



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
FACULTAD DE INGENIERÍA

INGENIERÍA MECÁNICA.

INTRODUCCIÓN A LA METALURGIA FISICA.

CAPÍTULOS SELECTOS

DR. YVAN HOUBAERT IRMEN

1975

604037

INDICE

INTRODUCCION A LA METALURGIA FISICA

CONSULTA

CAPITULOS SELECTOS

DR. YVAN HOUBAERT IRMEN
 SECCION DE INGENIERIA MECANICA
 FACULTAD DE INGENIERIA
 U.N.A.M.

1975

Indice

Introducción

1. Estructuras de los metales

- 1.1 Enlace químico en los sólidos
 - Fuerzas interatómicas
 - Enlaces iónicos
 - Enlaces covalentes
 - Enlaces metálicos

1.2 Estructura de los cristales

- Designación cristalográfica de los planos atómicos
- Indices de dirección
- Anisotropía

2. Termodinámica de los cristales

2.1 Movimientos atómicos

- 2.1.1 Mecanismo de los movimientos atómicos
- 2.1.2 Distribución de energía térmica

2.2 Termodinámica de los cristales

- 2.2.1 Efecto de la temperatura sobre los cristales metálicos
- 2.2.2 La curva de calor específico y las transformaciones
- 2.2.3 Entalpía, Entropía y Energía Libre
- 2.2.4 Naturaleza estadística de la entropía
- 2.2.5 Energía libre de transformación
- 2.2.6 Variación de la energía libre con la temperatura
- 2.2.7 El diagrama de equilibrio del punto de vista termodinámico

3. Defectos de las estructuras cristalinas

3.1 Vacancias y átomos intersticiales (defectos de punto)

- 3.1.1 Descripción y equilibrio termodinámico
- Origen de los defectos puntuales

3.2 Dislocaciones

3.3 Defectos de superficie o defectos en planos

4. Comportamiento mecánico de los metales

- 4.1 Propiedades elásticas
- 4.2 Deformación elástica de los metales cristalinos
 - Módulo elástico contra temperatura
 - Deformación elástica en los metales cristalinos
- 4.3 Movimiento de las dislocaciones
 - 4.3.1 Ascenso de las dislocaciones de borde
 - 4.3.2 Planos de deslizamiento y direcciones de deslizamiento
 - 4.3.3 Sistemas de deslizamiento
 - 4.3.4 Esfuerzo cizallante crítico determinado
 - 4.3.5 Sistemas de deslizamiento en diferentes formas cristalinas.
 - a. Metales cúbicos centrados en las caras
 - La curva de endurecimiento
 - b. Metales hexagonales
 - c. Cristales cúbicos centrados en el cuerpo
 - 4.3.6 Propiedades de los metales deformados plásticamente
 - Endurecimiento por deformación

5. Los sistemas binarios

- 5.1 Solubilidad total en ambos estados sólido y líquido (sistema isomorfo)
- 5.2 Solubilidad en el estado líquido, insolubilidad total en estado sólido
- 5.3 Solubilidad limitada en estado sólido
 - Sistema eutéctico
 - Sistema peritético
- 5.4 Otros diagramas binarios
 - Solubilidad limitada en el estado líquido
 - Sistemas con compuestos intermetálicos

6. La deformación de metales y aleaciones - El endurecimiento

- 6.1 Límite elástico agudo y bandas de Lüders
- 6.2 La teoría de Cottrell sobre el límite elástico agudo
- 6.3 Envejecimiento por deformación
- 6.4 Los fenómenos de endurecimiento
- 6.5 Endurecimiento por solución sólida
- 6.6 Endurecimiento por segunda fase
- 6.7 Endurecimiento por precipitación
 - Tratamiento de la solución
- 6.9 Teoría sobre el endurecimiento

7. Recuperación y Recristalización

- 7.1 Recuperación
 - 7.2 Recristalización
 - 7.3 Tamaño del grano de recristalización
 - 7.4 Variación de las propiedades del metal durante la recristalización
 - 7.5 Textura de recristalización
 - 7.6 Deformación en frío y en caliente
8. Fatiga, Fluencia
- 8.1 Propiedades mecánicas a cargas variables
 - 8.2 Propiedades mecánicas a temperaturas elevadas y métodos de su ensayo
 - Relajación

Introducción.

La metalografía se llama a la ciencia que estudia la relación entre la composición, estructura y las propiedades de los metales y las aleaciones y las leyes de sus cambios bajo las solicitaciones externas: calóricas, químicas, mecánicas, electromagnéticas y radioactivas. De todos los elementos conocidos hasta hoy día más de la mitad son metales. En la tabla I se muestra la tabla periódica de los elementos de Mendeléiev, en cuya parte derecha con línea gruesa se han separado los elementos no metálicos. Tales elementos, como el Si, Ge, As, Se, Te, Sn-alfa (estaño gris), están considerados como elementos intermedios entre los metales y los metaloides.

Los metales en estado sólido y parcialmente en estado líquido poseen alta conductividad calórica y eléctrica, tienen un coeficiente positivo de electroresistencia térmica. Con el aumento de la temperatura la resistencia de los metales puros crece; una gran cantidad de metales tienen superconductividad; en estos metales a una temperatura cercana al cero absoluto, la resistencia eléctrica cae a saltos hasta una magnitud muy pequeña. Además, todos los metales poseen emisión termoelectrónica, es decir, la propiedad de emitir electrones durante el calentamiento; buena reflectividad y susceptibilidad a la deformación plástica. Los metales no son transparentes y tienen un brillo metálico muy específico.

Los no metales (metaloides), por regla general, son frágiles y se caracterizan por tener una baja conductividad calórica

y un coeficiente negativo de resistencia eléctrica.

Todos los metales y aleaciones metálicas son cuerpos cristalinos. Los átomos (iones) están distribuidos dentro de ellos uniforme y periódicamente a diferencia de los cuerpos amorfos, en los cuales los átomos están distribuidos en forma caótica.

