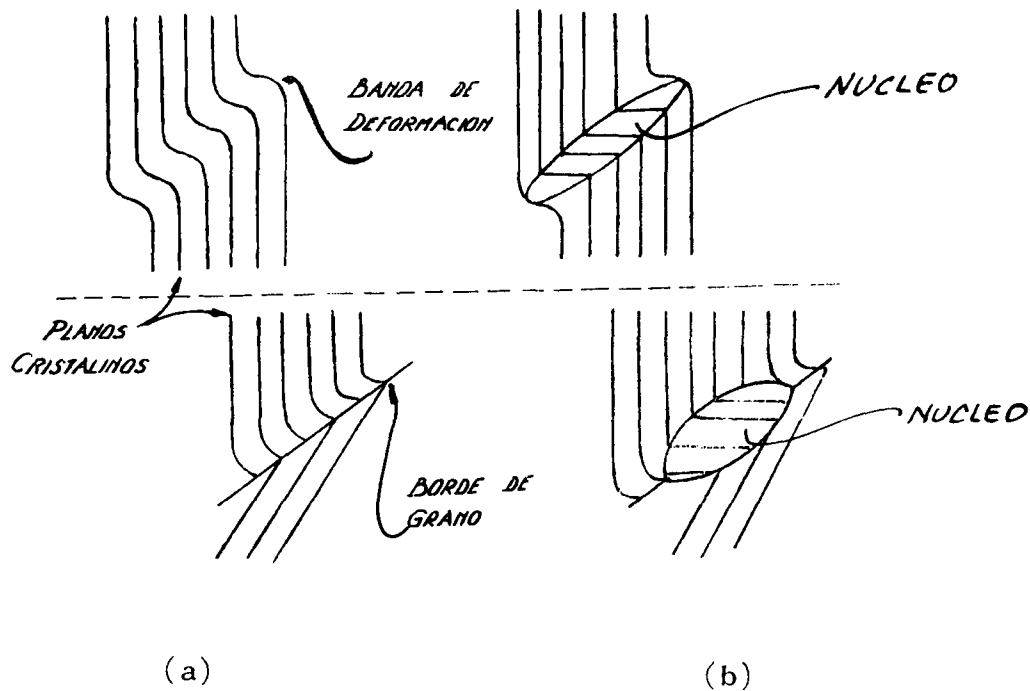


Fig. 35. a) Representación esquemática de una banda de deformación y de un borde de grano, mostrando la curvatura de los planos cristalinos. b) Representación esquemática de los núcleos de material recrystalizado en cada caso.

Otro proceso de nucleación y crecimiento suele operar cuando el material presenta zonas en que ha sido fuertemente deformado. En estas zonas los núcleos que aparecen pueden no guardar ninguna relación de orientación con la matriz deformada. En la figura 35 se muestran esquemáticamente dos casos en que la deformación es altamente no homogénea y se han generado núcleos de material recrystalizado.

Los procesos que ocurren durante el recocido en una zona que ha sido altamente distorsionada, como se muestra esquemáticamente en la figura 35, incluye la recuperación como se describió anteriormente.

En la figura 8 se muestra la evolución del proceso de recuperación de un monocristal de hierro. En particular, en la figura 36 se muestra la "maraña" de dislocaciones después de un corto recocido a baja temperatura. En la micrografía de la figura 36 b se observa la microestructura después que se ha producido un reordenamiento y aniquilación de las dislocaciones. Puede observarse que la mayoría de las dislocaciones formando maraña han desaparecido o se han reordenado formando bordes de grano de bajo ángulo. El área que se muestra en la figura 36 c es de la misma probeta de b pero de una región que contenía una banda de deformación. Durante el recocido la banda de deformación se ha transformado en

pequeños subgranos. El crecimiento preferencial de alguno de estos subgranos puede transformarlo en un verdadero núcleo de material recristalizado que crezca a expensas de la matriz deformada.

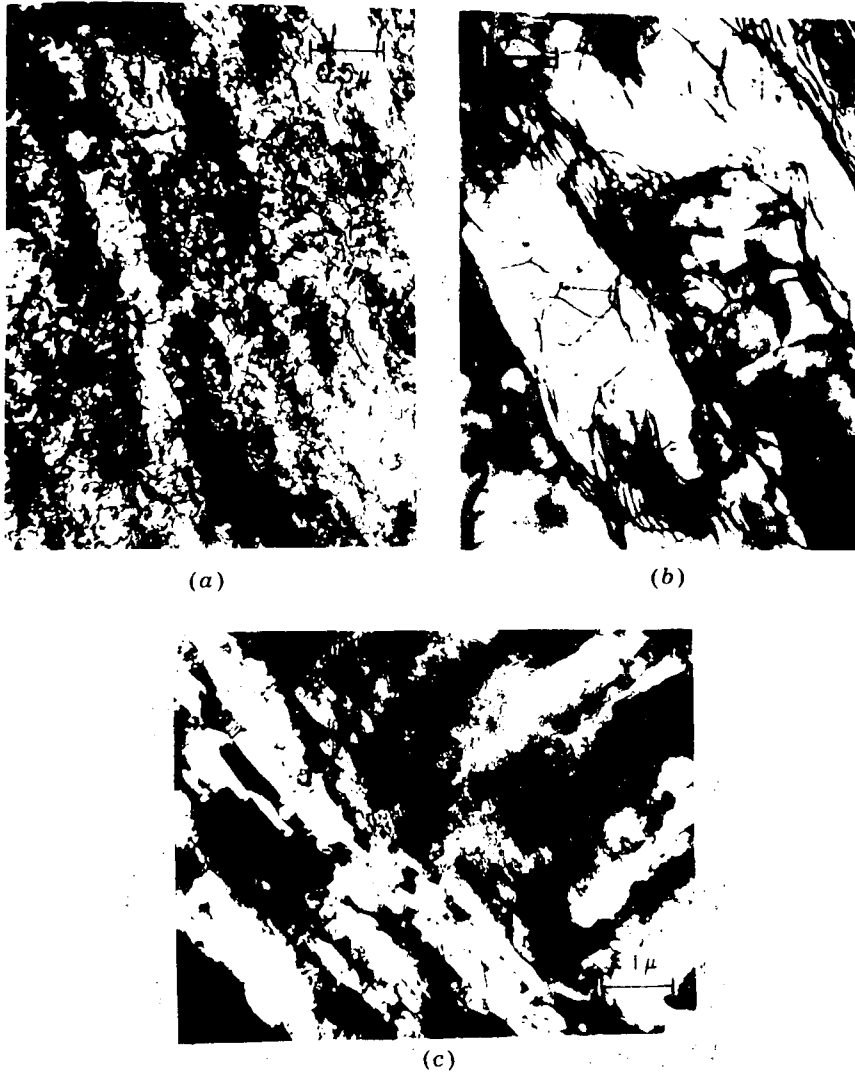


Fig. 36

- (a) Micrograffa electrónica de un cristal de hierro laminado 80% y recocido 20 min. a 400° C.
- (b) Similar, recocido 5 min. a 600° C.
- (c) Igual que en (b) pero mostrando una región que tenía una banda de deformación.

(Hsun Hu, en "Recovery and Recrystallization of Metals", p. 311, AIME and Interscience Inc., Publishers 1963).

Cinética de recristalización: Se denomina así a la ley de variación de la fracción recristalizada en función del tiempo. En lo que sigue se describirán algunos modelos que permiten deducir en forma aproximada aunque muy simple las ecuaciones que relacionan la fracción recristalizada en volumen para un dado tiempo $X(t)$, con el número de núcleos y la velocidad de avance (G) de la intercara. Cuando la intercara avanza en un material deformado, la fracción de material recristalizado cambia en el tiempo y dicho cambio puede expresarse de la forma siguiente:

$$\dot{X} = \frac{dX(t)}{dt} = A G$$

donde:

A = área de intercara por unidad de volumen y que al tiempo t avanza con velocidad G .

En el caso particular en que todos los núcleos sean activos para $X(t) \ll 1$, lo que implica nucleación saturada, la variación de X con t , estará determinada por la variación de A con el tiempo y la representación gráfica de $X(t)$ vs t tendrá la forma indicada en la figura 37.

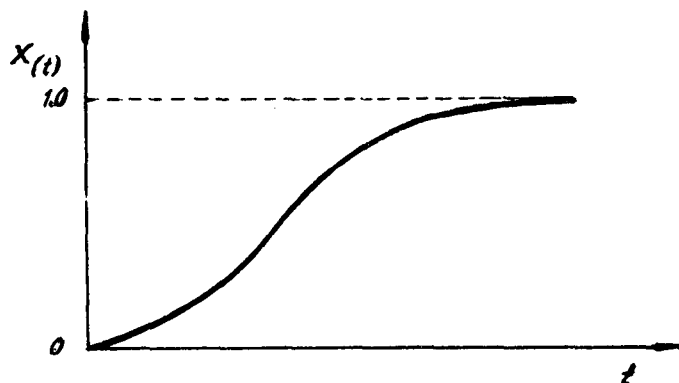


Fig. 37. Fracción transformada en volumen $X(t)$ en función del tiempo, en una transformación que procede por nucleación y crecimiento.

Si n es el número de lugares de nucleación por unidad de volumen y la nucleación ocurre muy rápidamente, resulta:

$$X(t) \approx \frac{4}{3} \pi n (Gt)^3 \quad \text{para } X(t) \ll 1$$

Cuando los nuevos granos crecen, se alcanza un límite en que empiezan a "tocar" uno con otro, lo que hace que $\frac{dX(t)}{dt}$ comience a disminuir por la disminución de A . La ecuación válida para todo tiempo, con n núcleos distribuidos al azar y G constante, resulta:

$$X(t) = 1 - \exp\left[-\frac{4}{3} \pi n (Gt)^3\right]$$

En el proceso de recristalización es de interés conocer el tiempo en que $X(t)$ alcanza un determinado valor; dado que es difícil determinar el tiempo en que $X(t) = 1$, normalmente se calcula el tiempo en que se obtiene $X(t) = 0.5$; de la ecuación anterior resulta:

$$t_{0.5} = \frac{1}{G} \left(\frac{0.165}{n}\right)^{1/3}$$

Comunmente se observa que G depende de la temperatura según una ley del tipo $G = B e^{-Q/RT}$ y por lo tanto si el número de núcleos no es función de la temperatura, se puede medir la energía de activación Q , representado gráficamente ($t_{0.5}$ vs. $1/RT$).

Como se mencionó anteriormente, en la mayoría de los casos, la nucleación es preferencial; en general se observa la secuencia de nucleación siguiente: (1) esquinas donde se unen más de dos granos, (2) aristas donde los bordes de grano se unen, (3) superficies de borde de grano, y (4) nucleación en volúmen. En la figura 38 se muestran esquemáticamente diferentes lugares posibles de nucleación.

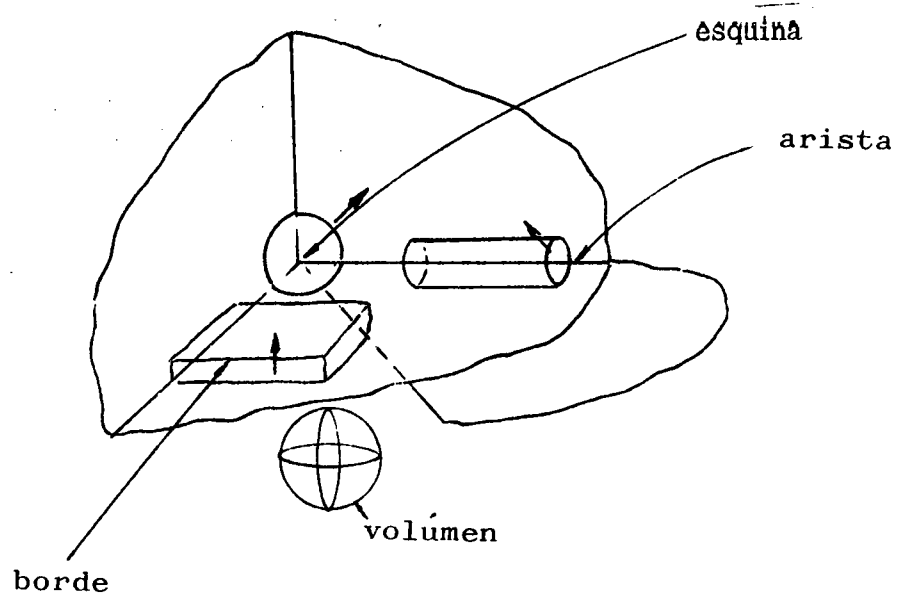


Fig. 38. Representación esquemática de la formación de núcleos en esquinas, aristas, bordes de grano y volumen respectivamente.

La dependencia de $X(t)$ con el tiempo está determinada también por la "geometría" del lugar de crecimiento de la forma siguiente:

Si n = número de esquinas activas, por unidad de volumen

$$X(t) \approx \frac{4}{3} \pi (Gt)^3 n \quad \text{para } X(t) \ll 1$$

Si L = longitud de aristas activas, por unidad de volumen

$$X(t) \approx \pi r^2 L = \pi L (Gt)^2 \quad \text{para } X(t) \ll 1$$

Si A = área de borde de grano activa, por unidad de volumen

$$X(t) \approx A(Gt) \quad \text{para } X(t) \ll 1$$

Cuando la nucleación es dependiente del tiempo, la ecuación que relaciona $X(t)$ con las otras variables puede deducirse de la siguiente forma:

Si N = número de núcleos por unidad de volumen y por unidad de tiempo

El volumen de un núcleo esférico al tiempo t será:

$$V = \frac{4}{3} \pi (Gt)^3$$

y si hay un tiempo de incubación \bar{t} , el volumen del núcleo será:

$$V = \frac{4}{3} \pi [G(t - \bar{t})]^3$$

por lo tanto el volumen transformado en un tiempo $d\bar{t}$, será:

$$VN d\bar{t}$$

En base a las hipótesis anteriores la fracción transformada al tiempo t , para $X(t) \ll 1$ resulta:

$$X(t) = \frac{4}{3} \pi N G^3 \int_0^t (t - \bar{t})^3 d\bar{t} = \frac{\pi N G^3 t^4}{3}$$

La ecuación válida para todo t , resulta:

$$X(t) = 1 - \exp\left[-\frac{\pi N G^3 t^4}{3}\right]$$

El tiempo para obtener $X(t) = 0.5$ resulta:

$$t_{0.5} \approx \frac{1}{G^{3/4}} \left(\frac{0.662}{N}\right)^{1/4}$$

Dado que se ha considerado la velocidad de nucleación N constante, el número aproximado de granos por unidad de volumen para $X(t) = 0.5$ resulta $N \cdot t_{0.5}$ o sea:

$$N t_{0.5} \approx \left(\frac{N}{G}\right)^{3/4}$$

si se considera que d es el diámetro medio de grano recrystalizado, el número de granos por unidad de volumen será proporcional a:

$$\frac{1}{d^3} \approx N t_{0.5} \approx \left(\frac{N}{G}\right)^{3/4}$$

LEYES EMPIRICAS DE LA RECRISTALIZACION

La información empírica obtenida sobre procesos de recrystalización es muy grande, pero todavía no se tiene un conocimiento preciso de los mecanismos atómicos operantes, como para poder efectuar cálculos cuantitativos desde "primeros principios". Sin embargo, de un estudio comparativo de los datos obtenidos sobre recrystalización, se ha podido establecer un conjunto de leyes que resumen el conocimiento empírico sobre el tema y son aplicables en general a metales, aleaciones y cerámicas deformables.

Los objetivos buscados con la recrystalización son recuperar las propiedades que el material tenía antes de la deformación y a veces tratar de obtener un cambio del tamaño de grano. Se denomina temperatura de recrystalización a aquella temperatura de recocido que permite recrystalizar en un tiempo dado. Por conveniencia en las especificaciones técnicas de los materiales, se suelen indicar tiempos de una hora. En la figura 39

se muestra el cambio de algunas propiedades, causado por la recristalización, en función del porcentaje de deformación y de la temperatura de recocido para el caso particular de alambre de cobre trefilado.

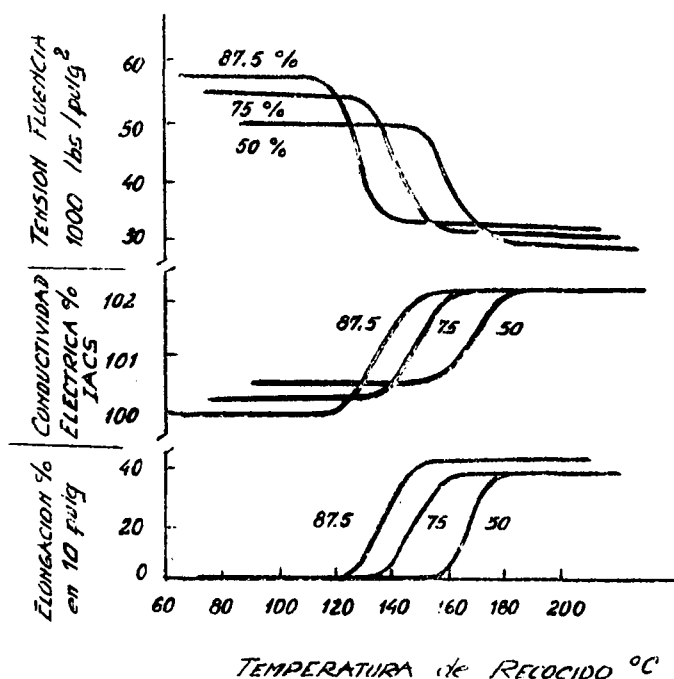


Fig. 39. Variación de algunas propiedades del alambre de cobre puro, para diferentes porcentajes de reducción en frío en función de la temperatura de recocido. Tiempo de recocido 1 hora. (Smart J., Smith A. and Phillips A., Trans. AIME, 143, 272-1941).

En forma general se ha observado que la temperatura de recristalización depende del tiempo de recocido, la cantidad de deformación en frío, etc., en la forma siguiente:

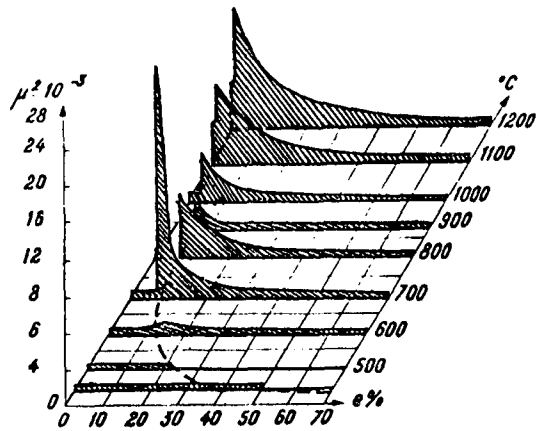
1. La temperatura de recristalización crece para tiempos de recocido menores. Es decir, para recristalizar en menor tiempo es necesario aumentar la temperatura.
2. La temperatura de recristalización decrece con el aumento de la deformación en frío.
3. El tamaño de grano recristalizado depende principalmente de la cantidad de deformación en frío y decrece con el aumento de la misma.
4. Para una deformación dada, la temperatura de recristalización aumentará con:
 - el tamaño de grano del material deformado
 - la temperatura de trabajado en frío
 - una velocidad de calentamiento baja

La dependencia de la temperatura de recristalización con las diferentes

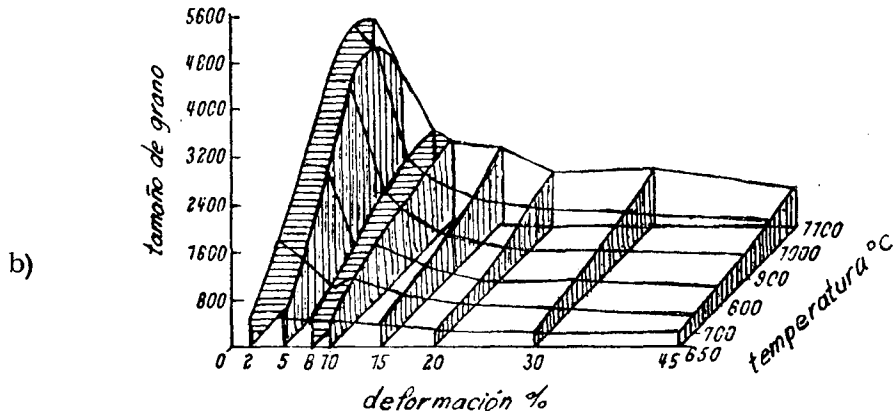
variables ha sido establecida principalmente para materiales puros o aleaciones de una sola fase. Cuando se trata de materiales de más de una fase las dependencias descriptas pueden ser algo diferentes, particularmente en lo referente a tamaño máximo de grano, ya que dicho tamaño puede quedar limitado porque en estado recocido cada fase ocupa una fracción del volumen determinada.

En la Fig. 40 se muestra la variación del tamaño de grano con el porcentaje de deformación y con la temperatura de recocido, para el hierro y para tres aceros diferentes. Puede observarse que aparece una zona crítica en deformación y temperatura para la que el crecimiento de grano alcanza valores máximos. Conviene destacar que cuando el material es deformado en frío plásticamente, cualquiera sea el método utilizado, se introducen anisotropías en sus propiedades debido a la orientación preferencial o textura que se genera por la deformación. La macroestructura de "fibras" como se la suele observar normalmente es un ejemplo de los efectos de la deformación. Por otro lado cuando el material recristaliza puede generar una microestructura que vista ópticamente aparece de grano homogéneo, aunque normalmente aparecen otras texturas o anisotropías que pueden o no coincidir con las de deformación pero que sí son provocadas por las de deformación. Estas texturas de recristalización tienen en muchos casos una importancia tecnológica fundamental y puede tener que adecuarse el proceso de deformación y tratamiento térmico para controlar las texturas finales. Casos típicos ocurren en la fabricación de chapas para embutido profundo y en la fabricación de tubos sin costura para uso nuclear o aeronáutico.

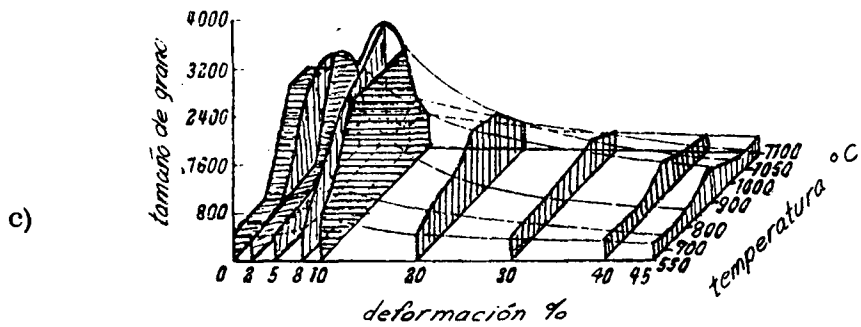
Todo lo dicho anteriormente respecto del tamaño de grano del material recristalizado es válido siempre que durante el calentamiento o enfriamiento no se produzcan transformaciones de fase. Este aspecto será descripto más adelante cuando se consideren diferentes tratamientos térmicos, en particular el normalizado.



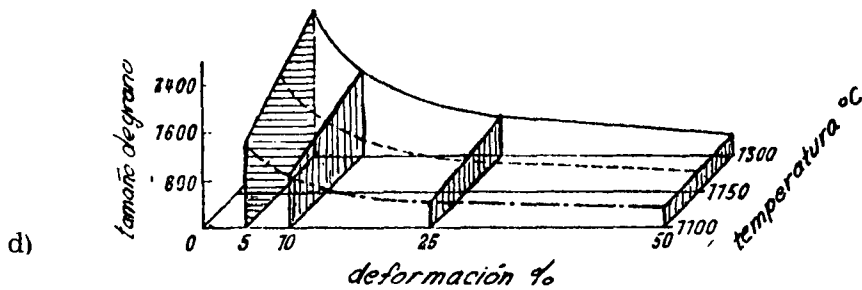
a)



b)



c)



d)

Fig. 40. a) Recristalización del hierro. b) Recristalización de acero 30% Cr (ferrítico). c) Recristalización de acero 17% Cr (semiferrítico). d) Recristalización de acero 8% Ni, 18% Cr (austenítico).

Avance del borde de grano durante la recristalización:

La fuerza que genera el avance del borde de grano durante la recristalización es producida esencialmente por la diferencia de energía libre entre el material deformado, es decir, con una densidad de defectos mayor que la de equilibrio y el material recristalizado. Se puede considerar que la fuerza impulsora resulta de la diferencia de potencial químico $\Delta\mu$ entre los átomos situados a ambos lados del borde, por lo tanto si δ es el espesor de dicho borde, la fuerza impulsora (o mejor dicho el gradiente de potencial) puede aproximarse por $\Delta\mu/\delta$ y si G es la velocidad de avance, la movilidad M queda definida por la siguiente ecuación:

$$G = M \left(-\frac{\Delta\mu}{\delta} \right)$$

Esta expresión puede ser puesta en forma más explícita considerando un modelo de borde de grano donde los átomos vibran alrededor de sus posiciones de equilibrio con una frecuencia ν y donde los átomos ubicados junto al borde de grano pueden saltar "a través" del mismo cuando la amplitud de vibración excede cierto valor. Si se supone que los átomos saltan en forma individual cada vez que adquieren una energía Q , el modelo se puede representar esquemáticamente como se indica en la Fig. 41.

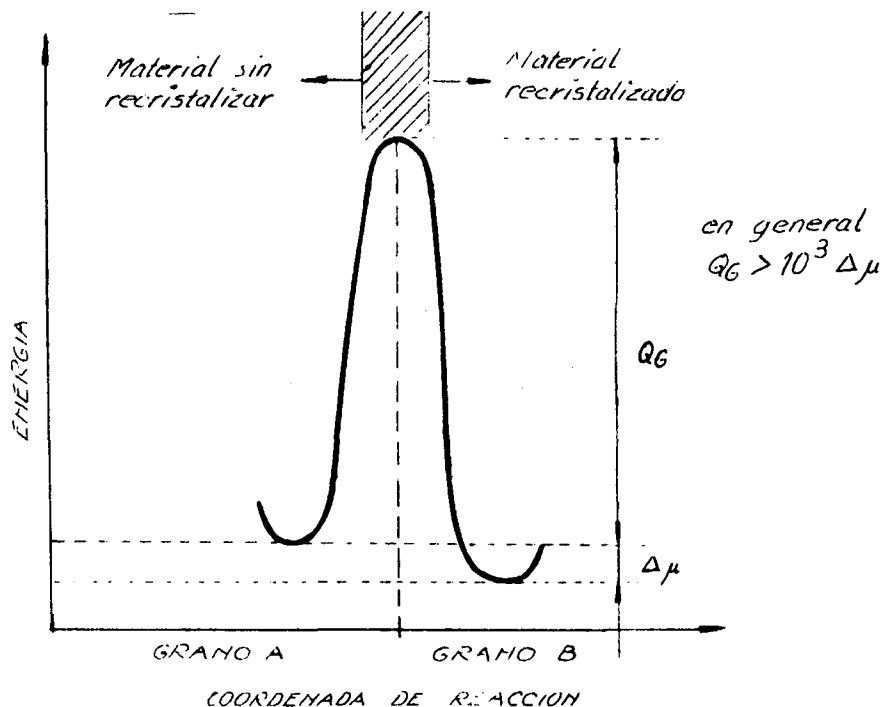


Fig. 41. Representación esquemática de la variación de energía por átomo a través de un borde de grano. Q_G energía de activación y $\Delta\mu$ diferencia de potencial químico por átomo.

Si la frecuencia media de salto de un átomo del grano A al grano B

puede expresarse por:

$$\nu e^{-\frac{Q_G}{RT}}$$

y la frecuencia de salto de un átomo del grano B al grano A puede expresarse por:

$$\nu e^{-\left(\frac{Q_G + \Delta\mu}{RT}\right)}$$

y si se considera $\Delta\mu/RT \ll 1$ como es en el caso de recristalización, la velocidad de migración G puede expresarse por la ecuación siguiente:

$$G = \delta \nu \frac{\Delta\mu}{RT} e^{-\frac{Q_G}{RT}}$$

por lo tanto la movilidad (M) resulta:

$$M = \frac{\delta^2 \nu}{RT} e^{-\frac{Q_G}{RT}}$$

El modelo expuesto, a pesar de lo elemental, da cuenta de la dependencia de G con T, observada experimentalmente y establece claramente que M puede considerarse como proporcional al coeficiente de difusión. Sin embargo el modelo no toma en cuenta la variación de la estructura del borde de grano para diferentes relaciones de orientación o el tipo de movimiento que cada átomo debe hacer en relación a sus vecinos al pasar de una red a otra. Los procesos atómicos que determinan M, actualmente no se entienden con claridad pero se ha determinado experimentalmente que M depende fundamentalmente de la temperatura, concentración de impurezas, orientación relativa de los granos y en un grado menor de la orientación del borde respecto de ambos granos.

En casi todos los metales existen bordes de grano con alta movilidad. Un ejemplo de este comportamiento se ha observado en la movilidad de bordes de grano en plomo muy puro aleado con pequeñas cantidades de estaño (figura 42). Se puede observar que los granos de alta movilidad tienen una relación de orientación bien definida, respecto de la matriz, y que la diferencia de movilidad con respecto a los bordes desordenados crece con el contenido de impurezas (Sn).

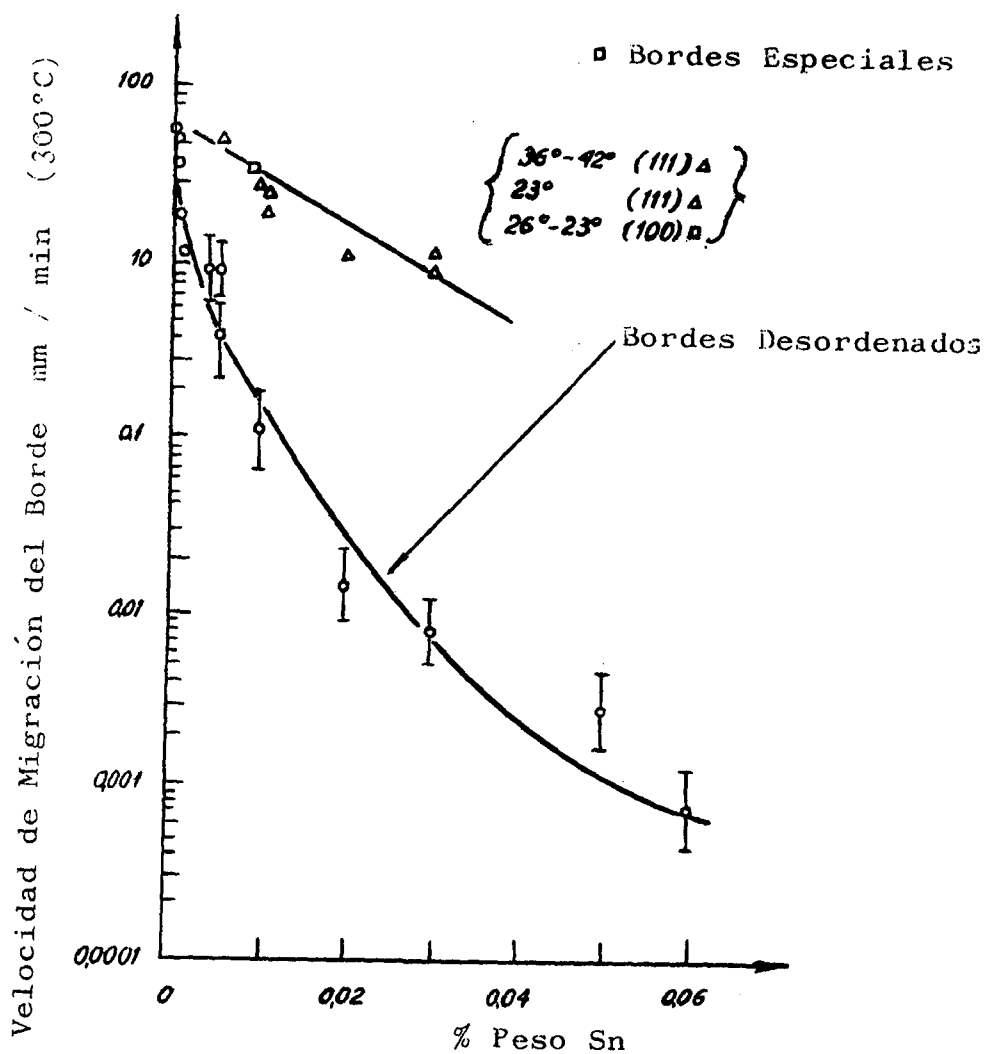


Fig. 42. Velocidad de migración de bordes de grano, a 300°C, en plomo obtenido por fusión zonal, en función del contenido de Estaño. Las estructuras a ambos lados de estos bordes especiales tienen las direcciones $[111]$ o $[100]$ comunes. (Aust K. and Rutler J. en "Recovery and Recrystallization of Metals" Himmel (ed.) p. 13, AIME and Interscience Publishers, Inc., 1963).

Actualmente no se sabe con precisión por que las impurezas (en ppm) afectan la movilidad de ciertos bordes de grano. Se ha especulado, suponiendo que la segregación de impurezas es selectiva según la energía asociada al borde de grano, pero no hay suficientes pruebas experimentales. Un ejemplo de cómo es afectada la temperatura de recristalización del Cu con adiciones de P o Ag se muestra en la figura 43.

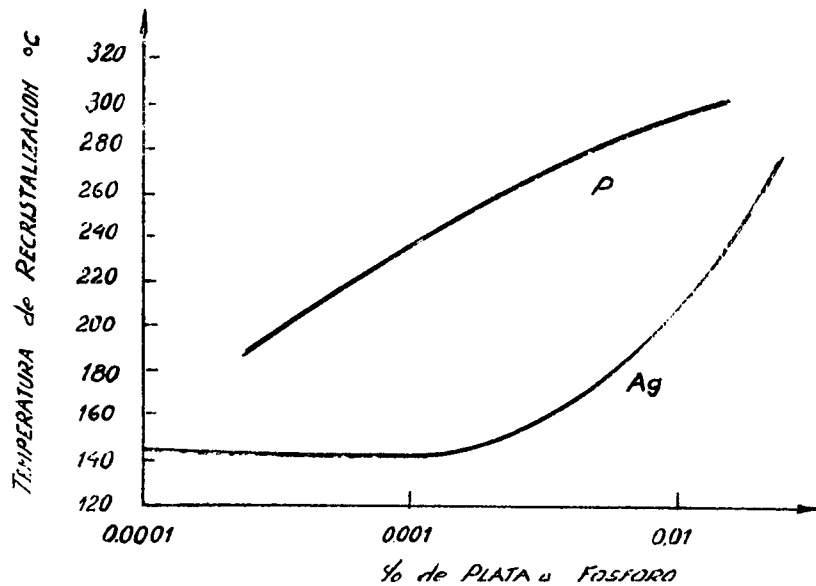


Fig. 43. Temperatura de recristalización del Cu en función del contenido de Ag o P. (Smart J., and Smith A., Trans. AIME, 166, 144-1945).

CRECIMIENTO DE GRANO

El crecimiento del tamaño de grano empieza a ser importante en general, a temperaturas mayores de 0.5 de la temperatura de fusión (en la escala absoluta °K). En esta etapa del recocido los granos grandes crecen a expensas de los más chicos, produciéndose un aumento del tamaño medio de grano (\bar{D}). En la figura 44 se muestra esquemáticamente la cinética de crecimiento de grano a dos temperaturas diferentes.

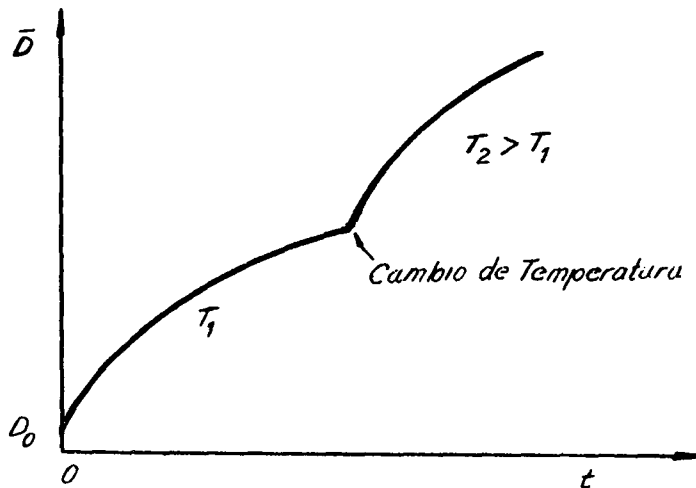


Fig. 44. Cambio del tamaño medio de grano \bar{D} en función del tiempo de recocido. Notar el incremento de la velocidad de crecimiento (pendiente) al aumentar la temperatura.

Durante el crecimiento de grano, el material reduce su energía libre porque reduce el área de borde de grano. La energía asociada al borde de grano es algunos órdenes de magnitud menor que la disponible para impulsar el proceso de recristalización, esto explica en principio por qué el crecimiento de grano tiene lugar a temperaturas más elevadas que las de recristalización. La energía por unidad de volumen asociada a bordes de grano puede expresarse como:

$$G_b = A_b \cdot \gamma_b$$

donde:

A_b = área de borde de grano por unidad de volumen

γ_b = energía de borde de grano por unidad de área (equivalente a tensión superficial)

Si la migración del borde de grano se describe con una ecuación

análoga a la usada en recristalización, se tiene:

$$G = M \left(\frac{\Delta\mu}{\delta} \right) \left[\frac{\text{cm}}{\text{seg}} \right]$$

Dado que el potencial químico $\Delta\mu$ es función de la forma del borde de grano, se puede establecer la relación entre $\Delta\mu$ y el radio de curvatura (r) en la siguiente forma: sea un "grano esférico" de radio (r) que varía su tamaño en (dr), como se muestra en la figura 45. En estado de equilibrio se puede hacer el siguiente balance energético,

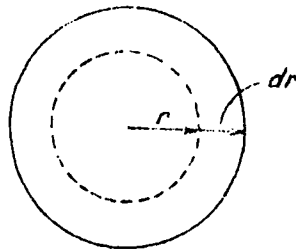


Fig. 45. Modelo de grano esférico usado para obtener la relación entre el potencial químico y el radio de curvatura (radio de la esfera).

$$\Delta\mu \, dn = \gamma_b \, dA$$

$$\Delta\mu = \gamma_b \frac{dA}{dn}$$

$$A = 4\pi r^2 \rightarrow dA = 8\pi r \, dr$$

$$V = \frac{4}{3}\pi r^3 \rightarrow dV = 4\pi r^2 \, dr$$

donde dn es el número de átomos que intercambia el grano con la matriz y si Ω es el volúmen atómico, se tiene:

$$dn = \frac{dV}{\Omega} = \frac{4\pi r^2}{\Omega} \, dr$$

reemplazando, resulta:

$$\Delta\mu = \frac{2\gamma_b \Omega}{r}$$

Dada la dependencia entre $\Delta\mu$ y r resulta que la diferencia de potencial químico, entre los átomos que están "dentro" del grano y los que están "afuera", crece a medida que el radio de curvatura disminuye.

Si se hace la analogía entre un grano y una burbuja de gas, lo anterior equivale a decir que la diferencia de presión a través de la pared (equivalente a $\Delta\mu$) crece cuando disminuye el tamaño de la burbuja. Cuando se trata de una estructura cristalina, el efecto de la curvatura puede visualizarse como se muestra en la figura 46.

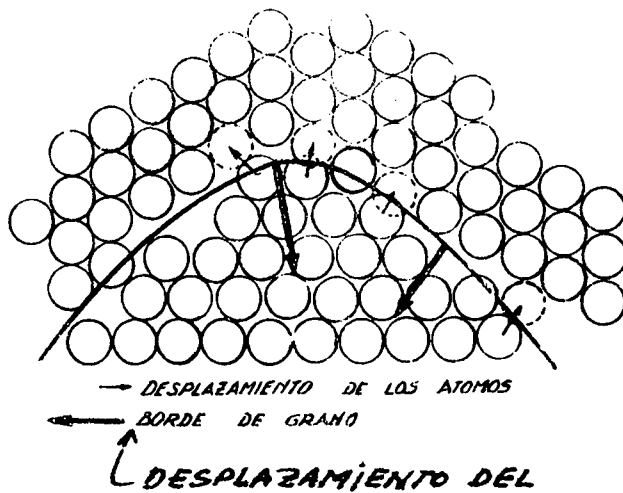


Fig. 46. Movimiento de borde de grano. Los átomos se desplazan hacia la superficie cóncava donde son más estables. Como resultado de estos desplazamientos el borde de grano se mueve hacia su centro de curvatura.

Tratándose de materiales de una sola fase, puede suponerse en primera aproximación, que la tensión superficial es igual para los diferentes bordes; esto implica que cuando se encuentren tres bordes de grano, el ángulo de contacto será de 120° . Visto en un plano, lo anterior equivale a decir que durante el crecimiento en general se presentarán tres situaciones límites como se muestra en la figura 47.

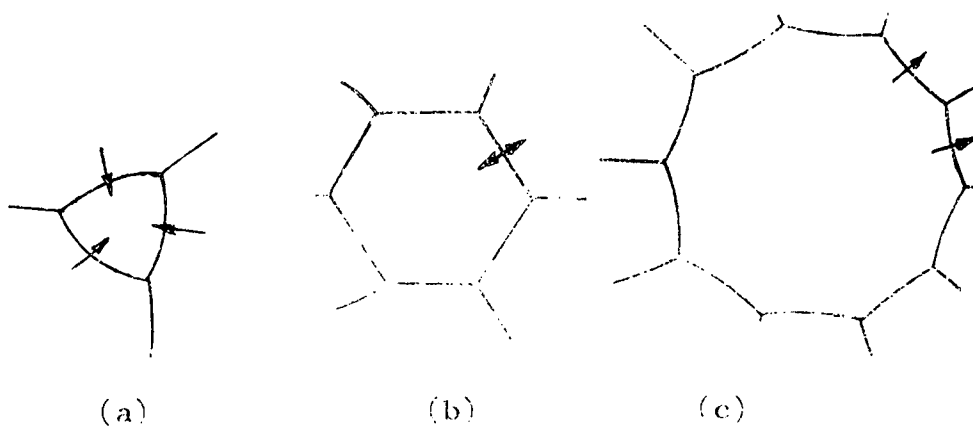


Fig. 47. Esquema bidimensional en que los bordes de grano hacen contacto a 120° .

- (a) granos con menos de seis lados tienen su centro de curvatura adentro y tienden a reducir su tamaño.
- (b) granos de seis lados están en una posición de equilibrio.
- (c) granos con más de seis lados tienden a crecer, pues el centro

de curvatura de cada lado es menor que el de los otros.

La cinética de crecimiento de los granos con más de seis lados puede describirse de la forma siguiente:

$$G \approx \frac{d\bar{D}}{dt} = M \frac{\Delta\mu}{\delta} = \frac{M}{\delta} \frac{2\gamma_b \Omega}{\alpha \bar{D}} \propto \frac{1}{\bar{D}}$$

donde se ha supuesto que algunos granos (aquellos con más de seis lados) tienen un tamaño (D) aproximadamente doble del valor medio (\bar{D}). Esta suposición está avalada por la experiencia en muchos casos.

La expresión deducida para la cinética de crecimiento depende de la temperatura a través de M y da cuenta del cambio de tamaño en función del tiempo, como se mostró esquemáticamente en la **Fig 44**.

Efecto de partículas dispersas en el crecimiento de grano:

La intersección de un borde de grano que avanza, con partículas dispersas fijas en la matriz, se traduce en una reducción del área de borde de grano por unidad de volumen cada vez que el borde de grano intercepta una partícula. A esta reducción de área está asociada una disminución de energía libre ΔG_b y por lo tanto aparece una tendencia a frenar el crecimiento. La fuerza de freno (F) puede suponerse proporcional al gradiente de la energía y si se considera una partícula de radio r , en primera aproximación se puede escribir:

$$F = \frac{\Delta G_b}{r} = \frac{\gamma_b \pi r^2}{r} = \gamma_b \cdot \pi r$$

si hay n_s partículas por unidad de área de borde de grano:

$$F \approx n_s \pi r \gamma_b$$

La fracción de área "sustraída" al borde de grano al interceptar n_s partículas es:

$$f_s = n_s \pi r^2$$

y se puede demostrar con argumentos geométricos que si la distribución es homogénea, f_s es numéricamente igual a la fracción de partículas por unidad de volumen f_v . Por lo tanto la fuerza máxima de frenado, F_{max} resulta:

$$F_{max.} = n_s \gamma_b \pi r = \frac{f_b \cdot \gamma_b}{r}$$

Anteriormente fue deducida una expresión para la cinética de crecimiento de grano; en el caso de haber partículas dispersas puede considerarse que formalmente sigue siendo válida simplemente considerando la reducción en la fuerza impulsora. De esta forma la ecuación que describe la cinética puede expresarse:

$$G = \frac{d\bar{D}}{dt} = \frac{2M\Omega}{\delta} \gamma_b \left(\frac{1}{\alpha\bar{D}} - \frac{f_v}{r} \right)$$

de donde se puede deducir:

- (a) Para grano muy fino resulta $(\alpha\bar{D})^{-1} \gg f_v/r$, y por lo tanto la velocidad de crecimiento no será afectada por las partículas.
- (b) El crecimiento se detiene para $D = r/\alpha f_v$
- (c). El tamaño de grano final, D, será tanto mayor cuanto mayor sea el radio de las partículas o cuanto menor sea la fracción en volumen.