Los metales son cuerpos policristalinos, compuestos de una gran cantidad de cristales finos orientados ($10^8 - 10^{10}$ cm) en diferente forma unos con respecto de otros. En dependencia de la cristalización éstos tienen forma irregular y a diferencia de los cristales de forma regular se llaman cristalitas o granos de metal.

Los metales puros tienen baja resistencia y en una serie de casos no garantizan las propiedades físico-químicas y de ingeniería requeridas. Por eso, éstos se emplean muy raramente en la técnica. Tienen un uso más amplio las aleaciones.

Las aleaciones se obtienen por fusión o síntesis de dos o más metales o de metales con metaloide. Ellos poseen propiedades características, propias del estado metálico.

Las sustancias que forman la aleación se llaman componentes. La aleación puede estar compuesta de dos o más componentes. Para examinar la estructura, transformaciones y propiedades de los metales y aleaciones se han introducido las nociones de "fase" y "estructura".

Se llama fase la parte homogénea del sistema (del metal o la aleación), que posee una misma composición, iguales propie-

dades físicas y químicas y una superficie interfásica separada de las demás partes del sistema. Por ejemplo, el metal líquido homogéneo (aleación) es un sistema monofásico. La mezcla de dos cristales distintos por su composición y estructura, separados por la superficie de interfase, o bien la presencia simultánea de aleación líquida (metal) y cristales es un sistema bifásico.

Por estructura se entiende la estructura del metal o de la aleación.

Se distinguen:

1) la macroestructura, que es la estructura del metal o de la aleación, observada a simple vista o con un aumento insignificante (de 30 a 40 veces);

2) la microestructura, que es la estructura del metal o de la aleación, observada con la ayuda de un microscopio a elevados aumentos. La microestructura da una idea sobre la distribución mutua de las fases, su forma y dimensiones.

Se llaman componentes estructurales de la aleación las partes aisladas de la aleación, que al ser observadas al microscopio poseen igual estructura con las particularidades características propias de ellas. Los componentes estructurales pueden constar de una, dos o más fases.

Es muy significativo, que entre la microestructura y muchas de las propiedades de la aleación existe una dependencia cualitativa. Una de las tareas fundamentales de la metalografía consiste en la determinación de las relaciones entre la estructura y las propiedades de las aleaciones metálicas.

Desde 1863 el microscopio se emplea para la investigación de la estructura de los metales (Sorbi en Inglaterra). En 1868 se demostró, que en el acero en estado sólido durante su calentamiento (enfriamiento) hasta determinadas temperaturas (posteriormente denominadas puntos críticos) tienen lugar transformaciones estructurales (de fase), que producen cambios considerables de sus propiedades. Posteriormente, en 1878 se expusieron los fundamentos de la teoría moderna de la cristalización de los metales, que crearon el fundamento de la metalografía moderna y del tratamiento térmico del acero.

A comienzos del siglo XX un gran papel en el desarrollo de la metalografía desempeñaron los trabajos de investigación de los metales con el método del análisis físico-químico (eléctrico, dilatométrico, magnético y otros).

El amplio empleo de los métodos de análisis estructural por rayos X permitió determinar la estructura cristalina de las aleaciones metálicas y de las fases y estudiar las variaciones de ésta en dependencia del tratamiento de la aleación. Estas investigaciones fueron realizadas por M. von Laue y I. Debye (Alemania), G.V. Vulf (URSS), U.G. Bragg y U.L. Bragg (Inglaterra), A. Westgren, B. Fragen (Suecia) y otros.

Desde 1928-1930 se empezó a darle gran importancia a la cinética de las transformaciones de fase, es decir, al estudio de las transformaciones de fase durante el proceso de su transcurso. Esto permitió establecer el mecanismo de las transformaciones y elaborar la teoría y los problemas prác-

tos del tratamiento térmico del acero, duraluminio y de serie de aleaciones de importancia en el sentido técnico. En los últimos años se crearon nuevos tipos de tratamiento térmico y químico-térmico del acero, se han elaborado los fundamentos de la aleación del acero y aleaciones de alta resistencia, resistentes a la corrosión, refractarios, como también aleaciones a base de aluminio, titanio y otros metales. En relación con el desarrollo de la técnica del electrovacío, la electrónica de semiconductores, la producción de energía atómica, un amplio empleo en la técnica han obtenido los metales raros y sus aleaciones.

Capítulo I : Estructura de los metales

Las propiedades físicas y químicas de los metales y de los sólidos en general dependen fundamentalmente de las estructuras electrónicas y atómicas. Por tanto, en este capítulo revisaremos algunas características del enlace químico y de las ordenaciones atómicas en los sólidos.

I.1 Enlace químico en los sólidos

Las clasificaciones químicas del enlace interatómico proporcionan una guía para el estudio de las propiedades generales del sólido. Los principales tipos de enlace son: iónico, covalente, metálico y Van der Waals. Aunque, a menudo, resulta conveniente pensar que el enlace es simple y de un solo tipo, debe reconocerse que esto es una simplificación y que los enlaces poseen ordinariamente un carácter intermedio.

I.1.1. Fuerzas interatómicas

El enlace puede describirse en función de las fuerzas entre los átomos (o entre los iones). Cuando dos átomos están infinitamente alejados las fuerzas entre ellos son cero, y la energía potencial es, por tanto, también cero. Cuando se aproximan aparecen fuerzas atractivas y repulsivas, y éstas pueden hacer la energía potencial de la interacción positiva o negativa, dependiendo de la distancia de separación. Las fuerzas de largo alcance son atractivas y son un resultado de las interacciones electrostáticas entre los átomos. A distancias más cortas, las fuerzas repulsivas entre cargas análogas comienzan a dominar, y la energía conjunta de la interacción se vuelve positiva (dado que debe consumirse trabajo para acercar los átomos). La energía potencial total está dada aproxima-

madamente por la suma de dos términos:

$$V = \frac{-\alpha}{r^n} + \frac{\beta}{r^m} \quad (\text{I.I})$$

donde r es la distancia de separación, α y β son constantes que representan las fuerzas de atracción y repulsión, y m y n son números enteros pequeños, característicos de un sistema dado.