Cualquier dispersión de partículas extrañas (inclusiones) tiene como efecto reducir el crecimiento de grano, sin embargo hay algunas inclusiones que son más efectivas que otras. Una característica general es que si hay restricción del crecimiento a baja temperatura y este es forzado a tener lugar a alta temperatura, dicho crecimiento resulta tanto más violento cuanto mayor sea la restricción. Un tipo de crecimiento de grano más o menos continuo se observa en aceros de mediano y alto carbono obtenidos por el método Siemens-Martin y que no son desoxidados (calmados) con aluminio. En estos casos las inclusiones distribuidas en forma homogénea y de tamaño fino son probablemente compuestos de silicio y no provocan una restricción notable en el crecimiento; en la Fig. 48 se muestra la variación del tamaño de grano en dos aceros de este tipo, las cuales cuando son observadas al microscopio muestran un tamaño de grano homogéneo.

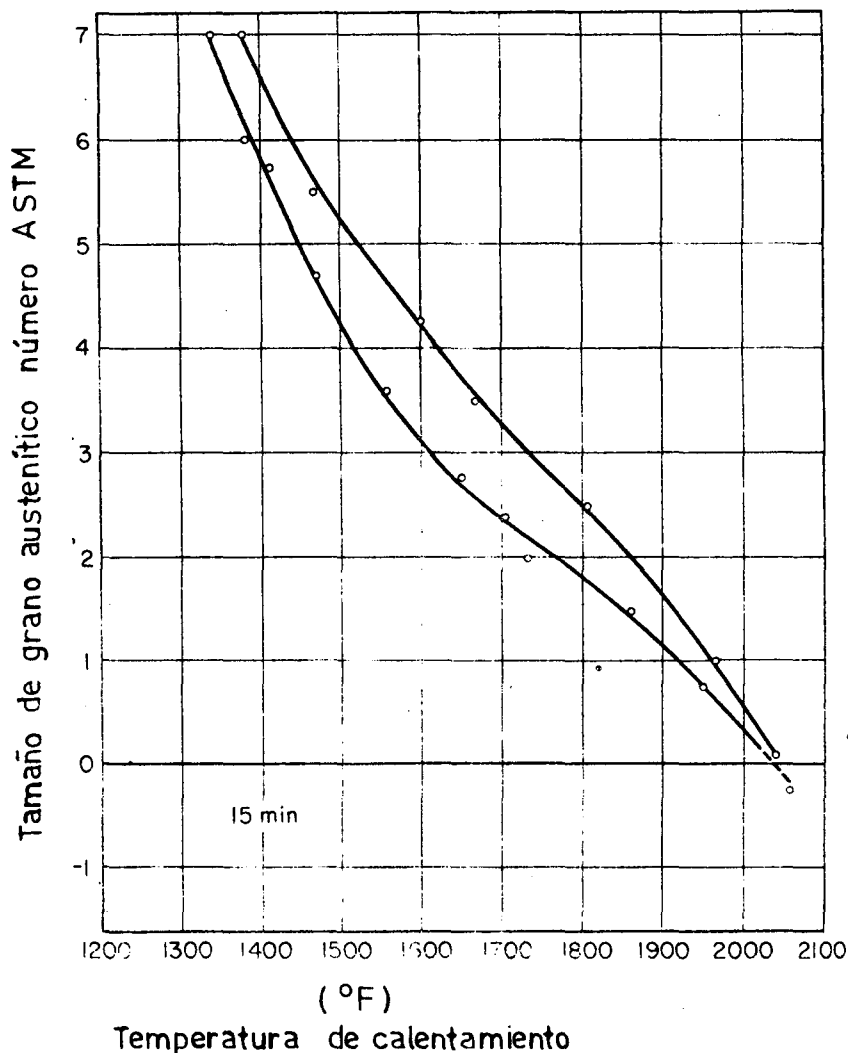


Fig. 48. Variación del tamaño de grano austenítico (número ASTM) en función de la temperatura de recocido, en dos aceros que no tienen restringido el crecimiento de grano (Bain y Paxton en *Alloying Elements in Steel*, 1966).

En los aceros desoxidados con aluminio se puede observar a veces que el crecimiento de grano es muy lento o prácticamente nulo hasta que se alcanza determinada temperatura, a partir de la cual un pequeño sobrecalentamiento hace crecer el tamaño de grano en forma violenta. Si el tiempo a la temperatura donde se verifica el crecimiento no es suficiente, pueden obtenerse microestructuras con dos tamaños de grano esencialmente diferentes, a las cuales usualmente se las denomina "duplex". En la Fig. 49 se muestra esquemáticamente el cambio violento en el tamaño de grano austenítico cuando la temperatura de calentamiento alcanza determinado valor.

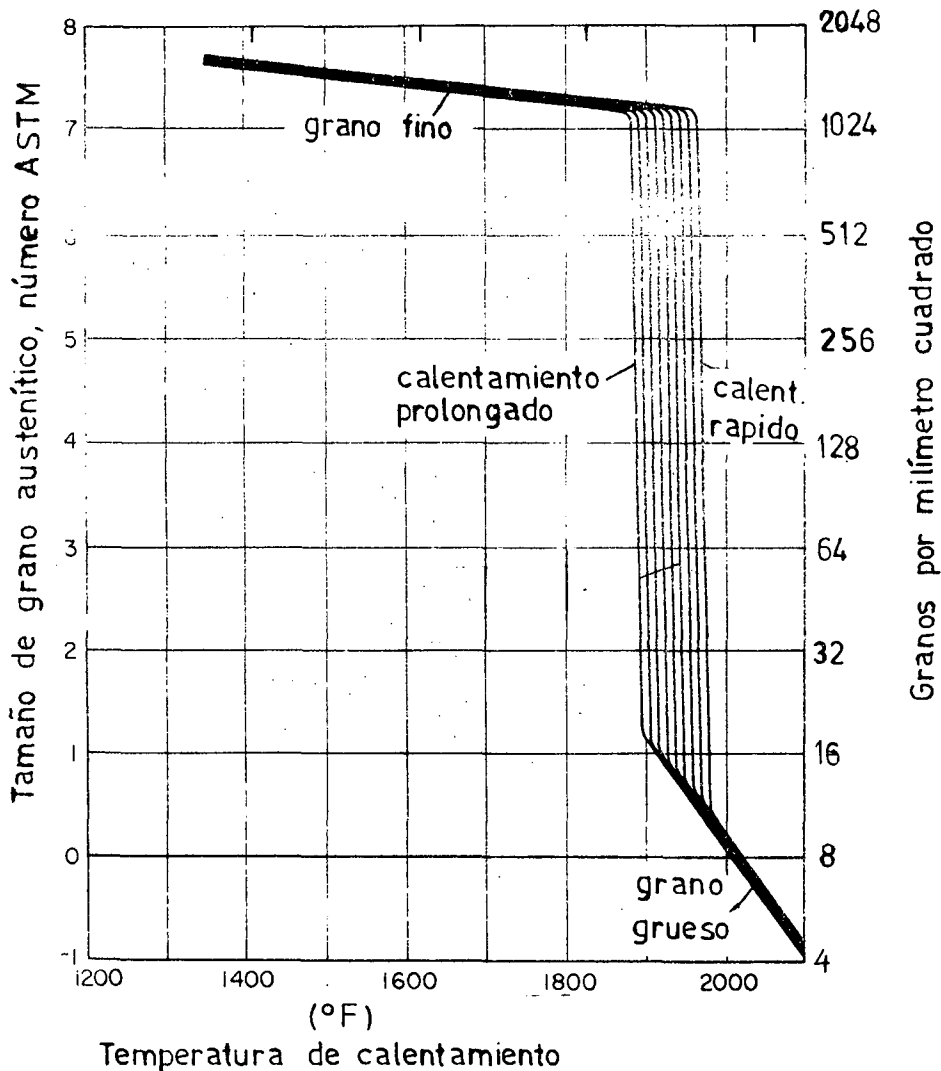


Fig. 49. Representación esquemática de la variación del tamaño de grano austenítico (número ASTM), en función de la temperatura de calentamiento en aceros que muestran crecimiento violento de grano, tal como las desoxidadas con aluminio.

La adición de aluminio al acero en estado líquido capta rápidamente el oxígeno disuelto y forma óxidos que por flotación pasan a la escoria; de todos modos el tamaño de los óxidos es tal (macroinclusiones) que su acción como inhibidores de crecimiento de grano es mínima. Una vez que el acero con bajo contenido de oxígeno disuelto a pasado a estado sólido, se produce la difusión del nitrógeno para formar nitruros. Los nitruros son insolubles en la austenita hasta cierta temperatura y su tamaño es submicroscópico, es decir que no pueden detectarse con el microscopio óptico. El intervalo de temperaturas en que entran en solución es pequeño ya que su solubilidad aumenta en un factor cuatro aproximadamente entre 900 y 1000°C. Esto permite explicar el violento aumento de tamaño de grano, cuando se sobrepasa cierta temperatura de calentamiento, si el acero ha sido desoxidado con aluminio. Desde el punto de vista práctico cuando se desea asegurar grano fino a alta temperatura, como puede ser en los aceros de cementación, se suele especificar contenidos de aluminio mayores de 0.03%.

Como se describió anteriormente, cuando un material deformado recrystaliza se genera una nueva estructura cristalina, la cual puede tener un tamaño de grano relativamente homogéneo. También se describió la etapa de crecimiento de grano que tiene lugar cuando el material recrystalizado es recocido a temperaturas del orden de $0.5 T$ (fusión) o mayores, lo cual tiene lugar en forma más o menos homogénea y genera una microestructura de tamaño de grano uniforme.

Un caso especial de evolución de la microestructura se presenta cuando existe en el material una dispersión de determinadas partículas (inclusiones) con una distribución y tamaño tales que frenan el crecimiento del grano en la estructura recrystalizada. Si el material con estas características es recocido en condiciones críticas se puede lograr el crecimiento preferencial de aquellos granos que logran "liberarse" de las partículas y que pueden considerarse como núcleos de una segunda etapa de recrystalización. A este proceso se suele denominar recrystalización secundaria o crecimiento anómalo de grano.

En los procesos de recrystalización y crecimiento de grano hasta aquí discutidos se ha considerado únicamente una reducción en la energía libre por unidad de volumen. Sin embargo, cuando se trata de geometrías particulares, la energía de superficie puede llegar a ser importante e incluso puede llegar a ser el factor controlante. Un caso particular se presenta durante el recocido de chapas de aleaciones de hierro silicio para uso eléctrico; cuando las capas tienen espesores menores de ~ 0.2 mm, es posible mediante el uso de una atmósfera adecuada, hacer crecer granos con una orientación determinada debido a que en la superficie libre resultan favorecidos ciertos planos cristalográficos. De esta forma se puede generar una determinada textura de recrystalización.

A veces en la literatura se suele denominar recrystalización terciaria a la etapa donde el crecimiento de grano es selectivo dependiendo de la energía de superficie.

Industrialmente se hace uso de la recrystalización secundaria para producir chapas de aleaciones de Fe-Si para fabricar núcleos de transformadores donde se requiere una textura de recrystalización especial. La textura de recrystalización genera la anisotropía magnética que es utilizada para reducir las pérdidas de potencia durante el funcionamiento del núcleo. El proceso industrial consiste en varias etapas de deformación y tratamiento térmico de forma tal que se llega a la ante última etapa con una chapa de ~ 0.3 mm de espesor que tiene una textura y tamaño de grano determinados y además contiene una dispersión crítica de partículas que frenan el crecimiento de grano "primario". La última etapa consiste en un recocido a temperatura elevada ($\sim 1200^\circ\text{C}$) durante el cual algunos granos "se liberan" y crecen a expensas de la matriz de grano pequeño. El arte del proceso consiste esencialmente en crear las condiciones para que los granos "secundarios" tengan la orientación adecuada y por lo tanto generen la textura necesaria.

ESTRUCTURAS DE LAS ALEACIONES

Una aleación es un material homogéneo macroscópicamente, con propiedades metálicas y compuesto de dos o más elementos químicos. Cualquier elemento químico puede servir como aleante, aunque siempre son los metales los que se usan en mayor proporción.

Cuando un segundo elemento es agregado para formar la aleación, se introduce una nueva variable termodinámica que es la composición. Usualmente la composición se mide en dos escalas diferentes: para trabajo de orientación científica se acostumbra a usar valores de concentración atómica, la cual se define de forma tal que si hay n átomos de A en un total N , la concentración atómica de A es n/N ; para trabajo técnico se usa comúnmente el porcentaje en peso. La conversión de una escala a otra se hace simplemente teniendo en cuenta los pesos atómicos.

Cuando un segundo elemento es introducido por algún medio en un metal sólido, los átomos de ambos elementos tienden a reacomodarse hasta lograr la estructura más estable termodinámicamente, es decir, hasta que el sistema alcance su mínima energía libre correspondiente al estado de equilibrio.

La estructura de la aleación en equilibrio a una dada presión y temperatura dependerá del tipo y magnitud de las fuerzas interatómicas en juego. Con el objeto de visualizar los fenómenos de interacción entre átomos de distintos elementos pueden suponerse los siguientes casos límites:

- (a) que los átomos diferentes no interaccionen entre sí
- (b) que los átomos diferentes estén sometidos a fuerzas de atracción
- (c) que los átomos diferentes estén sometidos a fuerzas de repulsión

En el caso (a) la energía interna de la aleación no experimentará cambios y los átomos del segundo elemento tenderán a distribuirse homogéneamente formando una aleación denominada solución sólida desordenada.

Cuando los átomos diferentes se atraen como en el caso (b), cada átomo tiende a tener vecinos cercanos del otro elemento. La naturaleza de la estructura resultante depende por supuesto de los factores que determinan la atracción, pero cuando los dos elementos son metales, la estructura resultante es usualmente una solución sólida desordenada.

Cuando los elementos difieren mucho electroquímicamente, las uniones entre átomos pueden tender a ser del tipo iónico formándose aleaciones que se suelen denominar compuestos intermetálicos. Por otro lado, cuando el elemento agregado es no metálico y es fuertemente electronegativo, como por ejemplo el azufre, oxígeno o cloro, se pueden formar compuestos químicos que dejan de tener las características metálicas de la aleación.

En el caso (c) cuando los átomos de dos elementos diferentes se repelen, ambos tienden a separarse en estructuras diferentes que tienen en común sólo los bordes de grano. Así, determinados elementos aparecen con mayor concen-

tración en unos granos que en otros, dando lugar a las estructuras no homogéneas en equilibrio que se denominan mezcla de fases.

ESTRUCTURA DE LAS SOLUCIONES SOLIDAS

Una solución sólida puede existir sobre un rango de composiciones de forma tal que la aleación sea totalmente homogénea en cada composición y varíe continuamente sus propiedades en función de la composición. En algunas aleaciones (por ejemplo cobre-níquel) se forma solución sólida para cualquier composición, en este caso se dice que los metales son completamente miscibles. Sin embargo, en la mayoría de los casos el rango de composición en que se puede formar solución sólida es limitado; cuando el rango de composición en que se forma solución sólida se extiende hasta incluir uno de los elementos en estado puro se denomina solución sólida primaria. En el caso de solución sólida primaria se suele denominar solvente al componente base (el que está en mayor cantidad), y soluto al elemento químico agregado. Usualmente se forman soluciones sólidas en rangos de concentraciones elevadas que no se extienden hasta los componentes puros; estas soluciones se denominan soluciones sólidas secundarias. Comúnmente, aunque no siempre las soluciones sólidas secundarias tienen una estructura diferente que la de los elementos puros y las características de composición y estructura las asemeja a los compuestos intermetálicos siendo por ésto que ambos se suelen denominar fases intermedias.

La abundancia de soluciones sólidas en aleaciones puede explicarse como debido a que en la mayoría de los casos la unión atómica tiene carácter metálico ideal, lo cual implica que los átomos no están unidos unos con otros a través de "vínculos químicos" sino que son mantenidos juntos por la atracción mutua generada por la nube de electrones libres que pasa por entre ellos. El tipo de unión metálica mencionada es en buena parte indiferente a la posición de los átomos en la red y a la proporción en que se encuentran los elementos diferentes, lo cual permite explicar la formación de soluciones sólidas sobre rangos de composición amplios.

En cristales con características no metálicas tales como cloruro de sodio (NaCl), la naturaleza iónica de las uniones interatómicas exige que las proporciones de los átomos de Na y Cl sean fijas como también sus posiciones relativas en la red cristalina.

Las soluciones sólidas pueden ser sustitucionales o intersticiales. En las sustitucionales, los átomos del elemento soluto ocupan posiciones de la red cristalina del elemento solvente. Las soluciones intersticiales se tienden a formar cuando los átomos del elemento soluto son de menor tamaño que los átomos del solvente y por lo tanto pueden alojarse con facilidad en los "espacios libres" entre los átomos de la red cristalina del elemento solvente.

En algunas soluciones sólidas sustitucionales la distribución de un componente en la red cristalina puede no ser al azar, es decir que átomos de una dada clase tienden a tener vecinos de otra clase. Esto da lugar a un fenómeno denominado orden, el cual depende fundamentalmente de la composición y de la

temperatura. En las aleaciones donde se presenta el fenómeno de ordenamiento se observa que la tendencia a generar una estructura ordenada aumenta a medida que disminuye la temperatura. El grado de orden afecta entre otras cosas a las propiedades mecánicas y a la conductividad eléctrica, esta última tiende a aumentar a medida que aumenta el grado de orden.

SOLUCIONES SOLIDAS PRIMARIAS SUSTITUCIONALES

Se han determinado empíricamente algunas reglas generales (Hume-Rothery) que permiten estimar el rango posible de solución sólida sustitucional de un metal en otro en base a características de su estructura atómica. Los factores más relevantes son:

- (1) Factor de tamaño atómico. Cuando se incrementa la diferencia de diámetros atómicos entre el solvente y el soluto, decrece el rango de solución sólida primaria. Si los diámetros difieren en más del 15% la solubilidad tiende a ser pequeña y se dice que el factor de tamaño es desfavorable.
- (2) Factor electroquímico. Cuanto más electropositivo es un componente respecto del otro, mayor es la tendencia a formar compuestos intermetálicos y por lo tanto hay ~~tendencia~~ a que el rango de solución sólida sea pequeña.
- (3) Efecto de valencia relativa. Manteniendo otras condiciones constantes, se ha observado que un metal de menor valencia puede disolver más fácilmente uno de mayor valencia que viceversa. Esta regla es particularmente válida en aleaciones de cobre, plata y oro con los metales de mayor valencia.

El factor de tamaño fue deducido del grado de solubilidad de diferentes elementos en aleaciones de Cu, Au y Ag, pero investigaciones más recientes sobre las solubilidades en Mg, Al y Fe han sugerido que este factor también puede ser válido cuando los metales solventes son divalentes, trivalentes o metales de transición.

Debe destacarse que el factor de tamaño favorable no es suficiente por sí solo para que la solubilidad tienda a incrementarse. Para obtener buena solubilidad los átomos tienen también que presentar un factor electroquímico adecuado, de lo contrario puede haber tendencia a la formación de compuestos químicos.

El efecto del factor de tamaño aparentemente tiene su origen físico en la distorsión que se produce en la red cristalina del metal solvente al introducir átomos de otro tamaño. La distorsión de la estructura cristalina produce cambios en las propiedades físicas y mecánicas como puede observarse en la figura 1 para las aleaciones Cu-Ni.

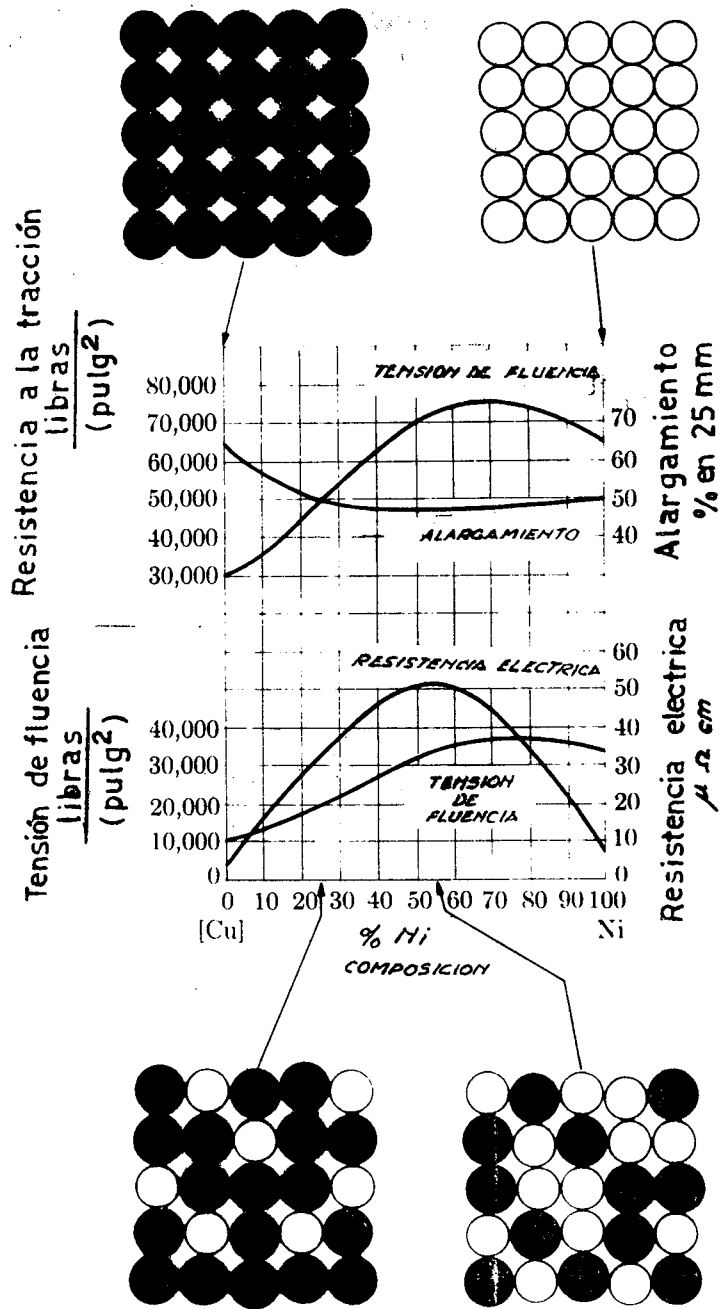


Fig. 1 (a) Representación esquemática de las estructuras de Cu y Ni puros
 (b) Cambio de propiedades físicas y mecánicas en función de la composición
 (c) Representación esquemática de dos aleaciones donde se muestra la distorsión introducida en la estructura por el diferente tamaño de los iones

SOLUCIONES SOLIDAS INTERSTICIALES

Un grupo importante de fases intersticiales está formado por hidruros, nitruros, carburos y compuestos de boro de los metales de transición en los cuales los elementos no metálicos ocupan las posiciones intersticiales en la

estructura formada por los átomos del metal. Las fases intersticiales tienen en general una estructura cristalina compacta, a veces algo distorsionada. El hidrógeno, el nitrógeno, el carbono y el boro no son fuertemente electro-negativos y con los metales de transición forman verdaderas aleaciones con propiedades metálicas; con metales más electropositivos se forman compuestos no metálicos tales como por ejemplo el carburo de calcio.