La distancia interatómica que corresponde al mínimo de energía potencial (fig. I.I) es la distancia de separación de equilibrio a la temperatura cero Kelvin ($= 0 \text{ K}$), ya que la fuerza exacta (que es la derivada de la energía potencial) es cero en este punto, igualándose las fuerzas atractivas y repulsivas.

I.I.2 Enlaces iónicos

Si el átomo del par interaccionante es muy electropositivo y el otro muy electronegativo, o, mejor, de gran afinidad electrónica, de forma que el primer átomo pierde un electrón de valencia frente al segundo, la fuerza atractiva es debida a la atracción electrostática (culombica) de dos iones cargados con signos opuestos, apareciendo un enlace iónico.

Como resultado de esta transferencia de electrones de valencia, cada ion en un cristal iónico tiende a rodearse de iones de carga opuesta por los que experimenta una atracción de tipo culombiana, mientras que los iones con cargas del mismo signo, para los que las fuerzas de Coulomb son repulsivas, ocupan posiciones más distantes. Un ejemplo familiar es el cloruro sódico mostrado en la figura 1.2. En un cristal iónico, las combinaciones de los iones cargados con signos

opuestos no se pueden identificar en general como moléculas individuales, debido a la alternancia regular en las posiciones de la red de varias clases de iones presentes. La ionización de los constituyentes de un cristal iónico conduce frecuentemente a una configuración electrónica de capas completas (closed-shell). En el cloruro sódico, por ejemplo, las configuraciones de los átomos neutros,



pasan a ser los iones



que son las mismas que las de los átomos nobles neón y argón, respectivamente (fig. I.3) dado que las capas electrónicas están completas, los iones tienen una distribución de carga aproximadamente esférica.

Los cristales iónicos poseen energías de enlace altas, debido a las intensas fuerzas intermoleculares entre los iones, y es corriente que estos materiales posean gran resistencia y puntos de fusión altos. Debido a la naturaleza direccional de los enlaces, son frágiles. Su conductividad eléctrica es baja.

I.I.3 Enlaces covalentes

El enlace covalente entre dos átomos se visualiza como una compartición de electrones suministrados por uno o por ambos átomos. La compartición se origina como consecuencia del solape de los orbitales enlazantes, produciendo la disminución de la energía del sistema. Este tipo de enlace, que se en-

cuentra a menudo en moléculas orgánicas, describe bien los enlaces carbono-carbono y carbono-hidrógeno en moléculas tales como el etano, C_2H_6 . Los enlaces simples se forman por la compartición de dos electrones (a menudo de cada átomo), mientras que el doble y el triple enlace implican la compartición de cuatro y seis electrones respectivamente. Los enlaces covalentes son marcadamente direccionales, como se visualiza en el enlace tetraédrico del carbono de las moléculas orgánicas, y en sólidos tales como el diamante y el silicio (fig. I.4, I.5 y I.6)

En un enlace covalente, los electrones compartidos se emplean en llenar las capas de valencia exteriores de cada átomo. En el diamante, por ejemplo, cada carbono está rodeado tetraédricamente por los cuatro vecinos más próximos, con los que está unido.

Los cuatro electrones de valencia de cada átomo de carbono (configuraciones $2s^2 2p^2$) están compartidos con los de los cuatro carbonos vecinos más próximos, los cuales contribuyen con un electrón por cada enlace; de hecho, esta compartición completa las capas de valencia de cada átomo, apareciendo un total de ocho electrones en el enlace. Los cuatro enlaces son de igual intensidad, debido a la combinación de los orbitales $2s$ y $2p$ ("hibridación sp^3 "). Los spins de los electrones apareados en un enlace tienen direcciones opuestas, uno con spin "hacia arriba" y el otro con spin "hacia abajo". El enlace covalente es, en sí mismo, muy fuerte, como lo testimonia la dureza y el alto punto de fusión del diamante, por ejemplo. Los enlaces intramoleculares en las moléculas orgá-

nicas simples son también fuertes. Las bajas temperaturas de fusión y la débil consistencia mecánica de tales materiales son el resultado de fuerzas intermoleculares débiles, que no son covalentes.

Además de los enlaces puramente iónicos y covalentes existen enlaces de carácter intermedio. La escala de electronegatividad de Pauling proporciona una medida semiempírica del grado en que un enlace es iónico o covalente, dependiendo de las electronegatividades de los átomos, o en otras palabras, de la relativa facilidad para atraer un electrón adicional.

1.1.4 Enlaces metálicos

Aparte de los enlaces iónicos y covalentes, existe un tercer tipo de fuerza interatómica primaria capaz de mantener juntos a los átomos y de primer interés en la metalografía: el enlace metálico. El modelo para un enlace metálico no es tan simple de construir como para los casos iónicos y covalentes. Sin embargo, para el objeto es suficiente un concepto simplificado. Si dentro de un átomo hay solamente unos pocos electrones de valencia (capa externa), estos electrones podrán eliminarse con facilidad, mientras el resto de los electrones se adhieren firmemente al núcleo. Esto, en efecto, forma una estructura de iones positivos y electrones "libres". (fig. I.7). Los "núcleos" de iones positivos constan del núcleo y de los electrones restantes. Debido a que los electrones de valencia tienen libertad para moverse dentro de la estructura metálica, forman la comúnmente llamada "nube" o "gas" electrónico. Tal como lo indica la fig. I.7, los iones posi-

tivos y los electrones negativos proporcionan las fuerzas de atracción mediante las cuales el enlace mantiene los átomos metálicos unidos. Aun cuando la descripción está grandemente simplificada, da una explicación bastante útil para entender muchas de las propiedades de los metales. Por ejemplo, las propiedades mecánicas de un metal, están determinadas por el acomodamiento cristalino (se discutirá más adelante) de átomos en el metal sólido. Los electrones libres dan al metal su característica típica de alta conductividad, ya que son éstos los que tienen libertad para moverse en un campo eléctrico. La alta conductividad térmica de los metales está asociada también con la movilidad de los electrones de valencia, los cuales pueden transferir energía térmica de un alto a un bajo nivel de temperatura. Un cuarto efecto de los enlaces metálicos es que los electrones libres en el metal absorben poca energía, de tal modo, que todos los metales son opacos a la luz transmitida.

1.2 Estructura de los cristales

Por estructura atómica cristalina se entiende la disposición recíproca de los átomos, que existe en un cristal real. En un metal gaseoso la interacción entre los átomos, que poseen una gran energía cinética, es pequeña y se desplacen en el espacio de forma caótica. Al pasar el metal al estado líquido y posteriormente al estado sólido, la distancia entre los átomos disminuye y la interacción entre ellos aumenta. El carácter de la interacción de los átomos está determinado por la estructura de sus capas electrónicas periféricas. Los

átomos de los metales tienen una pequeña cantidad de electrones periféricos (electrones de valencia, no más de tres, en los metaloides, de cuatro a ocho), que están debilmente enlazados con el núcleo.

Como sabemos del anterior, al acercarse los átomos, los electrones que se encuentran en las capas periféricas pierden el enlace con sus propios átomos, gracias a que se desprende el electrón de valencia de un átomo bajo la influencia del núcleo cargado positivamente de otro, de éste bajo la influencia del siguiente y así sucesivamente. Tiene lugar una especie de colectivización de electrones por los átomos de la masa dada del metal.

Los electrones colectivizados se llaman "libres", puesto que no pertenecen a ningún átomo. Por consiguiente, en estado sólido el metal representa una construcción compuesta de iones cargados positivamente, bañados por el "gas" de electrones libres, colectivizados.

Los iones en el metal sólido están ubicados a tal distancia el uno del otro y en tales puntos del espacio, en los cuales las fuerzas de atracción que surgen por la interacción de los iones con el gas electrónico y las fuerzas de repulsión mutua se compensan. Cada metal está formado de átomos iguales, por eso la distancia entre estos puntos espaciales en determinadas direcciones deben ser iguales.

Esto conduce al hecho de que los átomos (iones) de los metales están ubicados en el espacio uniformemente, formando una red cristalina (espacial). La red cristalina está formada de

líneas y planos imaginarios que pasan por los puntos de ubicación de los iones en el espacio. Estos puntos han recibido el nombre de nudos de la red cristalina.

Los iones en los nudos de la red cristalina oscilan con una frecuencia del orden de 10^{13} oscilaciones por segundo. Este movimiento no cesa incluso a una temperatura próxima al cero.

Un ejemplo de este tipo de red se muestra en la figura I.8. Con líneas gruesas se indica el menor paralelepípedo mediante cuyo desplazamiento sucesivo a lo largo de sus tres ejes se puede construir todo el cristal.

Este volumen mínimo del cristal, que da una idea sobre la estructura atómica del metal cualquiera que sea su volumen, recibió el nombre de célula cristalina elemental.

Para su característica simple es necesario conocer las siguientes magnitudes: tres aristas (a, b y c) y tres ángulos entre los ejes α , β y γ (fig. I.8). La red más sencilla es la cúbica, en la que $a = b = c$ y $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$.

Las redes cristalinas de distintas sustancias se diferencian por la forma y la magnitud de las células elementales.

(Fig. I.9)

La mayoría de los metales forman una de las siguientes redes cristalinas de alta simetría con un empaquetamiento compacto de los átomos:

- estructura cúbica de cuerpo centrado : cc (inglés bcc = body centered cubic), fig. I.10

- estructura cúbica de caras centradas : ccc (inglés fcc = face centered cubic), fig. I.11

- estructura hexagonal compacta : hc (inglés hcp = hexagonal close packed), fig. I.12 y I.13 (hexagonal simple).

En las figuras se dan las representaciones convencionales de las redes cristalinas nombradas y los esquemas de empaquetamiento de los átomos (iones) que dan una idea bastante clara sobre cada estructura.

Como se puede observar en la figura I.10, en la red cúbica de volumen centrado (cuerpo centrado) los átomos están ubicados en los ángulos del cubo y uno en el centro de su volumen. La red cúbica de cuerpo centrado se puede encontrar en los siguientes metales (Tabla I):

Rb, K, Na, Li, Ti-beta, Zr-beta, Ta, W, Mo, V, Fe-alfa, Cr, Nb, Ba.

(Los índices alfa, beta y gama señalan que los metales correspondientes tienen distinta estructura cristalina o modificaciones alotrópicas a distintas temperaturas, como se verá más adelante.)

En la red cúbica de caras centradas los átomos están ubicados en los ángulos del cubo y en el centro de cada cara (fig. I.11). Tienen este tipo de red los siguientes metales: Ca-alfa, Ce-beta, Sr, Th, Pb, Sc-alfa, Ni, Ag, Au, Pd, Pt, Ph, Ir, Fe-gama, Cu, Ca-alfa.

En la red hexagonal (fig. I.13), los átomos están ubicados en los ángulos y en el centro de las bases hexagonales del prisma y tres átomos en el plano medio del prisma. Tienen este empaquetamiento de los átomos los metales: Hf, Mg, Ti-alfa, Cd, Re, Os, Ru, Zn, Co-alfa, Be, Ca-beta, Sc-beta, Y,

La-alfa, Zr-alfa.