En muchas soluciones sólidas intersticiales los átomos más pequeños simplemente se ubican en los espacios vacíos (intersticios) que quedan entre los átomos que forman la red cristalina del solvente. Si se supone que los átomos del solvente pueden considerarse como esferas duras en contacto, los tamaños de los intersticios quedan geoméricamente determinados. La restricción del tamaño de los intersticios puede no ser tan limitante si se considera que los átomos del solvente pueden variar sus distancias interatómicas y por lo tanto las "esferas" no estar en contacto como se asumió previamente. En este caso átomos de varios elementos que difieren en tamaño y características químicas pueden llegar a ocupar los lugares intersticiales dando lugar a una amplia gama de soluciones intersticiales. En las redes cristalinas de los metales típicos existen intersticios de varios tamaños. En la figura 2 a,b y en la figura 3 a,b se representan esquemáticamente las estructuras cúbicas de caras centradas (fcc) y cúbica de cuerpo centrado (bcc) que pueden asociarse a las estructuras del hierro- γ (austenita) y del hierro- α (ferrita) respectivamente.

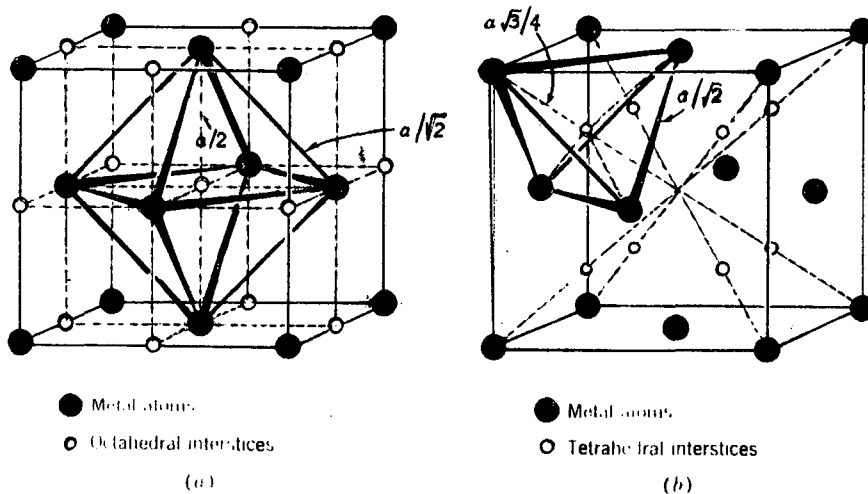


Fig. 2 Espacios intersticiales en una estructura fcc
 (a) Intersticios octahédricos
 (b) Intersticios tetrahédricos

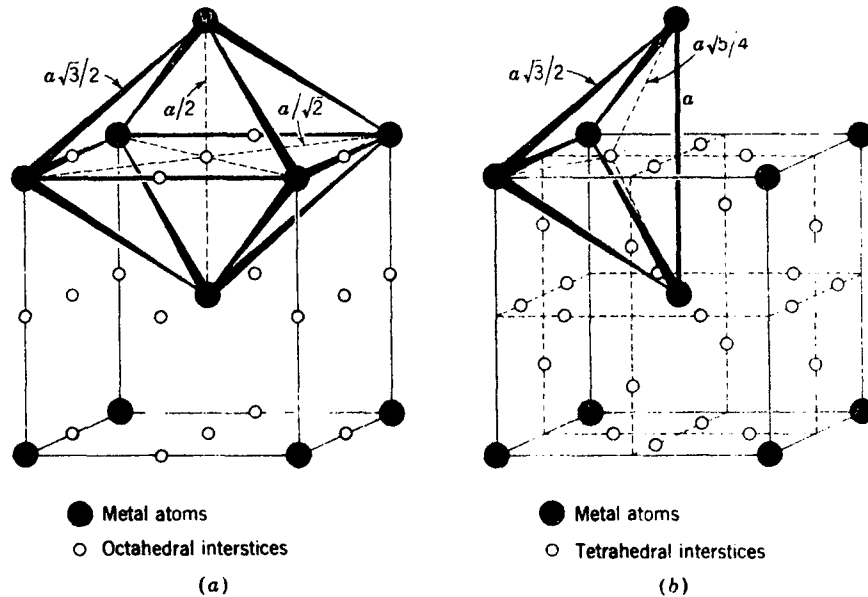


Fig. 3 Espacios intersticiales en una estructura bcc
 (a) Intersticios octahédricos
 (b) Intersticios tetrahédricos

En la figura 2 a,b se pueden observar dos tipos de intersticios; los de mayor tamaño denominados octahédricos están limitados por seis átomos situados en las esquinas de un octaedro regular, Fig. 2.a y su centro está ubicado en el punto medio de las aristas de la celda unitaria. Los intersticios más pequeños se denominan tetrahédricos y están limitados por cuatro átomos como se muestra esquemáticamente en la figura 2.b.

Si se consideran que los átomos de hierro- γ se comportan como esferas duras en contacto, los intersticios octahédricos pueden alojar átomos de 0.52 Å de radio y los menores pueden alojar átomos de 0.28 Å de radio. Por lo tanto, los intersticios mayores podrán alojar átomos de carbono (0.8 Å de radio) o de nitrógeno (0.7 Å de radio) con sólo una pequeña expansión de la red, mientras que es probable que los intersticios pequeños no puedan alojar a ningún átomo de soluto.

En los metales cúbicos de cuerpo centrado (bcc) también existen dos tipos de intersticios como se muestra esquemáticamente en la figura 3 a,b. Aquí el intersticio mayor es el tetrahédrico que puede alojar (en el caso del hierro- α) a un átomo de 0.36 Å de radio. El átomo de soluto estará en contacto con cuatro átomos de solvente. Los intersticios más pequeños se ubican en los puntos medios de las cuatro aristas de la celda unitaria, como se muestra esquemáticamente en la figura 3 a y están rodeadas por seis átomos ubicados en las esquinas de un octaedro ligeramente achatado, pues dos átomos están más cerca que los otros cuatro. En el caso del hierro- α los intersticios menores sólo pueden alojar a átomos con radio menor de 0.19 Å. De esta manera parece

razonable que la solubilidad del carbono o nitrógeno sea mucho menor en hierro- α que en hierro- γ y que la solución sólida intersticial pueda estar acompañada de severa distorsión, particularmente en el caso del hierro- α .

Sin embargo, existe evidencia experimental que sugiere que los átomos de carbono en hierro- α están ubicados en los intersticios menores. Se ha especulado considerando que la razón sería que la inserción de un átomo de carbono en un intersticio tetrahédrico de la estructura bcc debería desplazar a cuatro átomos mientras que la inserción en un intersticio octahédrico sólo necesita desplazar a dos átomos de hierro, lo cual provocaría una expansión anisotrópica. El efecto resulta ser un cambio de estructura de cúbica a tetragonal. Esto último daría cuenta de la tetragonalidad observada en la estructura martensítica que es una estructura que se obtiene por enfriamiento rápido de la austenita de modo tal que el carbono no tiene tiempo de difundir y formar carburos (Fe_3C) que sería la situación termodinámica más estable.

El hierro- α de estructura bcc disuelve 0.02% de carbono como máximo, mientras que el hierro- γ de estructura fcc puede disolver hasta 1.7% de carbono en peso, esta diferencia en la solubilidad puede explicarse porque el átomo de carbono puede entrar más fácilmente en los espacios libres de la estructura fcc que en los espacios de la estructura bcc del hierro. La diferencia de solubilidad del carbono en la fase α respecto de la fase γ es de una importancia técnica fundamental, ya que la mayoría de los tratamientos térmicos de los aceros hacen uso de efectos provocados por esta diferencia de solubilidad.

En el caso de los aceros que contienen Cr, Mn, Ni, Mo, etc, y dependiendo del contenido de carbono y del contenido de aleantes, la cementita puede formar solución sólida con dichos aleantes o puede ser reemplazada por otros carburos que difieren de la cementita en la estructura cristalina y en el contenido de elementos de aleación.

Existe una clasificación de carburos propuesta por Goldschmidt que toma en cuenta su estructura cristalina y la posición del elemento metálico en la tabla periódica tal como se describe en la figura 4.

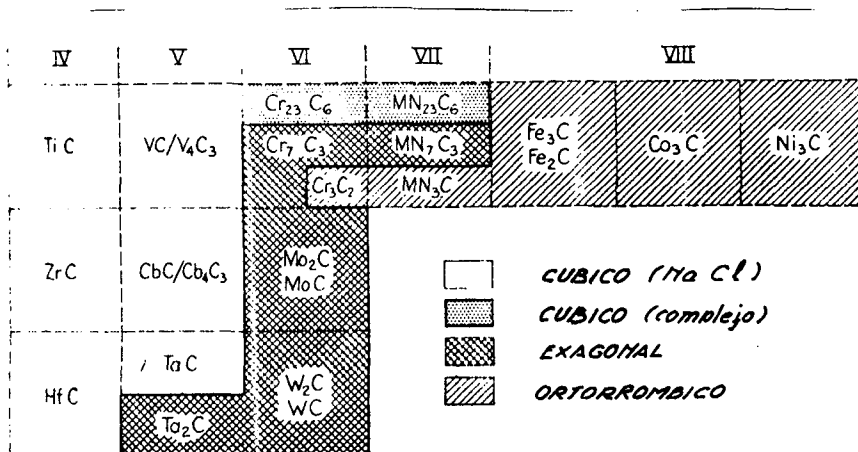


Fig 4 Relación entre las estructuras de los carburos y la posición del elemento metálico en la tabla periódica. Es probable que se formen soluciones sólidas entre los carburos VC y V₄C₃, NbC y Nb₄C₃; quizás también entre Mo₂C y MoC, y W₂C y WC. (H.J. Goldschmidt, J.I.S.I. (London), vol. 160, p. 345, 1948).

Las estructuras cristalinas de los diferentes carburos pueden llegar a ser sumamente complejas. A modo de ejemplo, en la figura 5 se muestra la estructura del carburo de cromo Cr_{23}C_6 .

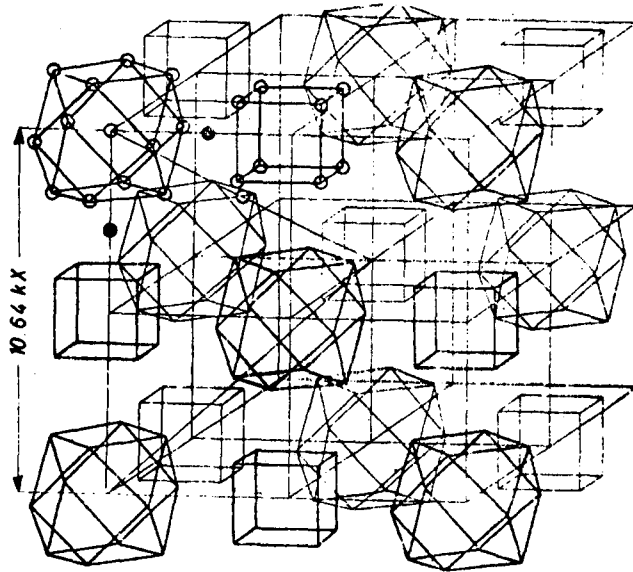


Fig. 5. Representación esquemática de la celda unitaria del carburo Cr_{23}C_6 .

La celda unitaria es cúbica con una arista de 10.64 KX y contiene 92 átomos de metal. La celda unitaria puede a su vez ser dividida en 8 celdas cúbicas menores donde las esquinas están ocupadas por grupos de átomos que forman cubos y cubo-octahedros. En el centro de cada uno de los 8 cubos hay ubicado un átomo de metal. Los átomos de carbono están ubicados en las aristas del cubo principal, entre los cubo-octahedros y los cubos de tal manera que cada átomo de carbono tiene como vecinos a 8 átomos de metal.

TRANSFORMACIONES DE FASE EN ESTADO SOLIDO

Las transformaciones de fase en estado sólido tienen importancia tecnológica fundamental, pues en muchos casos son el único medio de ajustar las propiedades del material al uso requerido.

En el capítulo anterior, se describieron los procesos de recristalización y se destacó la necesidad del trabajado previo para obtener la energía que impulsará el proceso de recristalización, generando una nueva estructura con propiedades similares a las anteriores a la deformación.

En los metales puros y aleaciones, las fases en estado de equilibrio son dependientes, entre otras cosas, de la temperatura y es suficiente que la temperatura cambie en forma adecuada para que se produzcan transformaciones de fase. Esto ocurre porque la fuerza que impulsa la transformación se deriva de la diferencia de energía libre de tipo químico, entre la fase de alta temperatura y la fase de baja temperatura. Es de destacar que las transformaciones en estado sólido, pueden también ser alteradas por la deformación previa del material o por la aplicación de tensiones mecánicas. Algunos cambios de fase que pueden producirse al bajar la temperatura desde un valor en que el material presenta una sola fase estable, son los siguientes:

- a) La fase estable transforma a otra fase estable. Caso de las transformaciones alotrópicas en metales puros.
- b) La fase estable transforma en dos fases, una de las cuales difiere sólo en composición y la otra difiere en composición y estructura. Caso de precipitación de una solución sobresaturada o de algunas transformaciones eutectoides en aleaciones no ferrosas (descomposición celular).
- c) La fase estable transforma en dos nuevas fases. Caso de la transformación perlítica en aleaciones de Fe-C, donde la austenita (γ) transforma en ferrita (α) + cementita (Fe_3C).

Inmediatamente después del cambio de temperatura y antes de empezar la transformación, los átomos están vibrando alrededor de posiciones medias determinadas por la matriz, y la formación de la nueva fase requiere que los átomos de un cierto volumen se reagrupen formando la nueva estructura. Sin embargo, no todas las fluctuaciones que pueden producir la nueva estructura son estables, porque aquellas fluctuaciones que agrupan los átomos en un volumen menor que un cierto tamaño crítico, tienden a producir un aumento de la energía libre del material y por lo tanto su efecto tiende a anularse con el transcurrir del tiempo. La razón de este proceso, es que durante la formación de la nueva fase debe crearse la superficie que separa la matriz de la nueva fase para lo cual se requiere energía. La relación superficie/volumen es en parte la que determina el volumen crítico, es decir aquél a partir del cual el crecimiento de la nueva fase hace disminuir la energía libre del material. Los volúmenes

que son capaces de crecer, se denominan núcleos y el proceso nucleación. Aunque lo anterior son consideraciones muy generales sobre el proceso de nucleación, puede afirmarse que para que un núcleo se forme son necesarias fluctuaciones en las que se produzca cambio de estructura y/o composición en un volumen mayor que cierto valor crítico.

Experimentalmente se puede observar que la mayoría de las transformaciones de fase en estado sólido, comienzan en lugares preferenciales del material, normalmente denominados centros de nucleación. En rigor, casi todas las experiencias realizadas hasta el presente sólo han permitido obtener información sobre la etapa de crecimiento, pues es muy difícil comprobar en forma directa la existencia de determinados mecanismos a nivel submicroscópico que es donde tiene lugar la nucleación. Por esta razón en este trabajo se considerarán en detalle aspectos relacionados con el crecimiento y sólo se mencionarán aspectos generales de la etapa de nucleación cuando sea necesario.

TRANSFORMACIONES POR DIFUSION

Transformaciones por difusión son aquéllas en que los átomos se mueven en forma aproximadamente independiente, y la energía para pasar de un estado a otro más estable es provista térmicamente. Cuando la transformación produce un cambio de composición puede ser necesario que los átomos se muevan por difusión distancias grandes en relación al espaciado atómico, desde o hacia la intercara que separa la matriz de la fase producto. La descomposición eutéctide y la precipitación de una solución sobresaturada son ejemplos de este tipo. También pueden considerarse transformaciones por difusión, las transformaciones polimórficas en metales puros, cuando se producen por el movimiento de los átomos en forma independiente. En el estudio de las transformaciones controladas por difusión en aleaciones de varios componentes, es útil distinguir los casos siguientes:

a) Transformaciones por difusión controladas por la intercara

Los cambios estructurales y de composición, tienen lugar en las zonas inmediatamente cercanas a la intercara, es decir, que la matriz permanece inalterada hasta que la intercara en su avance atraviesa la zona considerada, generando la nueva fase. En estos casos, cuando el proceso de transformación alcanza estado estacionario a una dada temperatura la velocidad de avance de la intercara es constante. Un ejemplo de este tipo de transformación es la descomposición de austenita en perlita en los aceros.

b) Transformaciones por difusión controladas por difusión de largo alcance.

En este caso, los átomos recorren en la matriz distancias relativamente mayores que el espaciado atómico, de forma tal que la composición media de la matriz vaya tendiendo durante la transformación, al valor de equilibrio que en general difiere de la composición inicial. Los cambios o procesos estructurales, si se producen, ocurren en la intercara y su velocidad de avance depende de la velocidad relativa de dichos cambios, respecto a la velocidad con

que se produce la difusión en la matriz.

En el caso particular en que los procesos en la intercara sean lo suficientemente lentos como para que la matriz alcance la composición de equilibrio en todo momento, la velocidad de avance de la intercara puede ser constante aún cuando los procesos de difusión impliquen transporte de largo alcance. Cuando la composición de la matriz no alcance el valor de equilibrio, la velocidad de avance de la intercara dependerá del tiempo. Como ejemplo típico de transformación con difusión de largo alcance puede considerarse la formación de ferrita a partir de austenita, en algunos aceros al carbono donde la transformación es controlada por la difusión del C en la austenita.

En general, las transformaciones de fase por difusión, se producen a temperaturas altas y con una velocidad muy sensible a los cambios de temperatura. Dado que estas transformaciones requieren para producirse permanecer un cierto tiempo a alta temperatura, es posible suprimirlas total o parcialmente por enfriamiento brusco (templado) quedando el material en un estado de equilibrio metaestable.

TRANSFORMACIONES DE TIPO MARTENSITICO

En algunos materiales es posible suprimir mediante templado rápido las transformaciones de fase por difusión, reteniendo a baja temperatura una estructura que resulta muy alejada de su estado de equilibrio termodinámico. La fuerza impulsora que se deriva de este alejamiento del estado de equilibrio, puede ser suficiente para producir una transformación esencialmente de tipo cristalográfico y sin difusión. En este tipo de transformación, la intercara se propaga en la matriz por medio del movimiento colectivo de varios átomos generando una nueva estructura. La distancia que cada átomo debe desplazarse respecto a sus vecinos es del orden del parámetro de red. Este tipo de transformaciones se denominan frecuentemente martensíticas, porque así fueron denominadas en los aceros donde tienen una importancia tecnológica fundamental.

Durante las transformaciones martensíticas, se generan tensiones y por tanto se almacena energía elástica en la matriz y en el producto; esta energía elástica debe ser provista por la diferencia de energía libre entre ambas fases, y por lo tanto es necesario un dado valor de sobreenfriamiento antes de que pueda iniciarse la transformación.

TRANSFORMACIONES DE TIPO INTERMEDIO

Anteriormente se mencionaron dos casos límites de transformaciones: uno por difusión a altas temperaturas donde la movilidad de los átomos es

elevada pero la fuerza impulsora baja y otro a baja temperatura donde ocurre lo contrario. A temperaturas intermedias se han encontrado transformaciones en que participan ambos mecanismos.

Un ejemplo de estas transformaciones intermedias, es la transformación bainítica en los aceros y también en algunas aleaciones no ferrosas. La bainita en el caso de los aceros es esencialmente una estructura ferrítica con carburos dispersos, que se produce por la descomposición de la austenita a temperaturas intermedias, entre la transformación perlítica y la transformación martensítica. El hecho de que aparezcan dos fases (ferrita más carburos), implica que se produce difusión; pero también se observan experimentalmente deformaciones que pueden ser asociadas al movimiento de los átomos en forma colectiva, como ocurre en las transformaciones martensíticas.

Otro ejemplo de transformación intermedia, son las transformaciones masivas observadas en algunas aleaciones no ferrosas y también en algunas aleaciones de hierro; en estas transformaciones la matriz transforma, por procesos térmicamente activados, a una nueva fase que tiene exactamente la misma composición. La denominación "masiva", fue originariamente asociada a la morfología observada metalográficamente. Actualmente se acepta que el "crecimiento masivo" resulta de la transferencia térmicamente activada de los átomos a través de la intercara, la cual muestra características similares a los bordes de grano de alto ángulo.

Las transformaciones de fase en estado sólido en diferentes materiales presentan en general varios aspectos similares. Considerando ésto, se describirán a continuación las principales transformaciones en aleaciones de Fe-C por ser éstas sin duda las más estudiadas ya que son la base de casi todos los aceros.

DIAGRAMA DE EQUILIBRIO HIERRO-CARBONO

Este diagrama contiene información fundamental que debe ser tenida muy en cuenta para iniciar el estudio de cualquier tipo de transformación de fase en el sistema hierro-carbono. Por otro lado es necesario tener presente ciertas limitaciones que se presentan cuando se comparan datos experimentales con los del diagrama, debido fundamentalmente a que en la práctica es muy difícil alcanzar estados de equilibrio termodinámico como son los representados en el diagrama.

Esto es particularmente cierto a bajas temperaturas donde los procesos térmicamente activados pueden hacerse extremadamente lentos.