Finalmente, algunos metales (Mn-gama, In) tienen una red tetragonal ($a = b \neq c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$)

Las distancias entre los átomos de la red se denominan periodos de la red. El periodo de la red se expresa en angstromes Å ($1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ cm}$) o bien en kiloequis kX ($1 \text{ kX} = 1,00202 \times 10^{-8} \text{ cm}$). En el nuevo sistema internacional de unidades se utiliza el nanometro nm ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m} = 10 \text{ Å}$).

El periodo de la red cc de los metales, que se cristalizan en el sistema cúbico se encuentra entre los límites de 0,286 a 0,607 nm (de 2,86 a 6,07 Å). En el sistema hexagonal $a = 0,228 \text{ } \cdot \text{ } 0,398 \text{ nm}$ (2,28 - 3,98 Å) y $c = 0,357 \text{ } \cdot \text{ } 0,652 \text{ nm}$ (3,57 - 6,52 Å).

Es fácil darse cuenta, que a una célula elemental de red cúbica de cuerpo centrado le corresponden 2 átomos: un átomo en el centro del cubo y un átomo que aportan los átomos ubicados en el vértice del cubo. Dado que cada átomo en el vértice del cubo pertenece al mismo tiempo a 8 células elementales, por consiguiente, a cada célula elemental le corresponde solamente $1/8$ de la masa de este átomo y a toda la red $1/8 \cdot 8 = 1$ (fig. 1.14).

A una célula elemental de la red cúbica de caras centradas le corresponden 4 átomos; uno de ellos (por el mismo cálculo que en el caso anterior) lo aportan los átomos que se encuentran en los vértices del cubo ($1/8 \cdot 8$), y tres átomos los aportan los átomos que se encuentran en el centro de las caras, puesto que cada uno de estos átomos pertenece a dos redes. Por lo tanto: $1/2 \cdot 6 + 1/8 \cdot 8 = 4$ (fig. 1.15).

A la célula elemental de una red hexagonal de empaquetamiento compacto le corresponden seis átomos ($3 + 1/6 \cdot 12 + 1/2 \cdot 2 = 6$). La densidad de la red cristalina, es decir, el volumen que ocupan los átomos, que convencionalmente se puede examinar como si fueran bolas rígidas (véase las figuras 1.10, 1.11 y 1.12) se caracteriza por el número de coordinación, por el cual se entiende el número de átomos que se encuentran a igual y menor distancia del átomo dado. Mientras mayor es el número de coordinación, mayor es la densidad de empaquetamiento de los átomos.

En la célula elemental cúbica de volumen centrado la distancia menor entre los átomos corresponde a $\frac{a\sqrt{3}}{2}$. A esta distancia del átomo dado se encuentran 8 vecinos (fig. 1.14). Por lo tanto, el número de coordinación para esta red cristalina es 8 (C8) y el coeficiente de llenado, que se determina como la relación entre el volumen, ocupado por los átomos, y el volumen de la célula elemental, es igual a 68 %.

- Para la célula cristalina de caras centradas el número de coordinación es 12 (C12); cada átomo tiene 12 vecinos contiguos a una distancia $\frac{a\sqrt{2}}{2}$ (fig. 1.15). -

La red hexagonal de empaquetamiento compacto con una relación $c/a = 1,633$, tiene un número de coordinación igual a 12 (H12), lo que corresponde también a la mayor compacidad de empaquetamiento de los átomos. En la mayoría de los metales que se cristalizan en el sistema hexagonal, la relación c/a se encuentra en los límites de 1,57 a 1,64, es decir, la desviación del empaquetamiento compacto ($c/a = 1,633$) es pequeña.

Si la relación c/a se diferencia significativamente de 1,633 (por ejemplo, para el cinc y el cadmio), entonces el número de coordinación de la red cristalina es 6.

Las redes cúbicas de caras centradas y la hexagonal ($c/a = 1,633$) son las más compactas, en las que el coeficiente de llenado es igual a 74%.

Al disminuir el número de coordinación hasta 6 el coeficiente de llenado es igual a un 50% más o menos, para un número de coordinación de 4, es cerca de un 25%.

A los metales que se encuentran en el sistema periódico al lado de los metaloides (a veces se les denomina semimetales), como así mismo los metaloides tienen una red cristalina más compleja con un número de coordinación pequeña.

1.2.1 Designación cristalográfica de los planos atómicos.

Para determinar la posición de los planos atómicos (que pasan a través de los átomos) en las redes cristalinas espaciales se emplean índices (hkl) que representan tres cifras racionales enteras, que son las recíprocas de los segmentos cortados por el plano dado en los ejes de coordenadas. Las unidades de longitud a lo largo de estos ejes se toman iguales a las aristas de la célula elemental.

Ponemos algunos ejemplos de designación de los planos del cubo. Como se puede ver en las figuras 1.16, 1.17 y 1.18, cada plano del cubo corta a un solo eje con la particularidad de que los segmentos serán iguales a $(1, \infty, \infty)$; $(\infty, 1, \infty)$; $(\infty, \infty, 1)$. Las recíprocas de los segmentos cortados serán respectivamente iguales a 1,0,0; 0,1,0; 0,0,1. Los índices de los planos se escriben comúnmente entre paréntesis y no se separan con comas: (100), (010), (001).

En la red cúbica, además de los planos del cubo (véase las figuras), se diferencian los planos del octaedro (111) y los planos del dodecaedro (110).

Los índices no caracterizan a un solo plano cualquiera, sino que a todo un grupo de planos paralelos.

No es difícil observar, que la densidad de distribución de los átomos es distinta para los diferentes planos. Así, por ejemplo, a la red cúbica de cuerpo centrado del plano (100) le pertenece solamente un átomo (1/4.4). Al plano del dodecaedro rómbico (110) en la misma red le pertenecen dos átomos; uno de estos átomos es aportado por los átomos situados en los vértices (1/4.4) y el otro se encuentra en el centro del cubo. En la red cúbica de caras centradas el plano de disposición más compacto de los átomos será el plano del octaedro (111), y en la red cúbica de volumen centrado, el plano (110).