Por otro lado es prácticamente imposible fabricar aleaciones de hierro-carbono "puras" debido a que siempre habrá trazos de ciertas impurezas. Ya vimos anteriormente en recristalización que muy pequeñas cantidades de impurezas pueden ejercer una acción notable especialmente en la velocidad de recristalización, la cual es aplicable totalmente a otro tipo de transformaciones. Sin embargo en el caso de los aceros la acción del carbono en el

En el diagrama de la Fig.50 las denominaciones usuales de las fases α , γ y Fe_3C son ferrita, austenita y cementita respectivamente. Las líneas de trazos representan el diagrama de equilibrio estable hierro-grafito y las líneas llenas representan el diagrama de equilibrio meta-estable o diagrama de fases hierro-cementita. La solubilidad de C en α alcanza su máximo valor, $\sim 0.025\%$ C, a 723°C , disminuyendo a medida que baja la temperatura. Las estructuras cristalinas y los parámetros de red de las diferentes fases son los siguientes:

(cúbica de cuerpo centrado), $a = 2.8610 \text{ \AA}$ a 20°C
 (cúbica de caras centradas), $a = 3.64 \text{ \AA}$ a 910°C
 (cúbica de cuerpo centrado), $a = 2.92 \text{ \AA}$ a 1400°C
 Fe_3C (ortorrómbica), $a = 4.5155$; $b = 5.0773$; $c = 6.7265 \text{ \AA}$ a 25°C
 Grafito (exagonal), $a = 2.46$; $c = 6.78 \text{ \AA}$ a 20°C

El hierro "puro" presenta dos transformaciones de fase alotrópicas a 910°C y a 1400°C aproximadamente; estas transformaciones son difíciles de estudiar por el rango de temperaturas mencionado y además carecen de interés práctico, por lo tanto no serán consideradas en este trabajo y solo se describirán transformaciones en algunas aleaciones. Sin embargo conviene destacar que la enorme importancia de los aceros deriva principalmente de que sus propiedades se pueden ajustar por tratamiento térmico, lo cual a su vez es posible mediante las transformaciones que tienen su origen en las transformaciones alotrópicas del hierro puro. Una de las acciones más notables de los aleantes (el carbono puede considerarse uno de ellos) es el modificar las temperaturas en que dichas transformaciones tienen lugar y de ahí la enorme gama de propiedades que puede obtenerse en los aceros, mediante tratamiento térmico adecuado.

NUCLEACION

A continuación se describe en forma simplificada un modelo de nucleación que permite explicar las características principales de esta etapa para el caso particular de una fase sólida en otra fase (matriz) sólida.

Si se considera en forma genérica un núcleo de fase α de forma esférica de radio r que crece en una matriz γ , el cambio de energía libre asociado a su formación puede expresarse de la siguiente manera:

$$\Delta G(r) = 4\pi r^2 \gamma_{\alpha\gamma} + \frac{4}{3}\pi r^3 (\Delta G_v + \Delta G_\epsilon) \quad (1)$$

donde:

- $\gamma_{\alpha\gamma}$: energía de intercara (signo +)
- ΔG_v : diferencia de energía libre de tipo químico por unidad de volumen, entre fase α y fase γ (signo -)
- ΔG_ϵ : diferencia de energía libre de tipo elástico, asociada a las tensiones generadas por cambio de volumen (signo +)

En el caso a) lo que se produce es un cambio de composición sin que se altere la estructura cristalográfica, lo cual hace que la energía asociada a la intercara sea mínima. Sin embargo, si el parámetro de red del núcleo difiere del de la matriz, es posible que sea necesario una energía de deformación ΔG_{ϵ} que se opondrá a la nucleación. En el caso b) ambas estructuras difieren pero la del núcleo puede obtenerse deformando la matriz y generando una intercara "coherente". En este caso la intercara tiene asociada baja energía pero el término ΔG_{ϵ} puede ser importante. Por último en c) el núcleo es totalmente incoherente y resulta una intercara con energía elevada aunque la energía de tipo elástico tome valores mínimos.

Aparentemente en la mayoría de los casos la nucleación tiende a ser coherente en las primeras etapas, cuando la relación energía de intercara/energía de volumen tiene un valor máximo.

La importancia de la magnitud de γ_{xy} se destaca en la ecuación (2), pues su valor aparece elevado al cubo. Esto implica que una pequeña variación en γ_{xy} puede alterar fuertemente la velocidad de nucleación, pues se ha observado experimentalmente que dicha velocidad varía exponencialmente con ΔG^* . Dado que es posible una variación de γ_{xy} con la orientación, composición, etc. es razonable esperar que aparezcan orientaciones preferenciales para la nucleación.

En lo descrito hasta aquí sobre nucleación se ha considerado implícitamente que todos los lugares del material son igualmente probables. Por experiencia se sabe sin embargo, que hay ciertos lugares preferenciales, es decir, la nucleación es en la mayoría de los casos no homogénea. A modo de ejemplo consideraremos la nucleación de ferrita (α) en austenita (γ) en un acero de composición hipoeutectoide ($< 0.80\% \text{ C}$) ver Fig. 50. En la experiencia que se considera, el material inicialmente está en fase γ luego se lo transfiere bruscamente a otra temperatura en que es estable la fase α . Como se puede observar en la Fig. 52, los bordes de grano de la fase γ aparecen como lugares preferenciales para la nucleación de α , además se pueden destacar las características siguientes:

- La fase α ha crecido (nucleado) únicamente en los bordes de la fase γ
- Cada grano de α crece únicamente dentro de un grano de fase γ
- Los granos de α , en algunos bordes de grano, presentan forma de "agujas" mientras que en otros muestran una forma "masiva" o de bloques.

El efecto de los bordes de grano en la nucleación puede ser explicado al menos cualitativamente si se considera la magnitud de ΔG^* en los diferentes lugares de nucleación. Se sabe que los bordes de grano son zonas de mayor energía que el resto del material, por lo tanto si el núcleo se forma eliminando parte del borde de grano o usando parte del mismo, es obvio que la energía de intercara a crear será menor (menor valor de $\Delta G(r^*)$) y por lo tanto la nucleación será más probable. De esta manera resulta más probable la nucleación en esquinas (unión de tres o más granos), aristas (unión de dos granos), superficie de borde de grano y por último nucleación

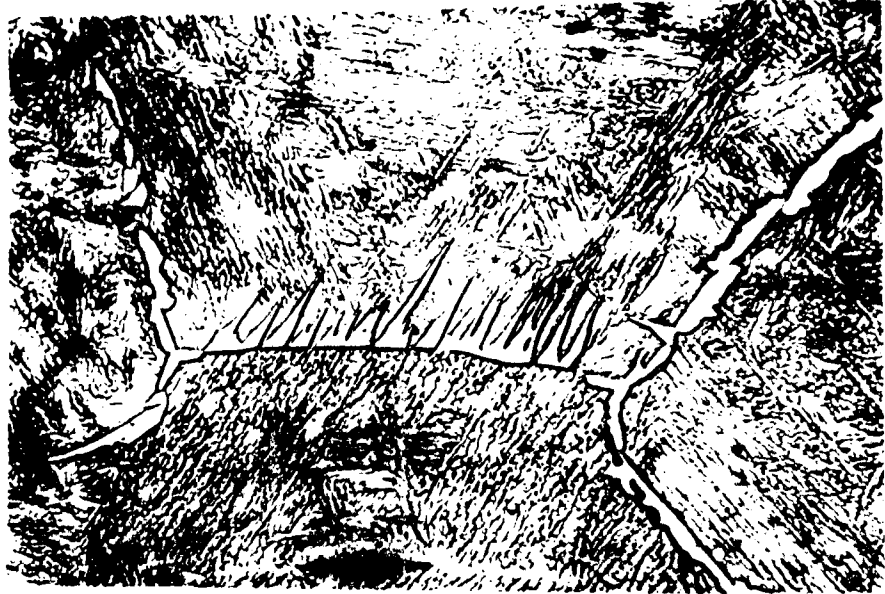


Fig. 52. Fe-0.4% C austenitizado a 900°C y transformado durante 10 segundos a 730°C, luego templado en agua. (Shewmon P.G. en "Transformations in Metals" p. 214).

en volumen. El orden de prioridad descrito para la nucleación se puede deducir simplemente por consideraciones geométricas.

MORFOLOGIA Y CINÉTICA DE CRECIMIENTO DE LA FERRITA EN UN ACERO HIPOEUTECTOIDE

Como se mencionó anteriormente, la ferrita nuclea normalmente en los bordes de grano de la austenita. Esta nucleación puede ser con orientación preferencial tal que haga mínima la energía de intercara. Una posibilidad es que la ferrita crezca con una orientación definida respecto de uno de los granos y con una orientación arbitraria respecto del otro grano. Este proceso podría reducir el valor medio de la energía de intercara con respecto al caso cuando la orientación es arbitraria en ambos granos. Núcleos con

intercaras de diferente coherencia podrían ser consistentes con la anisotropía de crecimiento comunmente observada como se muestra en la Fig. 52.

Cuando el crecimiento de la ferrita se hace en forma de "bloques", el carbono debe difundir en la austenita distancias mucho mayores que el parámetro de red. Además se suele suponer que la velocidad de migración de la interfaz ferrita-austenita está controlada por la difusión del carbono en la austenita y no por procesos que tienen lugar en la interfaz. Esto último equivale a decir que se puede suponer que durante el crecimiento de la ferrita, la interfaz alcanza condiciones cercanas al equilibrio.

Con estas consideraciones se describirá a continuación en forma elemental, un modelo que permite explicar el crecimiento de la ferrita a partir de la austenita a una dada temperatura T_1 . Tomando del diagrama de equilibrio los valores de concentración de carbono en ferrita C^α y en austenita C^γ , como se muestra esquemáticamente en la Fig. 53, es posible calcular la velocidad de migración de la interfaz de la forma siguiente:

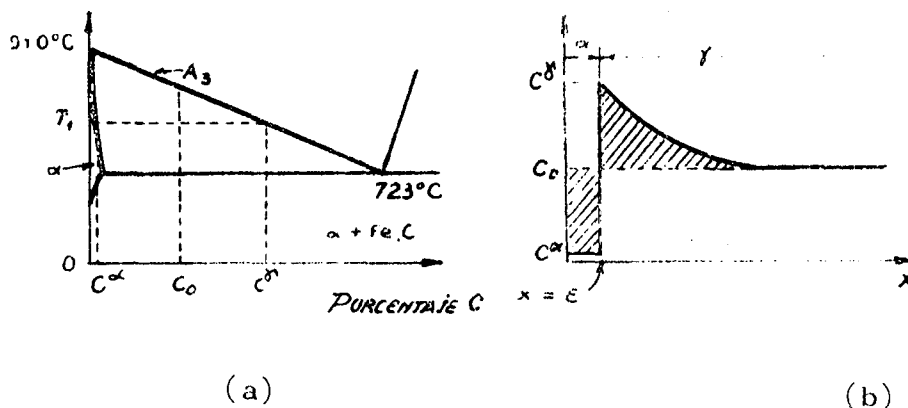


Fig. 53. a) Sección del diagrama de equilibrio Fe- C; b) Curva de concentración de C en fase α y en fase γ en la proximidad de la interfaz que separa ambas. El perfil se considera en una sección perpendicular a la interfaz.

Cuando la interfaz $\alpha - \gamma$ avanza una distancia dx , la cantidad de carbono que debe difundir hacia γ es

$$dx (C^\gamma - C^\alpha)$$

la cual deberá ser igual al producto $J \cdot dt$ donde J es el flujo de carbono a través de la interfaz y dt es el tiempo en que la interfaz recorre dx . Por lo tanto la velocidad de migración puede expresarse:

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{J}{(C^{\gamma} - C^{\alpha})} = \frac{D_c^{\delta}}{(C^{\gamma} - C^{\alpha})} \cdot \left. \frac{\partial C^{\gamma}}{\partial x} \right)_{x=\xi}$$

De este modelo se deduce que a medida que la intercara avanza, el contenido de carbono en γ va creciendo, esto implica que el C debe difundir cada vez más lejos, o lo que es equivalente, el gradiente de concentración del C en γ va disminuyendo con el tiempo. En la Fig. 54 se muestran esquemáticamente las curvas de concentración de C para dos tiempos distintos. A partir de este esquema, se suele definir una distancia efectiva de difusión L, con lo cual la velocidad de migración puede expresarse en forma aproximada de la siguiente forma:

$$\frac{dx}{dt} \approx \frac{D_c^{\delta}}{C^{\gamma} - C^{\alpha}} \left(\frac{C^{\gamma} - C_0}{L} \right)$$

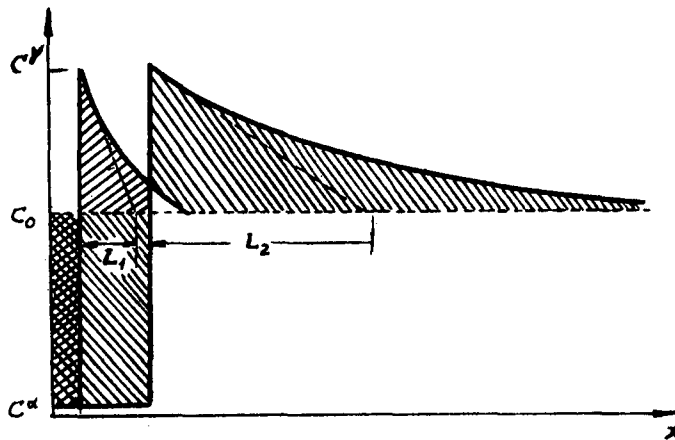


Fig. 54. Representación esquemática de las curvas de concentración de carbono para dos penetraciones diferentes, caracterizadas por L_1 y L_2 respectivamente.

De acuerdo a lo visto en el capítulo sobre difusión, la distancia L puede ser aproximada por $\sqrt{D_c^{\delta} t}$ con lo cual resulta que la velocidad de migración de la intercara depende del tiempo en la forma siguiente:

$$\frac{dx}{dt} \propto (t)^{-1/2}$$

ESTRUCTURA DE WIDMANSTATTEN

Se denomina así a una microestructura en que la fase proeutectoide crece con una morfología acicular, mediante procesos controlados por difusión. Se ha comprobado que la forma acicular observada en la superficie corresponde a una morfología de placas que crecen en volumen; en el caso de los aceros hipoeutectoides las placas son de ferrita y cuando se trata de aceros hipereutectoides ($> 0.80\% \text{ C}$) las placas están formadas por cementita.

Desde el punto de vista práctico es de gran importancia el control de esta microestructura porque su presencia afecta notablemente el comportamiento mecánico, en particular reduce la tenacidad y resistencia al impacto. Aparentemente todavía no está claro cual es el mecanismo exacto de su crecimiento pero de todos modos se describirá a continuación un modelo que permite explicar, al menos en parte, su crecimiento.

Si se supone que la intercara $\alpha-\gamma$ está en un estado de equilibrio, es posible que ciertas perturbaciones localizadas en algunos puntos alteren el gradiente de concentración de carbono tal como se muestra esquemáticamente en la Fig. 55.

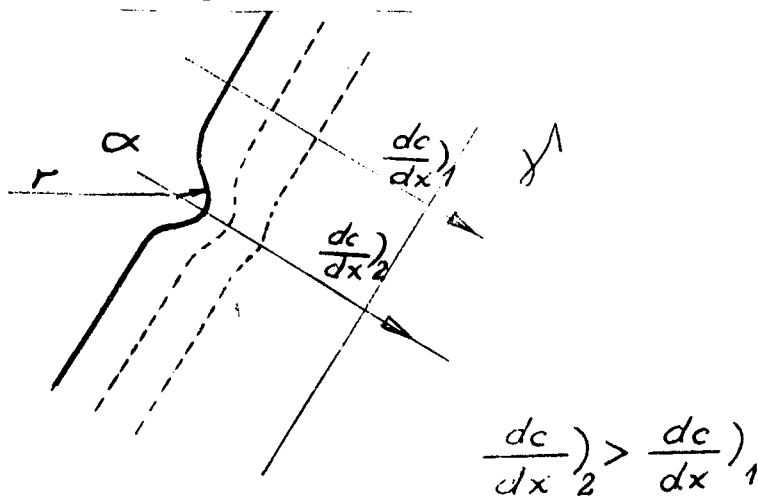


Fig. 55. Representación esquemática de una perturbación en la intercara $\alpha-\gamma$. Las líneas de puntos representan las trazas de superficies donde la concentración de carbono tiene valor constante.

Si se produce una tal perturbación ya sea por acción térmica, falta de homogeneidad en la composición, etc., se puede producir un aumento en el valor de $\frac{\partial c}{\partial x}$, lo cual hará que esa zona (de ferrita) pueda avanzar a mayor velocidad que el resto de la intercara. Esto último debido a que la velocidad de migración de la intercara podía expresarse como proporcional al gradiente de concentración de carbono en γ . Además por razones geométricas la punta de la "aguja" dispone de un volumen relativamente grande de austenita donde el carbono puede difundir. Se puede suponer también que la distancia efectiva de difusión es proporcional al radio de curvatura de la punta que avanza y por lo tanto pequeño y aproximadamente constante ya que se ha observado que la velocidad de crecimiento para un dado sobreenfriamiento

to es también aproximadamente constante.

Con estas consideraciones puede deducirse que la velocidad de avance sea tanto mayor cuanto menor sea el radio r , estando limitada por la velocidad con que el carbono puede difundir en δ . En este caso el gradiente de concentración de carbono en el entorno de la punta que avanza puede expresarse como $\frac{\partial C}{\partial x} = \frac{C^\delta - C^\alpha}{kr}$ donde k es una constante de proporcionalidad. Sin embargo, si el radio disminuye, se podrá alcanzar el valor r^* , por debajo del cual no podrá continuar el crecimiento. El valor r^* corresponde al tamaño crítico de núcleo, para el sobreenfriamiento dado y puede considerarse que si la punta adopta un radio menor que el crítico, en lugar de avanzar tenderá a retroceder.

Por lo tanto, para obtener una ecuación que exprese la velocidad $\frac{dx}{dt}$ es necesario expresar el gradiente de concentración de forma tal que $\frac{dx}{dt} \rightarrow 0$ cuando $r \rightarrow r^*$. Zener ha desarrollado tal expresión, teniendo en cuenta en forma aproximada, el cambio de composición en la austenita (reducción en el contenido de carbono) en las proximidades de una partícula de ferrita que tiene pequeño radio de curvatura. Por trabajos anteriores se sabía la importancia que tiene la geometría de pequeñas partículas (a través de la energía de superficie) en la concentración de equilibrio de la matriz que las rodea. Basándose en estos argumentos se explica la mayor solubilidad de las partículas de tamaño pequeño. Teniendo en cuenta lo anterior Zener obtuvo para la velocidad de migración de una placa de ferrita, la expresión siguiente:

$$\frac{dx}{dt} = V = \frac{D (C^\delta - C_0) \left(1 - \frac{r^*}{r}\right)}{(C^\delta - C^\alpha) kr}$$

donde $V \rightarrow 0$ cuando $r \rightarrow r^*$.

Las placas de la estructura Widmanstätten crecen con una relación de orientación bien definida con respecto a la estructura austenítica. De forma tal que las intercaras entre la placa y la matriz contienen las direcciones de empaquetamiento compacto de ambas estructuras. La baja movilidad en dirección transversal de las placas, indica que su migración no está controlada por la difusión del carbono y por lo tanto es razonable que las posibles perturbaciones en las caras laterales, como se indica esquemáticamente en la Fig. 55, no generen otras placas transversales.

INFLUENCIA DEL TAMAÑO DE GRANO AUSTENITICO SOBRE LA MORFOLOGIA DE LA FASE PROEUTECTOIDE

Como ya se mencionó al describir la etapa de nucleación, los bordes de grano de la estructura austenítica son lugares preferenciales para la nucleación y crecimiento de la fase proeutectoide. También se crean lugares preferenciales cuando la composición no es homogénea o cuando hay precipitados extraños (inclusiones). Todos estos parámetros que afectan la frecuencia de nucleación tienen una importancia práctica enorme en los aceros, pues modifican la cinética de transformación y en forma directa determinan una propiedad que se denomina templabilidad y que será estudiada más adelante cuando se trate el tema de tratamientos térmicos. Ahora se describirá únicamente la influencia del tamaño de grano sobre la morfología de la ferrita proeutectoide pero los mismos conceptos son válidos para la precipitación de otras fases.

Cuando la ferrita nuclea en los bordes de grano de la austenita, el exceso de carbono debe difundir hacia el interior de los granos con una velocidad característica de la temperatura a que se produce la transformación. Por lo tanto a mayor tamaño de grano, mayor será la distancia que el carbono debe difundir, esto equivale a decir que los centros de nucleación existentes en el interior del grano también tendrán tiempo de participar. Un mecanismo de este tipo permite explicar el crecimiento de las placas de ferrita nucleadas en los bordes y en el interior de los granos, particularmente cuando el grano es grande como se muestra en la Fig. 56 b.

El mecanismo descrito también da cuenta de la observación de que a medida que aumenta el sobreenfriamiento y por consiguiente aumenta la velocidad de nucleación, la precipitación de placas de ferrita en el interior de los granos se hace más notable.

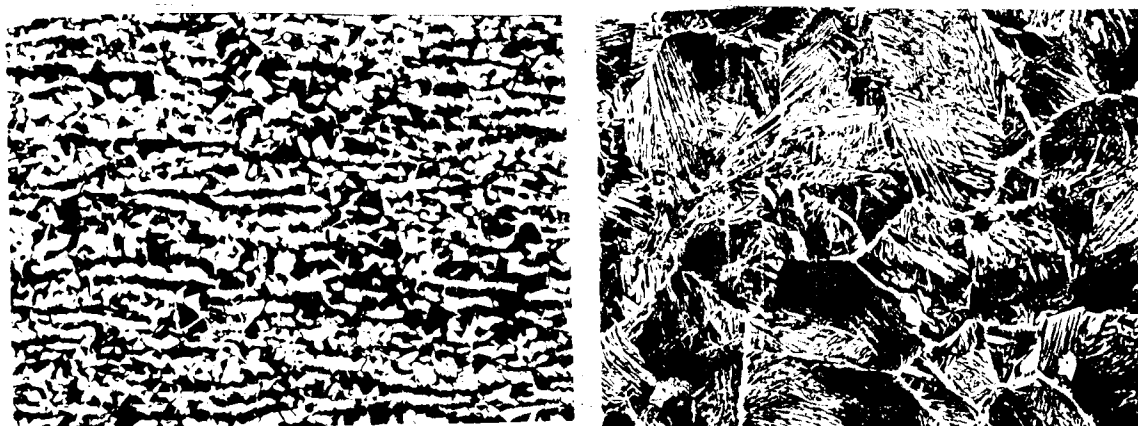


Fig. 56. Acero comercial (0.23% C, 1.2% Mn), a) enfriado al aire desde 900°C; b) enfriado al aire desde 1150°C. Notar el efecto del tamaño de grano austenítico sobre la morfología de la ferrita (Shewmon P.G. en Transformations in Metals, p. 223).

En la Fig. 56 a se muestra la microestructura de un acero que transformó a partir de un tamaño de grano austenítico pequeño, las zonas más oscuras son las más ricas en carbono, pero no se observa estructura acicular.

Experimentalmente se observa que en igualdad de condiciones, a medida que el sobreenfriamiento aumenta la morfología de la fase precipitada tiende a ser de forma acicular. Desde el punto de vista energético (termodinámico) una morfología de tipo acicular no resulta la más probable, pues es necesario invertir mucha energía en crear intercaras, sin embargo su velocidad de formación (cinética) es mayor ya que sólo requiere que el carbono difunda distancias relativamente cortas. De esto puede deducirse que el material transforma por el mecanismo que le permite hacerlo más rápido aunque el producto final no sea el más estable.