1.2.2. Índices de dirección

Para describir la dirección en el cristal se elige una recta que pasa por el origen de coordenadas. Su posición se determina unívocamente por los índices mnp del primer nudo, por el que ella pasa. Por eso los índices del nudo mnp son al mismo tiempo los índices de dirección. Acordemos en entender por índices cristalográficos de la recta del nudo (de dirección) tres cifras enteras mutuamente simples que caracterizan la posición del nudo vecino que se encuentra en la dirección dada que se mide en unidades axiales. Los índices cristalográficos de dirección se toman entre corchetes [mnp].

En calidad de ejemplo escribamos los índices de las direcciones principales de la red cúbica (fig. 1.19). Los índices de

los ejes de la red: eje X - $[100]$, eje Y - $[010]$, eje Z $[001]$. Los índices de las diagonales de las caras son: $[110]$; $[101]$; $[011]$. Los índices de las diagonales espaciales son $[111]$.

Para la red cúbica los índices de dirección $[hnp]$ perpendicular al plano (hkl) , numéricamente son iguales a los índices de este plano. Así, los índices del eje X son iguales a $[100]$, y los índices del plano perpendicular al eje X son iguales a (100) .

1.2.3. Anisotropía

Como resultado de la diferente densidad de átomos en las distintas direcciones, muchas propiedades (químicas, físicas, mecánicas) del cristal dependen de la dirección. Semejante desigualdad en las propiedades del monocristal en las distintas direcciones cristalográficas se llama anisotropía.

El cristal es un cuerpo anisótropo a diferencia de los cuerpos amorfos isótropos (vidrio, plástico, etc.) cuyas propiedades no dependen de la dirección.

Los metales que se emplean en la técnica son policristales, es decir, están compuestos de una gran cantidad de cristales anisótropos. En la mayoría de los casos las cristalitas están orientadas en forma diferente unas respecto a las otras; por eso, en todas las direcciones, las propiedades son más o menos iguales, es decir, los cuerpos policristalinos son cuerpos isótropos. Esta isotropía imaginaria del metal no se observa si los cristales tienen igual orientación.

Capítulo 2 : Termodinámica de los cristales

2.1 Movimientos atómicos

Los átomos de un cristal se vuelven estáticos sólo al cero absoluto ($0\text{ K} = -273^{\circ}\text{C}$). Bajo estas condiciones los átomos se colocan en sus posiciones de menor nivel de energía respecto a sus vecinos (fig. 1.1). Conforme aumenta la temperatura, las vibraciones térmicas desplazan átomos de una manera caótica alrededor de esas posiciones de baja energía. Los desplazamientos atómicos pueden también ocurrir bajo campos eléctricos o magnéticos si las cargas de los átomos responden al campo. Por ejemplo, los átomos en forma de iones son fácilmente desplazados en un campo eléctrico. La vibración térmica se sobrepondrá más allá de los desplazamientos, pero el centro del movimiento habrá girado su posición normal. (fig. 2.1)

Los movimientos atómicos hacia nuevas posiciones se presentarán cuando la temperatura o el campo tenga suficiente intensidad de energía para girar el átomo fuera de su punto original en la retícula.

2.1.1. Mecanismo de los movimientos atómicos

Muchos de los movimientos atómicos dentro de los sólidos están relacionados con puntos de defecto (véase el capítulo 3). El mecanismo de los huecos requiere poca energía y mueve un átomo desde un sitio ocupado hacia el sitio del hueco adyacente. El mecanismo de intersticio mueve los átomos entre los átomos vecinos de la estructura cristalina. (fig. 2.2) Los movimientos pueden ocurrir en cristales sin puntos de defecto. Un simple cambio de los dos vecinos más cercanos es

teóricamente posible; sin embargo, es probablemente menos común que las difusiones en anillo, las cuales envuelven los movimientos simultáneos de 3 o 4 átomos (fig. 2.3).

Cualquier átomo en particular tiene igual probabilidad de movimiento en cada una de las tres direcciones coordinadas. Una cantidad neta de difusión ocurre solamente cuando hay gradiente en concentración, potencial o presión (véase más adelante: difusión).

2.1.2. Distribución de energía térmica

La energía cinética total KE de un gas aumenta en proporción a la temperatura T , de modo que la ecuación, $KE = \frac{3}{2} RT$ [2.1] es adecuada. La R de esta ecuación es la misma que la constante de los gases encontrada en cursos introductorios de química. Su valor y unidades son $1,987 \text{ cal/mol} \cdot ^\circ\text{C} \hat{=} 2 \text{ cal/mol} \cdot \text{grado}$. Para el propósito, es ventajoso ver moléculas individuales y así reemplazar R con kN , en donde N es el número de Avogadro, $6,02 \cdot 10^{23}$ átomos/mol, y k es $0,33 \cdot 10^{-23} \text{ cal/molécula} \cdot \text{grado}$. Esto es más comúnmente convertido a $1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg/molécula} \cdot \text{Kelvin}$, de modo que

$$KE = \left(\frac{3}{2} kT \right) \cdot N \quad (2.2)$$

Este último valor de k es llamado constante de Boltzmann. La anterior ecuación no implica que todas las moléculas de un gas tengan la misma energía. De hecho habrá una distribución estadística de energías, como se indica en la fig. 2.4. En cualquier instante de tiempo en particular, muy pocas moléculas tendrán energía cercanamente nula; muchas moléculas tendrán energía cercana a la energía promedio, y algunas moléculas tendrán energías extremadamente

altas. A medida que la temperatura crece, hay:

1. un aumento en la energía promedio de las moléculas y
2. un aumento en el número de moléculas con energías en exceso de cualquier valor específico.