TRANSFORMACION EUTECTOIDE

Cuando una aleación de hierro-0.80% Carbono en fase austenita es enfriada a temperatura por debajo de 723°C (ver Fig. 50) se produce una transformación a una microestructura de tipo laminar que los primeros metalógrafos denominaron perlita. Un ejemplo típico de microestructura perlítica se muestra en la Fig. 57.

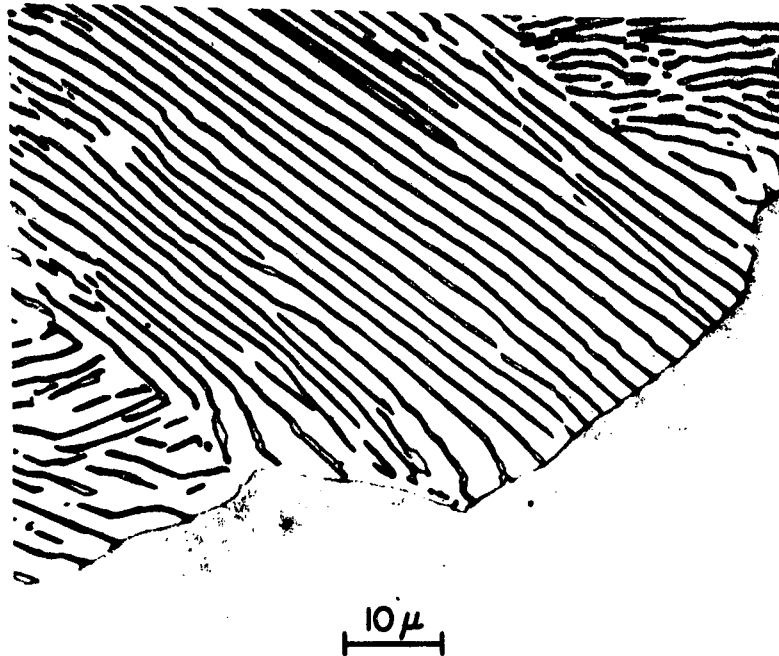
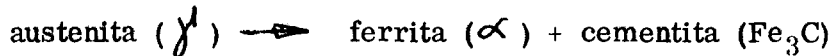


Fig. 57. Microestructura perlítica, se puede observar la intercara perlita-austenita.

Durante la transformación se produce la reacción siguiente:



la cual es característica de las transformaciones eutectoides. La perlita es una microestructura compuesta de láminas de ferrita y de cementita respectivamente. El mecanismo de transformación es controlado por difusión y la partición de los diferentes elementos, esencialmente del carbono, se produce en las proximidades de la intercara perlita austenita y/o en la intercara misma.

Para un dado sobreenfriamiento se observa que la velocidad de migración de la perlita es aproximadamente constante, nucleando preferencialmente en los bordes de grano y creciendo en forma de "nódulos". Cada nódulo a su vez suele mostrar en su interior colonias dentro de las cuales la microestructura laminar muestra continuidad.

Naturalmente la composición media de la perlita es la misma que la de la austenita y por lo tanto debe existir una relación entre el espesor de cada lámina y la separación entre láminas. Por otro lado también se observa experimentalmente que la separación entre láminas decrece con el aumento del sobreenfriamiento y que se puede obtener estructura perlítica para composiciones fuera de la eutectoide. Si el sobreenfriamiento es muy pequeño (algunos grados) la descomposición de la austenita genera una microestructura "globulizada" en la cual la cementita adopta formas tendientes a la esférica y no se obtiene la microestructura laminar. Este cambio en la morfología puede explicarse, lo mismo que se hizo anteriormente, considerando que debido al bajo sobreenfriamiento (baja fuerza impulsora) la única forma que el material puede transformar es haciéndolo con el menor gasto posible de energía de intercara.

A modo de ejemplo en la Fig. 58 a se muestra una micrografía de perlita observada con microscopio de barrido y en la Fig. 58 b se muestra una micrografía del mismo material en estado globulizado. Naturalmente las propiedades mecánicas son muy diferentes, principalmente la ductilidad y resistencia al choque aumentan cuando la cementita adopta la forma globular.

En lo que sigue se describirán algunos aspectos básicos necesarios para interpretar aunque sea cualitativamente el mecanismo de la transformación perlítica.

En la transformación perlítica, luego de la nucleación se produce el crecimiento de dos fases con estructura cristalográfica diferente y que crecen a partir de una intercara incoherente. Aparentemente la fase que nuclea primero es el carburo Fe_3C pero esto no parece estar confirmado con seguridad, de todos modos el crecimiento debe de empezar cuando ambas fases están presentes. En la Fig. 59 se ha representado esquemáticamente la microestructura perlítica creciendo en la austenita.



a)



b)

Fig. 58. Acero SAE 1080. a) Microestructura perlítica, aumento 10000 X
b) Microestructura globulizada a 550° C, aumento 10000 X.
Micrografías obtenidas con microscopio electrónico de barrido
(Atención: R. Castillo).

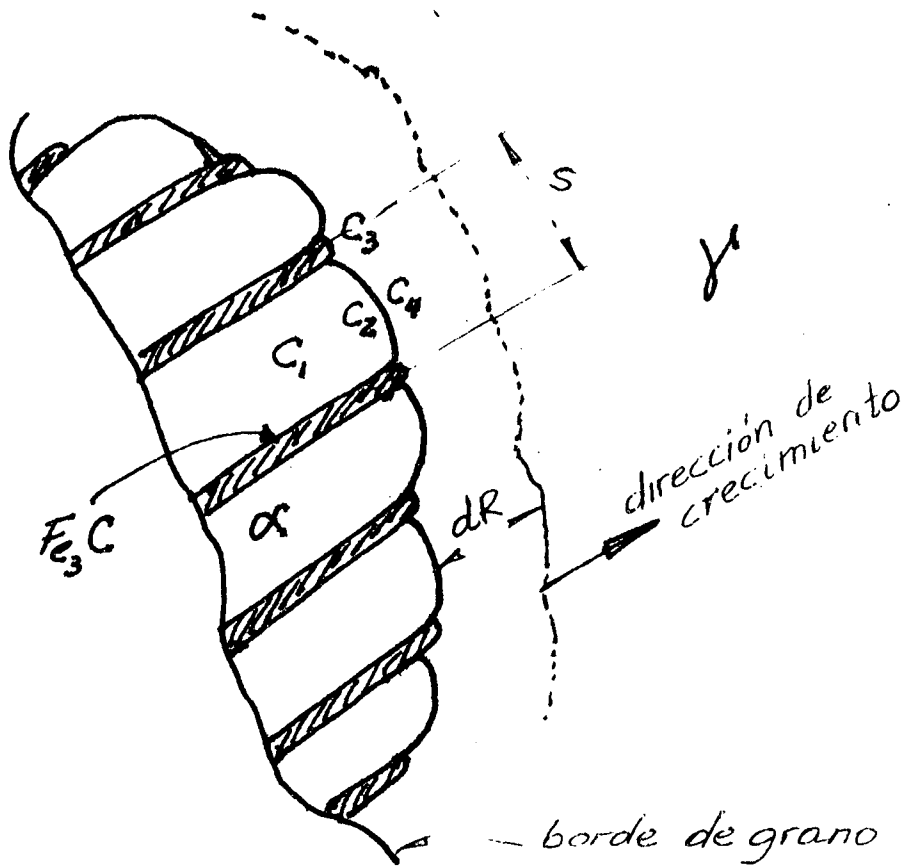


Fig. 59. Esquema de crecimiento de la perlita

El espaciamiento promedio entre las láminas se denomina espaciamiento interlaminar S . Se observa experimentalmente que hay una dependencia aproximadamente lineal entre S y $\frac{1}{T_e - T}$ donde T_e es la temperatura de equilibrio (en el caso de una aleación Fe-C, $T_e = 723^\circ\text{C}$). La velocidad de crecimiento depende de la temperatura alcanzando un máximo para temperaturas del orden de 550°C , pero fijada la temperatura de transformación, la velocidad de crecimiento y S son aproximadamente constantes lo cual implica que las condiciones para la difusión en la interfase que avanza son estacionarias. De las observaciones descritas se puede deducir que la velocidad de crecimiento y S deben de estar relacionados y por lo tanto resulta necesaria alguna otra condición independiente que

los vincule. Zener ha destacado que parte de la energía libre disponible es empleada en generar las intercaras ferrita-cementita y por lo tanto cuanto menor sea S menor será la energía remanente disponible para actuar como fuerza impulsora de la transformación. Por otro lado cuanto mayor sea S mayor será la distancia que debe difundir el carbono y el crecimiento se hará lento. La microestructura en consecuencia, adoptará un valor de S de compromiso. El criterio usado por Zener es que el valor de S resultante será aquél que haga máxima la velocidad de crecimiento.

En forma simplificada se describirá a continuación un modelo que permite explicar la relación observada experimentalmente entre S y el sobreenfriamiento $\Delta T = T_e - T$.

La energía libre usada en la formación de las intercaras ferrita-cementita, por unidad de volumen de perlita, puede expresarse:

$$\Delta G_s = \frac{2\gamma}{S}$$

donde

γ = energía de intercara por unidad de área.

Si ΔG_0 es el cambio de energía libre para un sobreenfriamiento ΔT , en el supuesto que no se generan intercaras, el cambio neto ΔG producido por la transformación será:

$$\Delta G = \Delta G_0 - \frac{2\gamma}{S}$$

Como caso límite puede considerarse que el valor mínimo de S será aquél que hace nula la velocidad de crecimiento, lo cual puede suponerse que ocurrirá cuando $\Delta G = 0$ o sea

$$S_{min} = \frac{2\gamma}{\Delta G_0}$$

de donde:

$$\Delta G = 2\gamma \left(\frac{1}{S_{min}} - \frac{1}{S} \right)$$

Si se supone que la velocidad de crecimiento V es proporcional a ΔG y está determinada sólo por la velocidad con que difunde el carbono, dicha velocidad deberá ser proporcional al coeficiente de difusión de Carbono D e inversamente proporcional a S . Es decir,

$$\begin{aligned} V &= K \Delta G \cdot \frac{D}{S} \\ &= K \cdot D \cdot 2\gamma \left(\frac{S - S_{min}}{S^2 S_{min}} \right) \end{aligned}$$

aplicando el criterio de máximo, cuando $\frac{dV}{dS} = 0$ resulta:

$$S = 2S_{min} = \frac{4\delta}{\Delta G_0}$$

Suponiendo ΔG_0 proporcional al sobreenfriamiento ΔT

$$\Delta G_0 = cte. (T_e - T)$$

$$\Delta G_0 = \Delta H - T\Delta S$$

donde

ΔH : calor latente de la transformación a presión y temperatura constantes

ΔS : cambio de entropía

A la temperatura de equilibrio se tendrá:

$$\Delta S = \frac{\Delta H}{T_e}$$

y si se supone que ΔH y ΔS no dependen de T , resulta:

$$\Delta G_0 = \Delta H \left(1 - \frac{T}{T_e}\right)$$

y por lo tanto

$$S = \frac{4\delta T_e}{\Delta H (T_e - T)}$$

Representando gráficamente $\ln S$ Vs $\ln (T_e - T)$, debería de tenerse una recta de pendiente -1 . En la Fig. 60 se muestran resultados experimentales de S en función de ΔT .

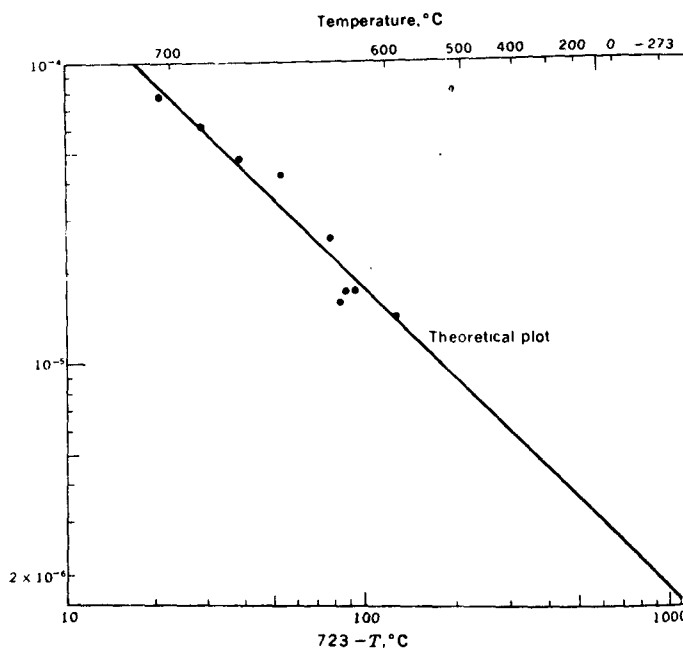


Fig. 60. Espaciado interlaminar S en función del sobreenfriamiento ΔT , en un acero eutéctico (Hawkes, Johnson and Mehl, Trans. Am. Soc. Metals, 30, 1049 - (1942)).

VELOCIDAD DE CRECIMIENTO DE LA PERLITA

La velocidad de crecimiento V , puede obtenerse en forma aproximada si se supone que la partición del carbono tiene lugar por difusión en la austenita. Considerando una aleación de composición eutectoide C_0 que transforma con un sobreenfriamiento ΔT , es posible estimar las concentraciones de carbono en las diferentes fases durante el crecimiento en estado estacionario. Esta estimación de concentraciones se hará extrapolando los límites del diagrama de equilibrio hasta la temperatura de transformación tal como se muestra esquemáticamente en la Fig. 61.

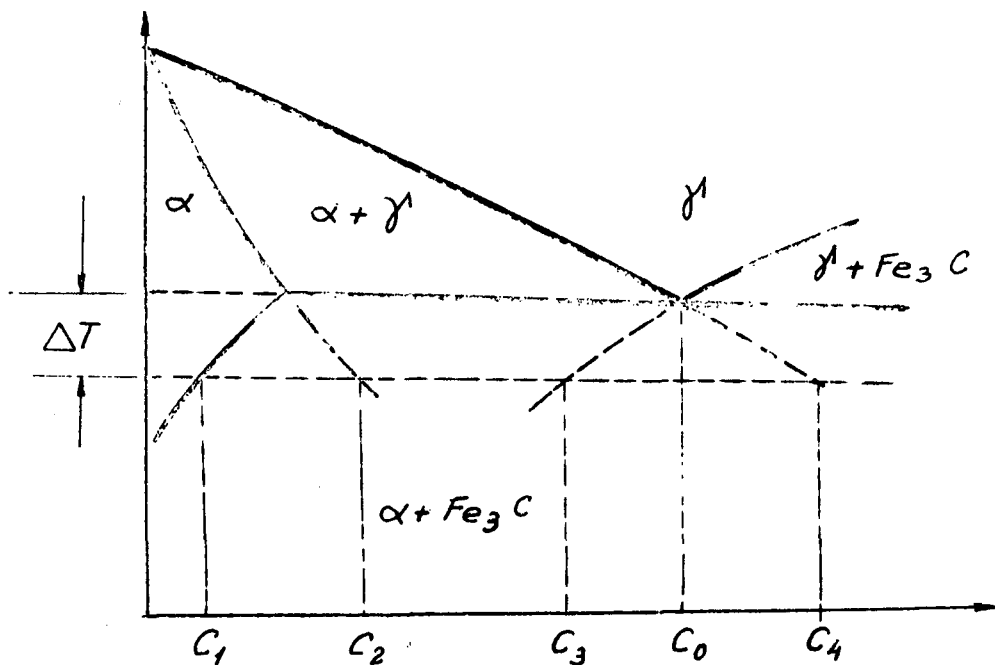


Fig. 61. Valores aproximados de concentración de carbono en las proximidades de la intercarra perlita austenita para un sobreenfriamiento ΔT .

- C_1 : porcentaje de C en α , en equilibrio con Fe_3C
- C_2 : porcentaje de C en α , en equilibrio metaestable con γ
- C_3 : porcentaje de C en γ , en equilibrio metaestable con Fe_3C
- C_4 : porcentaje de C en γ , en equilibrio metaestable con α

Las diferentes concentraciones en las diferentes zonas próximas a la intercarra austenita-perlita se muestran en el esquema de la Fig. 59. Cuando la intercarra avanza una distancia dR , la cantidad de carbono que debe difundir para que se forme ferrita puede expresarse aproximadamente por:

$$dR (C_0 - C_1)$$

Si se supone que el carbono particiona únicamente en la fase δ (delante de la lámina de ferrita), la cantidad de carbono que debe difundir en δ durante un tiempo dt en que la intercara avanza dR puede expresarse aproximadamente por $J_c dt$,

$$J_c dt \approx 2 D_c^\delta \frac{(C_4 - C_1)}{S} \cdot dt$$

De las dos ecuaciones anteriores se puede obtener la velocidad de migración en la forma siguiente:

$$V = \frac{dR}{dt} \approx 2 \frac{D_c^\delta}{S} \left(\frac{C_4 - C_1}{C_0 - C_1} \right)$$

Este modelo para explicar la velocidad de crecimiento de la perlita es demasiado simple, principalmente porque se ha supuesto que dicha velocidad está controlada únicamente por la difusión del carbono en la fase δ , lo cual no permite explicar la anisotropía que suele observarse en el crecimiento de los nódulos de perlita.

Según datos experimentales, es posible que en ciertos casos al menos la movilidad de la intercara y la difusión en la intercara jueguen un rol muy importante en la velocidad de migración de la intercara.

Según la Fig. 61 es posible considerar $(C_4 - C_1) \propto \Delta T$, además recordando la relación obtenida entre S y ΔT , es posible aproximar la velocidad V en la forma siguiente:

$$V \propto D_c^\delta (\Delta T)^2$$

Esta relación está de acuerdo con la dependencia observada experimentalmente entre V y ΔT , ya que para pequeños sobreenfriamientos V reduce su valor a pesar de que D_c^δ puede tener valores altos debido a que la temperatura es alta. Para grandes sobreenfriamientos también se obtiene un valor de V bajo, pues los procesos de difusión se hacen más lentos y su dependencia con la temperatura es exponencial así que se convierten en los procesos controlantes. De esto resulta que la velocidad de migración es máxima para sobreenfriamientos de valor intermedio. En la Fig. 62 se muestra la variación de V en función del sobreenfriamiento para varios aceros. Es de destacar que en todos los casos presentados la velocidad máxima se alcanza para temperaturas del orden de 580°C o lo que es equivalente, para $\Delta T \approx 140^\circ\text{C}$.

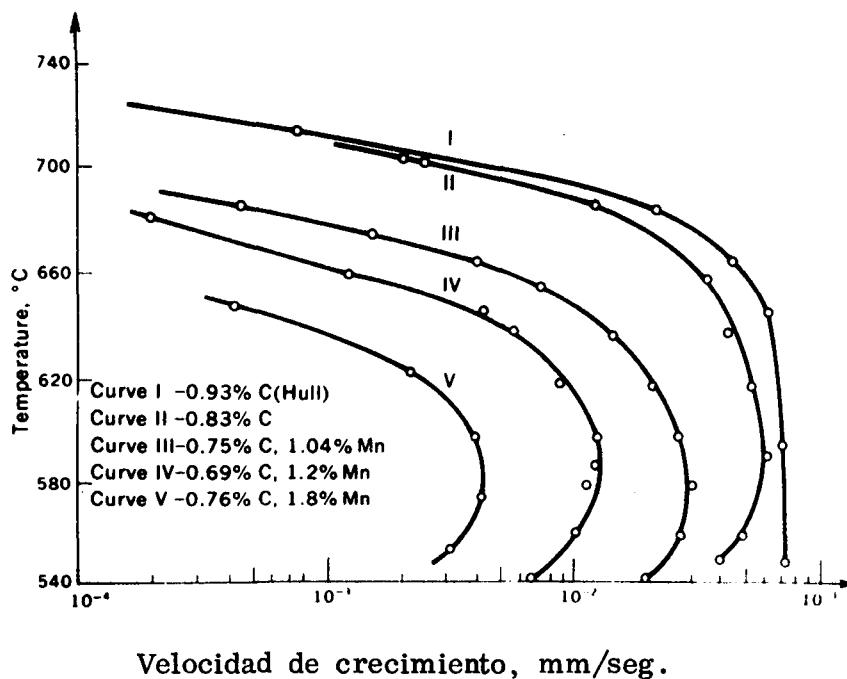


Fig. 62. Velocidad de crecimiento de la perlita en función de la temperatura de transformación para diferentes aceros. (Según Pickelsimer y colaboradores, Trans. AIME, 218, p.473(1960)).

TRANSFORMACION BAINITICA EN ALEACIONES DE Fe-C

Se denomina bainita a una serie de microestructuras que se pueden obtener por transformación isotérmica o durante enfriamiento continuo, a temperaturas inferiores a aquéllos en que se produce perlita. A temperaturas inmediatamente inferiores a las de transformación perlítica, la bainita muestra un aspecto de placas finas y paralelas y se denomina bainita superior. Un ejemplo de esta microestructura se muestra en la Fig. 63.



Fig. 63. Bainita superior

En la Fig. 63 las zonas más claras corresponden a placas de ferrita que han crecido cediendo carbono a la austenita ubicada entre las placas con lo cual la austenita se saturó en carbono y precipitó carburos. A temperaturas de transformación más bajas la bainita aparece formada por placas de ferrita con carburos dispersos en volumen, a esta microestructura se denomina bainita inferior.

La bainita inferior a diferencia de las fases proeutectoides y de la perlita crece por un mecanismo que implica deformación de corte o sea desplazamiento colectivo de grupos de átomos. Esto se deduce de observaciones hechas en una superficie transformada que previamente había sido pulida plana. La cinética de transformación bainítica depende esencialmente de la temperatura y en algunos casos ha sido estudiada con técnicas de metalografía a alta temperatura; un ejemplo de crecimiento isotérmico de placas de bainita inferior se muestra en la Fig. 64.

En general se acepta que la transformación bainítica se produce por el avance de la intercara ferrita-austenita mediante un mecanismo de corte que permite el cambio de estructura cristalográfica y que genera ferrita sobresaturada en carbono, dentro de la cual posteriormente precipitan los carburos.