La anterior se aplica a la distribución de la energía cinética de las moléculas de un gas. Sin embargo, se aplica el mismo principio a la distribución de la energía vibracional de átomos en un líquido o sólido. Específicamente, en cualquier instante de tiempo muy pocos átomos tendrán energía nula; muchos átomos tendrán energía cerca de la energía promedio, y algunos átomos tendrán energías extremadamente altas.

El interés se dirige principalmente hacia aquellos átomos que tienen altas energías. Con frecuencia, es deseable conocer la probabilidad de átomos con energía mayor que la cantidad especificada, por ejemplo, qué fracción de los átomos tiene energía mayor que E en la fig. 2.5. La solución estadística a este problema la logró Boltzmann como sigue:

$$\frac{n}{N_{\text{tot}}} = f \left(e^{-E/kT} \right) \quad (2.3)$$

en donde k es la constante anteriormente mencionada de Boltzmann de $1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg/Kelvin}$. El número n de átomos con una energía mayor que E fuera del número total N_{tot} que está presente, es una función de la temperatura T . Esta ecuación se aplica cuando E está considerablemente en exceso de la energía promedio \bar{E} , de modo que la ecuación se reduce a

$$\frac{n}{N_{\text{tot}}} = M \cdot e^{-E/kT} \quad (2.4)$$

en donde k es una constante. Como se presenta, el valor de E debe expresarse en ergs/átomos; sin embargo, las conversiones pueden hacerse a partir de otras unidades promedio de la tabla siguiente:

RELACIONES DE CONVERSION

$$R = 1,987 \text{ cal/mol.grado}$$

$$k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg/átomo.grado}$$

$$1 \text{ cal} = 4,185 \cdot 10^7 \text{ erg}$$

$$1 \text{ erg} = 0,624 \cdot 10^{12} \text{ eV}$$

$$\text{Peso atómico 1 gramo} = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ átomos}$$

$$1 \text{ cal/mol.grado} = 0,694 \cdot 10^{-16} \text{ erg/átomo.grado}$$

2.2. Termodinámica de los cristales

Para comprender bien por qué y cómo ocurren las diferentes modificaciones dentro de las estructuras metálicas, es necesario revisar unos principios de la termodinámica de los sólidos y de las reacciones. La termodinámica da respuestas a preguntas como: por qué metales como hierro, estaño y titanio cambian su estructura al calentar, por qué se funden todos los metales y por qué hay temperaturas de transformación diferentes al calentar y al enfriar.

Claro es que la temperatura es una variable metalúrgica muy importante y es muy lógico pensar que cuando ocurre a una temperatura T K (= T Kelvin) un cambio estructural de un metal puro o de una aleación, es que a esa temperatura una forma estructural se pone inestable. Por lo tanto, para comprender estas transformaciones es preciso investigar el efecto

de la temperatura sobre la estabilidad estructural de cristales metálicos.

2.2.1. Efecto de la temperatura sobre los cristales metálicos

Como ya sabemos del capítulo I, a la temperatura del cero absoluto ($0 \text{ K} = -273^\circ \text{ C}$), los iones de la estructura metálica están ubicados en vados de potencial de profundidad E_{min} debajo del nivel de energía del átomo libre (fig. 1.1). Subiendo la temperatura del cristal provocamos una oscilación del ion en el vado de potencial asimétrico muy adelante de su posición media. Por consecuencia, este movimiento ocasiona un aumento de la energía del sistema, como se ve en la figura 1.1 y la magnitud del aumento de energía sube con la amplitud de vibración. Además, el aumento de amplitud de vibración provoca una extensión del cristal, ya que la forma de la curva de energía potencial no es simétrica, y por tanto la energía de los iones, a reducir sus distancias recíprocas, aumenta mucho más que al alargar las distancias recíprocas. Cuando se sube aún más la distancia entre los iones, se alcanza por fin el punto donde los iones no interactúan más y el metal se transforma en su fase gaseosa, consumiendo la energía de evaporación.

El calor específico de un metal es debido casi totalmente al movimiento vibracional de los iones. Sin embargo, una parte del calor específico es debido al movimiento de los electrones libres, pero esta parte es muy pequeña y por eso generalmente ^{desestimada} ~~negada~~. El calor específico de los electrones se vuelve más importante a temperaturas elevadas, sobre todo en metales de transición que tienen electrones en capas incompletas.

La teoría clásica del calor específico supone que un átomo puede oscilar en cada de tres direcciones principales y entonces un cristal de N átomos puede oscilar de $3N$ modos normales independientes.

Además, la energía media de cada modo normal es de kT (véase química física: Teoría cinética de los gases, teoría cuántica), así que la energía total de las vibraciones térmicas de un cristal metálico será:

$$E = 3 N k T \quad [2.5]$$

Ahora bien, en los metales líquidos y sólidos, el cambio de volumen en calentamiento es muy pequeño (por ejemplo, el volumen de la mayoría de los metales, pero no de todos, no aumenta de más de 3% a la fusión), y, por tanto, es usual considerar el calor específico a volumen constante: C_v . Si N , el número de átomos en el cristal, es igual al número de átomos en un gramo atómico (o sea al número de Avogadro: $N = 6,02 \cdot 10^{23}$ átomos), el calor específico por gramo atómico, o sea el calor atómico, a volumen constante, será dado por

$$C_v = \left(\frac{dE}{dT} \right)_v = \frac{dE}{dT} = 3 N k = 3 R = 24,95 \text{ J/K} \\ = 5,96 \text{ cal/grado} \quad [2.6]$$

ya que $\frac{dQ}{dT} = \frac{dE}{dT}$ cuando $dV = 0$ en la fórmula de la termodinámica clásica: $dE = dQ - PdV$