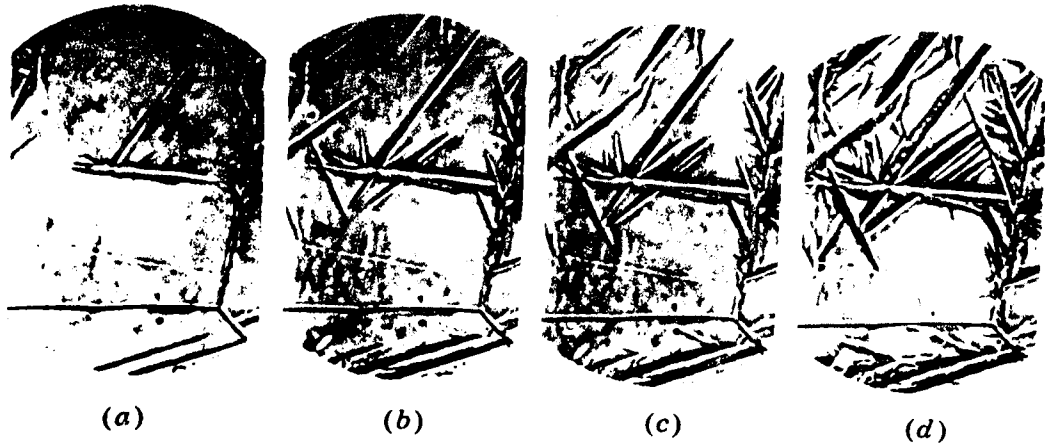


Fig. 64. Crecimiento isotérmico (350°C) de bainita inferior en un acero con 3.32% Cr y 0.66% C. Las fotos fueron tomadas a los siguientes tiempos: a) 14.75 min. b) 16.2 min. c) 17.25 min. y d) 19.2 min. (G.R. Speich and M. Cohen, Trans. AIME, vol. 213, p. 1050 (1960)).

En la Fig. 65 se muestra una micrografía electrónica de bainita inferior donde se pueden observar los carburos precipitados en el interior de las placas de ferrita. Los carburos aparecen precipitados según ciertas direcciones preferenciales lo cual da cuenta de que la difusión del carbono es más rápida en determinadas direcciones cristalográficas.



10000 X

Fig. 65. Micrografía electrónica de bainita inferior en un acero de composición, 0.54% C, 0.46% Mn, 0.26% Si, 1.2% Cr, 4.12 % Ni, 0.48% Mo y 0.82% W. Calentado a 850°C durante 30 min. y enfriado a 0.006°C/seg. (De Ferri Metallographia, vol. I, p. 356).

En el caso de los aceros aleados, los elementos sustitucionales tales como Mn, Mo, Cr, Ni, W, etc. no tienen tiempo suficiente de difundir durante la transformación. Esta no partición de elementos de aleación da como resultado una microestructura que es termodinámicamente menos estable, lo cual equivale a decir que la energía libre disponible para el crecimiento es menor que la diferencia de energía libre química correspondiente a la temperatura de transformación. La menor reducción de energía libre durante el crecimiento permite explicar porqué los elementos sustitucionales en general, retardan la cinética de transformación bainítica.

Según un trabajo de Speich y Cohen (Fig. 64) la velocidad de crecimiento en dirección longitudinal de las placas es constante durante el recocido de transformación isotérmica y aumenta cuando aumenta la temperatura de recocido. También se observó una reducción de la velocidad de crecimiento con el aumento del contenido de carbono.

Según observaciones de microscopía electrónica los carburos siempre se observaron dentro de la placa de ferrita y no en la austenita. Además se observó que los carburos precipitan y crecen muy cerca o en contacto con las intercaras austenita-ferrita, mientras que no se observaron carburos muy cerca de la "punta" que avanza durante el crecimiento. De las observaciones realizadas se ha concluido que el crecimiento en dirección longitudinal de las placas es muy probable que sea controlado por la difusión del carbono en la austenita en la zona adyacente al borde de la placa, mientras que el crecimiento en dirección transversal estaría controlado por la difusión del carbono en la placa de ferrita y a través de la intercara ferrita-austenita.

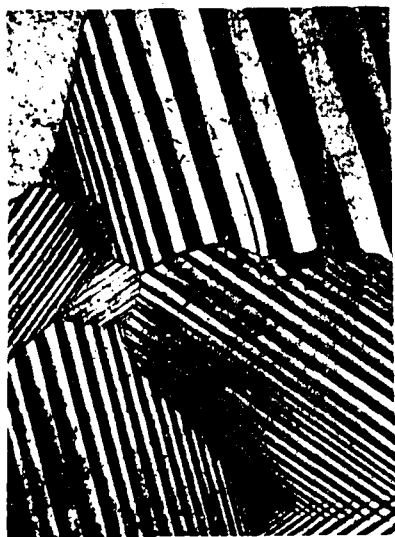
La importancia de los procesos de difusión en la transformación bainítica se destaca también porque su morfología (la de placas y la de carburos) evoluciona hacia formas menos aciculares a medida que la temperatura de transformación aumenta. Por otro lado, a bajas temperaturas se hace notable el carácter cristalográfico del mecanismo de transformación, lo cual exige el desplazamiento de átomos en forma colectiva o de grupos, para poder explicar el relieve superficial que se observa en las probetas cuando se produce la transformación bainítica. Las placas de ferrita crecen con relaciones de orientación cristalográfica bien definidas en forma semejante a lo que veremos en las transformaciones martensíticas donde no tienen lugar procesos de difusión.

TRANSFORMACION MARTENSITICA

La denominación de microestructura martensítica está asociada a una morfología de tipo acicular que se forma en varias aleaciones ferrosas y no ferrosas cuando la solución sólida sustitucional o intersticial de alta temperatura es enfriada a baja temperatura, de tal manera que los procesos de difusión no tengan tiempo de producirse. Sin lugar a dudas las transformaciones martensíticas más estudiadas son aquéllas que se forman en aleaciones de base de hierro, en particular, en los aceros, debido fundamentalmente a la importancia de la microestructura martensítica en la determinación de las propiedades mecánicas.

La microestructura martensítica y el proceso de transformación tienen en general características particulares según el material de que se trate, y aún en un mismo material pueden depender por ejemplo de la historia previa o de las tensiones mecánicas aplicadas. Por estos motivos y con el objeto de aclarar conceptos se describirán a continuación únicamente aquellas características que siempre se asocian a la transformación martensítica.

La transformación se produce por desplazamiento de los átomos dentro de zonas bien definidas. Para una dada composición química, las zonas transformadas guardan una relación cristalográfica con la matriz y los volúmenes transformados en forma de placas crecen sobre planos cristalográficos característicos denominados planos de hábito, y nunca atraviesan los bordes de grano. En la Fig. 66 a y b, se muestran dos micrografías donde se pueden observar las agujas de martensita (placas en volumen) en una aleación base hierro y en una aleación no ferrosa.



75 X

a)



1500 X

b)

Fig. 66. Microestructuras de martensita. a) Indio-Talio (In, 18% Tl)
b) 1.61% C, 0.36% Mn, 0.15% Si, 0.050% P recocida a 1100°C durante 30 minutos y templado en salmuera helada.

Durante la transformación martensítica se producen deformaciones características, por ejemplo: si antes de la transformación la superficie es plana luego de la transformación se puede observar relieve superficial que puede asociarse perfectamente a cada placa. También se observa que la deformación asociada a cada placa es macroscópicamente homogénea, lo cual se indica esquemáticamente en la fig. 67.

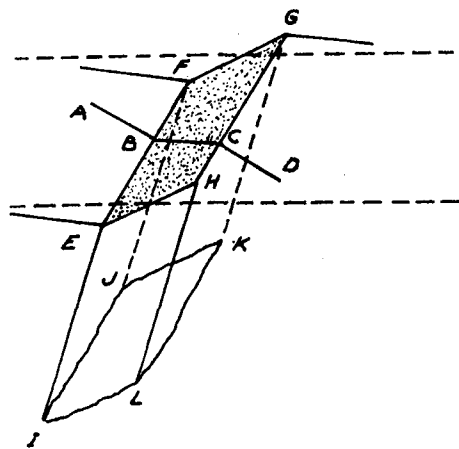


Fig. 67. Representación esquemática de la deformación producida en una superficie plana al formarse una placa de martensita. Antes de formarse la placa, la marca superficial ABCD era una línea recta (B. Bilby and J. Christian, en "The Mechanism of Phase Transformation in Metals", p. 121, Inst. Met. Monograph N° 18, 1956).

La marca de referencia ABCD indicada en la fig. 67, inicialmente era una recta, y luego de formada la placa de martensita, aparece constituida por tres trazos continuos también rectos AB, BC y CD, lo cual implica deformación macroscópica homogénea. Los planos indicados con IEFJ y LHGK representan las intercaras entre la fase matriz y la martensita y coinciden cristalográficamente con el plano de hábito.

La transformación se produce sin cambios locales de composición, es decir que no requiere procesos de difusión para que se produzca partición de los elementos.

Durante la transformación, la intercara matriz-martensita puede moverse a alta velocidad dentro de un rango amplio de temperaturas y su movimiento es sensible a la deformación elástica y/o plástica. La velocidad de crecimiento de las placas puede ser del orden de la velocidad del sonido en el material.

Otras características que suelen asociarse a la mayoría de las transformaciones martensíticas son las siguientes:

La Transformación comienza durante el enfriamiento cuando se alcanza una temperatura determinada, usualmente denominada M_s . Por debajo de la temperatura M_s la fracción transformada depende esencialmente de la temperatura y no del tiempo a la temperatura de transformación. Si el enfriamiento continúa, la transformación prosigue hasta que se alcanza una temperatura a la cual la transformación finaliza; a esta temperatura usualmente se la denomina M_f . Eventualmente M_f corresponde a aquella temperatura en que la fracción transformada es del 100%, sin embargo a veces la reacción termina antes de transformarse toda la matriz. La dependencia descrita de la fracción transformada con la temperatura se indica esquemáticamente en la fig. 68 y debido a esta dependencia se suele denominar también a las transformaciones martensíticas como transformaciones atérmicas.

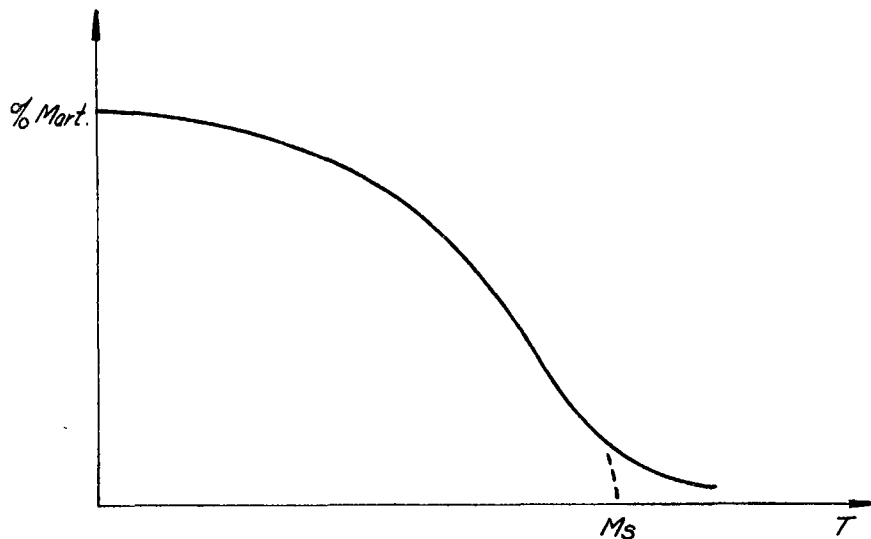


Fig.68. Representación esquemática del porcentaje de martensita producido durante el enfriamiento en función de la temperatura. La reacción comienza en M_s y termina en M_f cuando la fracción transformada puede ser próxima al 100%.

La deformación plástica a temperaturas por debajo de M_s tiende a incrementar la fracción transformada de martensita y en algunos casos es posible inducir por deformación la martensita deformato la fase metaestable aún a temperaturas superiores a M_s . La martensita se puede inducir por deformación a temperaturas mayores que M_s pero menores que cierta temperatura denominada M_d . Si se deforma a temperaturas superiores a M_d la fase metaestable deforma plásticamente y no se produce martensita. En algunas aleaciones la martensita inducida por deformación a temperaturas superiores a M_s es estable mientras se mantiene la tensión aplicada, y puede revertir a la fase matriz cuando se elimina la tensión que le dió origen. Este fenómeno da lugar a los efectos denominados pseudoelásticos y de memoria mecánica, y ha sido observado en numerosas aleaciones no ferrosas y en algunos aceros inoxidable. En la fig. 69 se muestra la variación de la tensión en función de la deformación en un ensayo de tracción a temperatura constante mayor que M_s en una aleación de Cu-Zn-Sn, en la cual se induce martensita al aplicar tensión y luego revierte al descargar la probeta, como se puede observar prácticamente toda la deformación "seudo elástica" es recuperada.

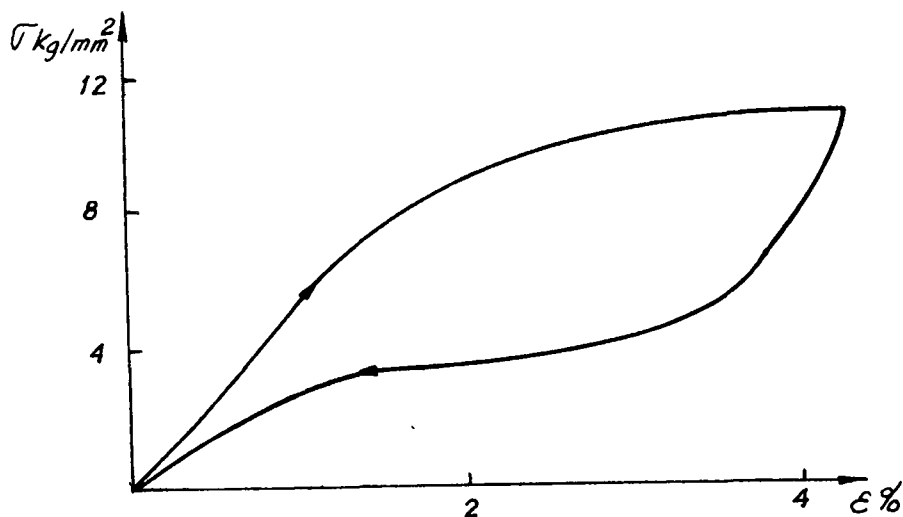


Fig. 69. Tensión vs. deformación en compresión en una probeta monocristalina de composición 61.3% Cu, 36.8% Zn y 1.9% Sn. Temperatura $M_s \approx -80^\circ\text{C}$, temperatura de ensayo -53°C .

En algunas aleaciones la martensita generada durante el enfriamiento revierte a la fase matriz durante el calentamiento, a temperaturas que usualmente se designan como A_s (comienzo de la reversión) y A_f (fin de la reversión). La reversión en general no se produce durante el calentamiento, cuando alguno de los elementos puede difundir rápidamente como ocurre en la mayoría de los aceros con el carbono y el nitrógeno.

En la fig.70 se muestra la variación de resistencia eléctrica en una probeta de Fe-29% Ni, provocada por la transformación martensítica, y se puede observar la reversión producida durante el calentamiento. Esta aleación está constituida a alta temperatura por una fase γ fcc (austenita) y a baja temperatura por una fase α bcc (martensita).

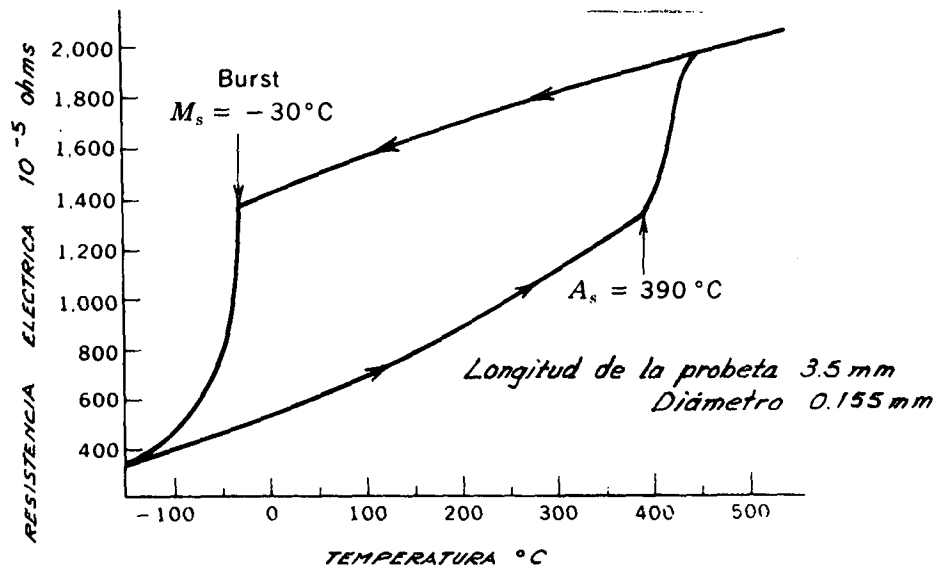


Fig.70. Resistencia eléctrica en función de la temperatura en una probeta de Fe-29% Ni; enfriada y calentada a una velocidad de $5^\circ\text{C}/\text{min}$ (L. Kaufman y M. Cohen, Trans. AIME, 206, 1393 (1956)).

A partir de la fig.70 se observa que la reacción austenita \rightleftharpoons martensita puede producirse en ambas direcciones, calentando o enfriando lo suficiente a partir de 170°C aproximadamente. Esto implica que a esta temperatura ambas fases están en equilibrio termodinámico.

MARTENSITA EN ACEROS

Cuando se forma una placa de martensita, se requiere cierta deformación para provocar el cambio de forma como se muestra esquemáticamente en la fig.67. Esta deformación asociada a la placa de martensita introduce tensiones en la matriz que la rodea, la cual a su vez aplica tensiones sobre la placa. El resultado es que al generarse la placa de martensita, se introduce en el material energía elástica que tiene signo positivo, es decir que tiende a aumentar la energía libre del material y no a reducirla, en consecuencia tiende a frenar la transformación. Es posible, que determinada distribución espacial de las placas de martensita haga que la energía elástica almacenada sea mínima y por lo tanto su formación contribuya a la máxima reducción de energía libre.

La deformación elástica y plástica almacenada durante la transformación es la causa de la mayoría de las grietas o defectos introducidos por el temple en los aceros. Como se verá más adelante, este efecto se puede reducir templando con las velocidades mínimas posibles, lo cual favorece cierta relajación de tensiones durante el proceso de transformación.

Las contribuciones a la energía elástica pueden separarse en dos componentes principales: una proveniente de la deformación de la matriz al "introducir" la placa de martensita, y la otra debido a la deformación elástica asociada a las intercaras matriz-martensita, esta última componente es mínima cuando la unión de las dos estructuras se realiza a través de un plano cristalográfico común a ambas (plano invariante).

Cuando la transformación es entre una estructura fcc y otra hcp, como ocurre en el caso del cobalto, es posible lograr una unión con distorsión mínima si dicha unión (plano de hábito) es uno de los planos de empaquetamiento compacto en ambas estructuras.

En el caso de los aceros, la transformación durante el enfriamiento se produce de la austenita fcc a martensita, que tiene estructura bct (cúbica de cuerpo centrado tetragonal). Tanto la estructura fcc como la bct en el acero no tienen planos cristalográficos con la simetría necesaria para poder unir ambas estructuras con el mínimo de distorsión, esta imposibilidad se manifiesta aunque se produzca una variación relativa de parámetros de red. Dicho de otra manera, en la estructura cristalográfica de la austenita no existe ningún plano que quede invariante (a escala atómica) al producirse la transformación a martensita. A pesar de estas consideraciones sobre la imposibilidad de coherencia cristalográfica a nivel atómico, se observa experimentalmente que la transformación se produce por el avance de una intercara que macroscópicamente aparece común a ambas estructuras y además corresponde a un plano cristalográfico invariante.

O sea, por un lado, no parece posible la existencia de un plano invariante, dadas la cristalografía de la austenita y martensita respectivamente, y por otro lado, se observa macroscópicamente la existencia de cierto plano invariante.

Esta ambigüedad ha hecho imposible hasta la fecha la elaboración de un modelo que pueda dar cuenta en forma detallada de los procesos que tienen lugar a nivel atómico en la intercara de transformación. Sin embargo, se han elaborado algunos modelos que dan cuenta del plano de hábito observado macroscópicamente sin considerar los procesos que necesariamente deben ocurrir a nivel atómico.

Para explicar la existencia del plano de hábito, consideremos primeramente la distorsión más simple de la estructura de la austenita para transformarla en martensita, tal como se describe esquemáticamente en la fig. 71.

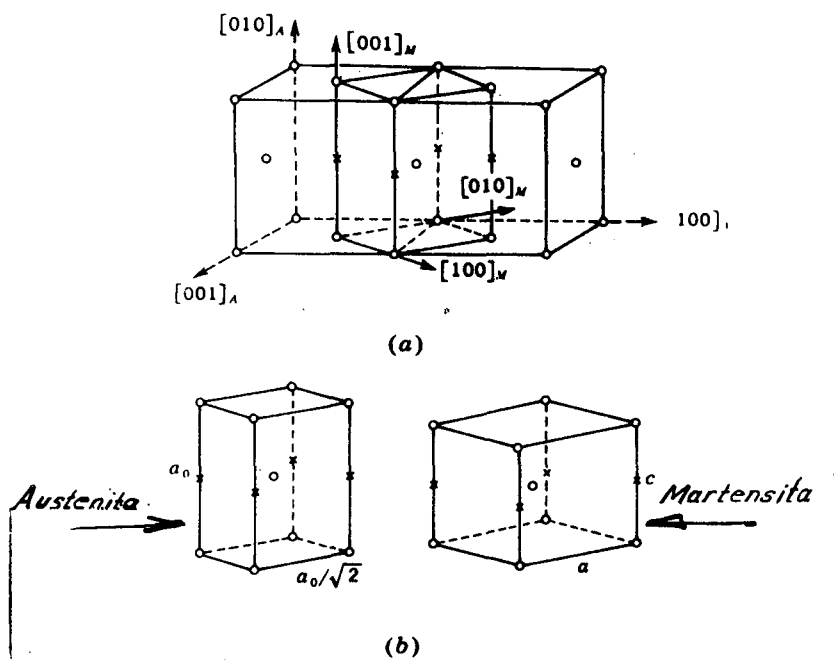


Fig. 71. a) Red fcc mostrando la celda bct con lo cual también puede representarse el mismo arreglo atómico. Las X marcan las posiciones intersticiales de los átomos de carbono en la austenita y en la martensita. b) Celdas unitarias de austenita y martensita.

Tal como se muestra en la fig. 71a, la red fcc puede ser descrita también por una red bct, la cual distorsionada convenientemente puede transformarse en la estructura bct de la martensita. La distorsión necesaria para pasar de austenita a martensita se muestra esquemáticamente en la Fig 71b; y usualmente se la denomina distorsión de Bain, pues este investigador la sugirió por primera vez en 1924.

La distorsión de Bain requiere contracción de un parámetro de red y expansión de los otros dos, de modo que el desplazamiento de los átomos es mínimo y por consiguiente hay un cambio de volumen pequeño.

El segundo punto básico de la teoría fenomenológica es que la formación de placas de martensita y su relieve asociado (fig.67) implica la existencia de un plano común a ambas estructuras que es no distorsionado y no rotado y como se dijo anteriormente es un plano invariante. Sin embargo, cuando un sólido es sometido a una distorsión de Bain, resulta por razones simplemente cristalográficas que tal plano invariante no existe. Ante esta situación y para poder explicar la existencia del plano invariante observado, se postuló la existencia de una deformación dentro de la placa de martensita, de manera que dejase invariante la red cristalina. Si la estructura de la martensita se deforma por deslizamiento o por maclado, no se cambia la estructura cristalina y puede generarse un plano invariante como el observado macroscópicamente. En la fig.72 se muestra esquemáticamente la estructura interna de la martensita indicando la deformación de estructura invariante, por deslizamiento o por maclado. En el caso de los aceros, el deslizamiento y el maclado se producen en una escala muy fina, a veces en espesores menores de 100 Å, pero en algunas aleaciones no ferrosas (fig.66 a) la deformación interna de las placas puede observarse ópticamente.

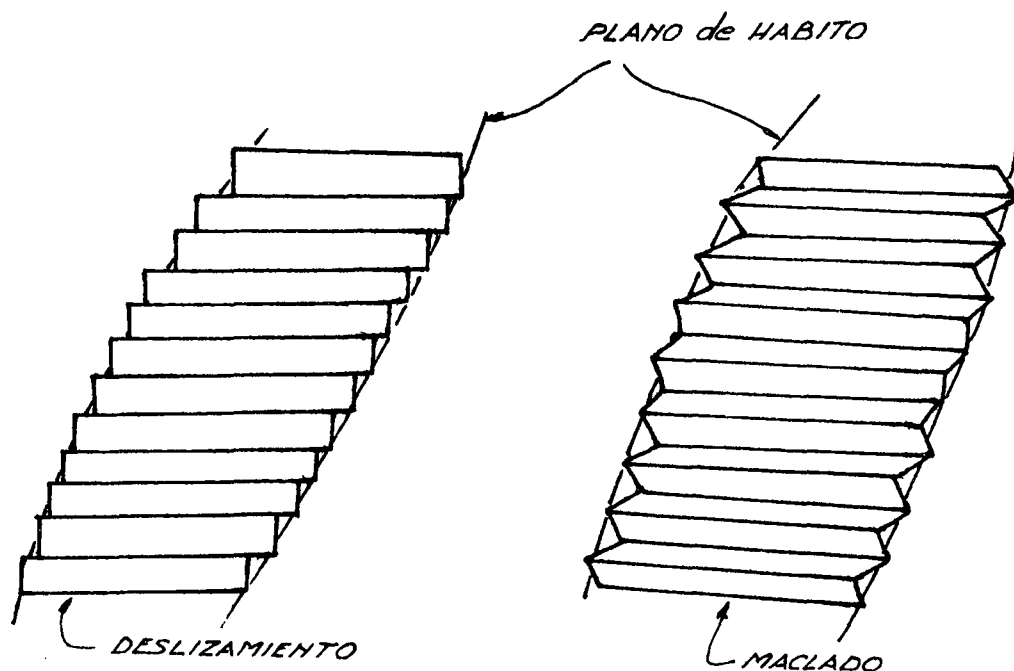


Fig.72. Representación esquemática de dos placas de martensita mostrando el plano de hábito y la fina deformación interna de red invariante (B. Bilby and J. Christian en "The Mechanism of Phase Transformations in Metals", p. 121, Inst. Met. Monograph N° 18, 1956).

De acuerdo a lo descripto, el cambio de forma al producirse la placa de martensita está dado por el cambio de estructura fcc \rightarrow bct, producido por la distorsión de Bain más la distorsión interna de las placas (por deslizamiento o maclado) necesaria para generar el plano de hábito observado macroscópicamente. Cuando se hace un análisis detallado del problema cristalográfico, se encuentra que sólo puede existir un plano invariante entre la austenita y la martensita, el cual coincide aproximadamente con el plano de hábito observado normalmente, es decir (259), para martensita que se forma alrededor o por debajo de temperatura ambiente. En aceros con temperatura M_s superiores, el plano de hábito suele ser cercano a (225).

En conclusión, la predicción del plano de hábito y de la deformación interna que deja la red invariante, se ha observado que en algunos casos es por deslizamiento y en otros por maclado, aunque también se ha observado dentro de una misma placa, una transición de un mecanismo a otro. Con respecto a cuál mecanismo es más probable, puede especularse en base a lo siguiente: Si una probeta de ferrita se deforma en tracción a temperatura por debajo de la ambiente y/o a alta velocidad, se observa que el mecanismo de deformación plástica es por maclado, mientras que cuando se deforma a temperatura superior a la ambiente y/o a baja velocidad, el mecanismo de deformación es por deslizamiento.

Este comportamiento de la ferrita ante la deformación plástica coincide con el observado en las placas de martensita, pues se observa que para M_s superiores a la ambiente o velocidades de transformación lentas, el mecanismo de deformación tiende a ser deslizamiento, mientras que para M_s inferiores a temperatura ambiente o velocidades de transformación altas, el mecanismo más observado es maclado resultando en ambos casos equivalente la deformación macroscópica.

Además de los aspectos cristalográficos descriptos para la martensita en aceros, debe destacarse la influencia de los elementos intersticiales, tales como el carbono o el nitrógeno.

En la fig.71 se indicó esquemáticamente la posición que los átomos intersticiales podían ocupar en la red; además se observa empíricamente, que los parámetros de red de la martensita varían linealmente con el contenido de carbono, como se muestra en la fig.73.

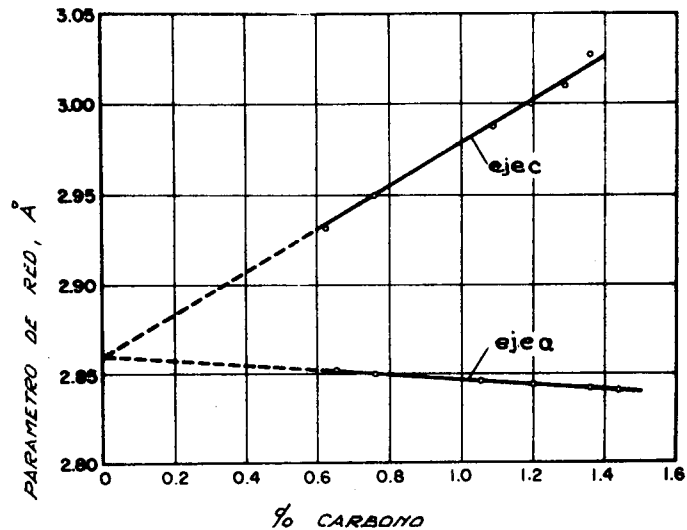


Fig. 73. Variación de los parámetros de red de la estructura martensítica en función del contenido de carbono.

Es posible explicar la variación lineal de la tetragonalidad (c/a) al pasar de austenita fcc (o bct, $c/a = 1.414$) a martensita bcc (o bct, $c/a \approx 1.0$); si se supone que los átomos intersticiales actúan distorsionando la red en la dirección del eje c de la martensita y que el número de lugares ocupados depende linealmente del contenido de elemento intersticial.

ESTABILIZACION DE LA AUSTENITA

Como ya se mencionó anteriormente, la mayoría de las transformaciones martensíticas en aceros son atérmicas, es decir, dependen de la temperatura y no del tiempo a temperatura. Se puede observar experimentalmente que las placas crecen hasta impactar con los bordes de grano o con otras placas, ensanchándose levemente y luego detienen su crecimiento. También se suele observar después de un corto tiempo (segundos) a temperatura constante, que la austenita resulta estabilizada con respecto a posteriores transformaciones, aún cuando termodinámicamente sigue siendo no estable.

Durante el enfriamiento continuo, la diferencia de energía libre también crece continuamente, y la fracción transformada aumenta por nucleación y crecimiento de nuevas placas.

El grado de estabilización de la austenita con respecto a continuar la transformación en forma isotérmica, se puede estudiar como se indica en la fig. 74.

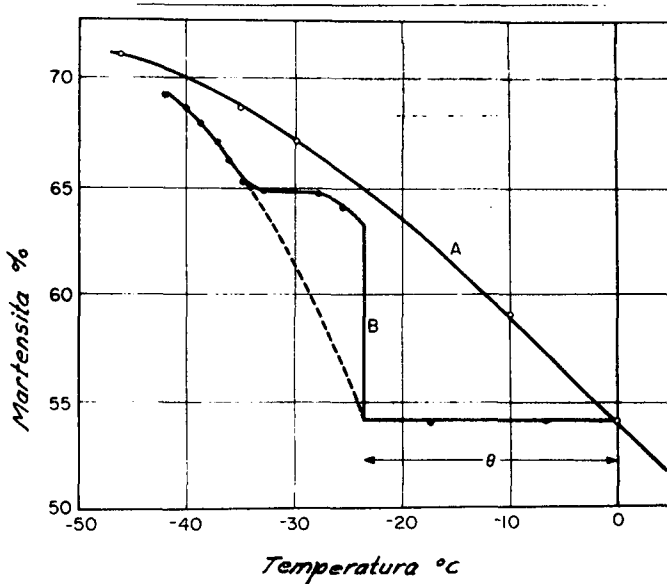


Fig.74. Transformación martensítica en un acero con 0.96% C, 3% Mn, 0.5% Cr, 0.4% Si, 0.2% Ni resto Fe. Curva A, transformación durante enfriamiento continuo. Curva B, templado a 0°C, envejecido a 18°C durante 45 min. y luego enfriamiento continuo. La diferencia de temperatura θ se usa como una medida de la estabilización (Glover S.G. and Smith T.B. on "Mechanism of phase transformation in metals" , Institute of Metals, London 1956, p.268).

La Curva A representa la variación de la fracción transformada en función de la temperatura durante enfriamiento continuo. Si se detiene el enfriamiento durante cierto tiempo, la formación de martensita también se detiene y no continúa inmediatamente si el enfriamiento prosigue. La transformación continúa después que se ha enfriado cierto número de grados θ por debajo de la temperatura a la cual se interrumpió el enfriamiento.

El valor de θ es una indicación del grado de estabilización alcanzado durante el "recocido" isotérmico. Se observa que θ aumenta con el tiempo de mantenimiento a una dada temperatura, o lo que es equivalente, la cantidad de martensita formada depende de la velocidad y continuidad del enfriamiento. Cuando la transformación prosigue después de la estabilización, en el primer momento lo

hace en forma explosiva, como se puede deducir de la fig.74 donde un 10% de martensita se ha generado a una misma temperatura.

Investigaciones en aleaciones de bajo carbono con M_s próxima a temperatura ambiente han mostrado que la estabilización de la martensita ocurre cuando hay carbono o nitrógeno en una aleación. Si estos elementos intersticiales no están presentes se forman nuevas placas de martensita y crecen isotérmicamente. Una explicación plausible de la estabilización es que los elementos intersticiales difunden hacia las dislocaciones que pueden estar en la intercara austenita-martensita o en cualquiera de las fases y frenan su movimiento. En el primer caso causarían un freno al movimiento de la intercara, en el segundo evitarían la relajación de tensiones generadas por la transformación. El efecto del tiempo de mantenimiento sería entonces el de permitir que más intersticiales difundan y precipiten o segreguen a las dislocaciones.

Inicialmente se dijo que la transformación martensítica era atérmica, y ahora se ha establecido que ésto ocurre sólo en aceros que contienen carbono.

Para aclarar ésto y el problema de la estabilización en aceros comerciales, describiremos a continuación tres clases comunes de aceros en los cuales se desarrolla alta resistencia y tenacidad mediante transformación martensítica y subsiguiente revenido.

Desde el punto de vista práctico es muy importante saber si ha quedado algo de austenita retenida después de templar a temperatura ambiente para lo cual es necesario conocer lo mejor posible las temperaturas M_s y M_f . En el caso de un acero al carbono de baja aleación la temperatura M_s puede estimarse en primera aproximación, conociendo su composición química y usando alguna de las varias fórmulas empíricas desarrolladas para estos cálculos, por ejemplo:

$$M_s (^{\circ}C) = 561 - 474 (\% C) - 33 (\% Mn) - 17 (\% Ni) - 17 (\% Cr) - 21 (\% Mo)$$

Se debe notar que la adición de cualquier elemento de aleación reduce el valor de M_s , aunque el carbono es uno de los más efectivos en ese aspecto.

Con la variación de M_s obtenida a partir de la fórmula anterior consideremos los tres grupos de aceros indicados en la tabla siguiente:

	C	Mn	Si	Ni	Cr	Mo		$M_s (^{\circ}C)$	$M_f (^{\circ}C)$	
Aceros de baja aleación										
AISI-1340	0.43	1.6	0.30					325	260	
-5140	0.42	0.7	0.16		0.93			330	270	
-4140	0.37	0.77	0.15		0.98	0.21		340	270	
-4340	0.42	0.78	0.24	1.80	0.80	0.33		280	210	
Aceros de herramientas										
AISI-232	0.65	0.40	0.20	2.0	1.00	0.30	0.15V	220	40	
-410	1.00	1.25	0.25		0.50		0.15V 0.5W	190	40	
-610	0.75	0.40	0.40		4.0	0.7	1.0V 18.0W	220	-170	
Aceros maraging										
18Ni(280)	0.03	0.10	0.10	18.5	9	5	0.7	0.1	300	230
18Ni(250)	0.03	0.10	0.10	18	8	5	0.4	0.1	300	230
18Ni(200)	0.03	0.10	0.10	18	8.5	3.2	0.2	0.1	300	230

El primer grupo, denominado comunmente aceros de baja aleación, es utilizado normalmente cuando se necesita resistencia mecánica relativamente alta y bajo costo, principalmente en la industria automotriz. La resistencia mecánica de la martensita en estos aceros está determinada fundamentalmente por el contenido de carbono y es por esta razón que el tenor de carbono es por lo menos de 0.30-0.40%, por lo tanto la transformación martensítica es a térmi-ca. De acuerdo a lo indicado en la tabla, las temperaturas M_f son bastante superiores a la ambiente, por lo tanto, templando a temperatura ambiente es difícil que quede austenita retenida.

Los aceros para herramientas son más aleados, con el objeto principal de lograr mayor resistencia al desgaste y resistencia mecánica en frío y a veces a temperaturas más elevadas. La temperatura M_s es superior a la ambiente, pero la temperatura M_f puede ser muy inferior, debido principalmente al contenido de aleantes. En estos aceros usualmente se hace un enfriamiento a temperaturas subcero inmediatamente después del temple, con el objeto de dejar la menor cantidad de austenita retenida posible. Si la pieza templada se deja a temperatura ambiente, aún durante tiempos de una hora, es posible que la austenita sea estabilizada de forma tal que no pueda ser transformada por más que se la subenfrié. En estos aceros es donde el problema de la austenita retenida ha sido más estudiado.

Los aceros "maraging" (martensíticos envejecibles) no dependen del carbono para obtener su resistencia mecánica, sino que son endurecidos por precipitación de Ni_3Ti o $Ni Mo$ en la fase martensita, durante un tratamiento de revenido (envejecido) posterior al temple. Estos aceros contienen bajo carbono y nitrógeno y varios porcentajes de titanio, que tiende a precipitar estos elementos intersticiales reduciendo su contenido en solución sólida.

En marcado contraste con los aceros de baja aleación o los de herramientas, los aceros sin carbono transforman martensíticamente por un mecanismo de nucleación y a veces lento crecimiento de la martensita. En la fig. 75 se muestra el porcentaje de austenita transformado después de recocer durante distintos tiempos a temperatura cercana a la ambiente.

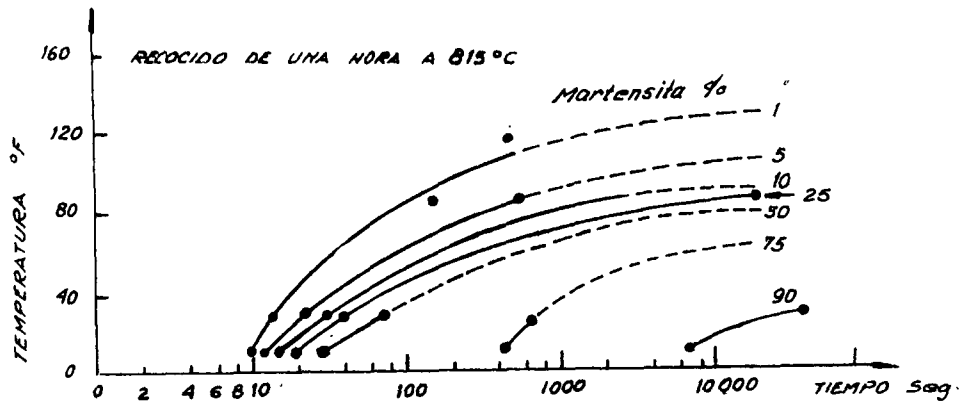


Fig. 75. Diagrama de transformación isotérmica de un acero con 25% Ni, 1.6% Ti, 0.017% C (R. Yoe, Trans. AIME 224, 1222 (1962)).

La fig. 75 se asemeja a los diagramas usuales de transformación isotérmica (TTT), aunque aquí la austenita transforma a martensita por un proceso sin difusión. Es de destacar que en este acero el valor de M_S depende de la velocidad de enfriamiento.

Si se comienza a agregar carbono a un acero de este tipo, la temperatura M_S se reduce, hasta que alrededor de 0.15% C la M_S se ha reducido alrededor de 100°C y es esencialmente independiente de la velocidad de enfriamiento.

Los resultados anteriores muestran que la martensita en aleaciones ferrosas se puede formar isotérmicamente, excepto en aleaciones que contienen una cantidad apreciable de intersticiales (0.1%) los cuales a través del fenómeno de estabilización de la austenita hacen que la transformación sea atérmica.

RESISTENCIA MECANICA DE LA MARTENSITA

Comercialmente los aceros de baja aleación constituyen el grupo más grande de aceros martensíticos, ya que combinan alta resistencia y tenacidad con un bajo costo relativo. La resistencia mecánica de la martensita en estos aceros depende esencialmente del contenido de carbono, como se muestra en la fig. 76 donde también se muestra la variación de dureza de la microestructura perlítica y de perlita esferoidizada. La dureza de la martensita es bastante independiente del tenor de elementos sustitucionales, los cuales son agregados exclusivamente para aumentar la templabilidad.

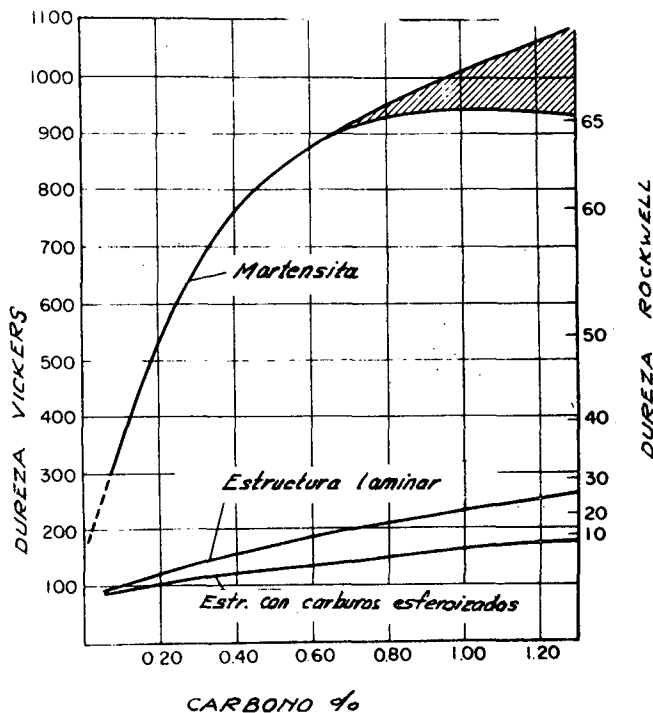


Fig76 . Dureza aproximada de los aceros al carbono con diferentes microestructuras en función del contenido de carbono. Curva superior martensita después del temple (sin revenido); curva media estructura laminar con los constituyentes proeutectoides obtenidos normalmente por enfriamiento al aire. La curva inferior corresponde a una microestructura de carburos esferoidizados y es de menor dureza.

En principio la transformación martensítica en el acero puede considerarse como el cambio instantáneo de austenita a ferrita donde el carbono tiene una solubilidad mucho menor y por lo tanto tiende a precipitar carburos. La dispersión de carburos permite explicar en parte el aumento de la resistencia mecánica de la estructura martensítica con el aumento del contenido de carbono. Sin embargo es bien sabido que la estructura martensítica aún con muy bajo

contenido de carbono o inmediatamente después del temple (antes que pueda detectarse precipitación) posee una elevada resistencia mecánica.

A continuación se considerarán algunas contribuciones a la resistencia de la martensita inmediatamente después del temple. En aceros de bajo carbono la martensita está formada por el apilamiento de placas muy finas, cada una de las cuales por separado constituye una "aguja" de martensita. Estas placas están agrupadas de forma tal que las deformaciones de transformación tienden a cancelarse. En estos casos, la deformación de red invariante es producida por deslizamiento. La martensita resultante tiene una densidad de dislocaciones comparable a la de una estructura altamente deformada (10^{11} a 10^{12} dislocaciones/cm²) y el espesor medio de placa es de alrededor de $0.1 \mu\text{m}$.

En este tipo de microestructura las intercaras entre placas se comportan como obstáculos para el movimiento de las dislocaciones dando como resultado una importante contribución a la resistencia mecánica.

La contribución del carbono en solución a la resistencia mecánica se puede explicar por el hecho de que los átomos de carbono distorsionan la red de ferrita, y esta distorsión tiende a relajarse redistribuyendo los átomos de carbono para reducir los campos de tensiones asociados a las dislocaciones y por lo tanto se crean "atmósferas" alrededor de las dislocaciones y se hace más difícil su movimiento. Los átomos de carbono pueden migrar hacia las dislocaciones en forma conveniente y reordenarse mediante procesos de difusión aun a bajas temperaturas para formar atmósferas y/o para formar agrupamientos de átomos que también contribuyen a aumentar la resistencia mecánica. Por lo tanto la resistencia de la martensita inmediatamente después del temple puede considerarse proveniente de:

- a) Contribución estructural debido a dislocaciones.
- b) Reordenamiento de los átomos de carbono.

La magnitud de b) aumenta con el contenido de carbono y para 0.40% C se ha calculado que su contribución es aproximadamente el doble que el debido a las dislocaciones.