Desde luego, cuando se determina el calor específico prácticamente, se trata de C_p , el calor específico a presión constante, y no de C_v , según

$$C_p = \left(\frac{dE + PdV}{dT} \right)_p = \frac{dH}{dT}$$

con $H = E + PV$ conocido como entalpía (inglés: "enthalpy" o "heat content"). C_p es mayor de unos procientos de C_v debido al trabajo dado contra las fuerzas atómicas durante la expansión del cristal, y se puede demostrar que vale

$$C_p - C_v = 9 \alpha^2 V T / \beta$$

con α igual al coeficiente de expansión térmica, V al volumen por gramo atómico y β la compresibilidad:

$$\beta = - \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T, \quad \alpha = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

Dulong y Petit fueron los primeros a demostrar que los calores específicos de la mayoría de los metales, cuando determinado a temperaturas suficientemente altas y corregido hasta volumen constante, son aproximadamente iguales a $3R$, donde R es la constante de los gases. Sin embargo, desviaciones del valor "clásico" del calor atómico ocurren a bajas temperaturas, como se ve en la figura 2.6.a. Esta desviación puede explicarse bastante fácilmente por la teoría cuántica, porque a bajas temperaturas es preciso cuantizar la energía vibracional en múltiplos de $h\nu$, en donde h es la constante de Planck ($h = 6,626 \cdot 10^{-27}$ erg/seg) y ν la frecuencia característica del modo normal de vibración. De acuerdo con la teoría cuántica, la energía media de un modo normal del cristal es

$$E(\nu) = \frac{1}{2} h\nu + \left\{ h\nu / \exp(h\nu/kT) - 1 \right\}$$

[2.7]

en donde $\frac{1}{2} h\nu$ representa la energía que tendrá un vibrador a la temperatura del cero absoluto, o sea la energía del punto cero (zero-point energy). La ecuación [2.7] tiende claramente al valor clásico de kT para altas temperaturas. Utilizando la aceptación de Einstein (1907) que todas las vibraciones tengan la misma frecuencia (es decir que todos los átomos vibren independientemente), el calor específico será de

$$C_V = \left(\frac{dE}{dT} \right)_V = 3 Nk(h\nu/kT)^2 \left[\exp(h\nu/kT) / \left\{ \exp(h\nu/kT) - 1 \right\}^2 \right]$$

[2.8]

Esta ecuación se escribe raramente así porque la mayoría de los materiales tiene valores diferentes de ν . Es más usual expresar ν como una temperatura equivalente definida por

$$\Theta_E = \frac{h\nu}{k}$$

En donde Θ_E es conocido como temperatura característica de Einstein. Por consecuencia, cuando se grafica C_V en relación con T/Θ_E , la curva del calor específico de todos los metales puros coincide y este valor se acerca de cero a temperaturas muy bajas y sube hasta el valor clásico de $3Nk = 3R = 25,2$ J/grado (6 cal por gramo) a altas temperaturas.

La fórmula de Einstein para el calor específico es en buena concordancia con los experimentos para $T > \Theta_E$, pero en pobre concordancia para baja temperatura donde la curva práctica disminuye menos rápidamente que en la curva según la relación de Einstein. Sin embargo, se puede eliminar esa dis-

crepancia, como mostró Debye, teniendo en cuenta el hecho que las vibraciones atómicas no son independientes. Esta modificación de la teoría está realizada utilizando una temperatura característica de Debye: Θ_D , definida por

$$k\Theta_D = h\nu_D$$

en donde ν_D es la frecuencia máxima de Debye. La figura 2.6.b muestra la curva del calor atómico de la figura 2.6.a graficada en relación con T/Θ_D ; en la mayoría de los metales para temperaturas bajas ($T/\Theta_D \ll 1$) se sigue una ley en T^3 , pero a altas temperaturas los electrones libres contribuyen al calor atómico proporcionalmente a la temperatura, lo que hace subir el valor de C hasta arriba del calor clásico.

2.2.2. La curva de calor específico y las transformaciones

El calor específico de un metal varía paulatinamente con la temperatura, como se muestra en la figura 2.6.a, a condición que no se produzca un cambio de fase. Al otro lado, si el metal experimenta una transformación estructural, la curva del calor específico demuestra una discontinuidad, como se ve en la figura 2.7. Si el cambio de fase ocurre a temperatura fija, el metal experimenta lo que se llama una transformación de primer orden; por ejemplo, los cambios de fase α a γ , γ a δ , δ a fase líquida del hierro mostrados en la figura 2.7.a. A la temperatura de transformación, el calor latente está absorbido sin aumento de temperatura, ^{de modo} ~~que~~ que el calor específico (dQ/dT) a la temperatura de transformación es infinito. En algunos casos, llamados transformaciones de segundo orden (por ejemplo las transformaciones orden-desorden en aleaciones), la transición de fase ocurre en un alcance de

temperatura y está asociada con una punta en el calor específico como se ve en la figura 2.7.b. Claro que un alcance estrecho de temperaturas $T_1 - T_c$ provocará una punta más aguda, y al límite, cuando el cambio total ocurre a una sola temperatura, o sea $T_1 = T_c$, el calor específico se hace infinito y igual al calor latente de transformación (teóricamente dividido por $dT = 0$). También ocurre una transformación de segundo orden en el hierro (véase la figura 2.7.a) en este caso debido al cambio de las propiedades magnéticas con la temperatura.

2.2.3. Entalpía, Entropía y Energía Libre

Cada material en un estado dado tiene una entalpía característica H . La variación de la entalpía con la temperatura es igual al calor específico del material medido a presión constante, C_p (véase la sección 2.2.1). Pues, ya que $\left(\frac{dH}{dT}\right)_p = C_p$

$$\text{por integración } H = H_0 + \int_0^T C_p \cdot dT$$

en donde H es la entalpía absoluta del material a una temperatura T K, H_0 es la constante de integración, aquí representando la entalpía al cero absoluto y $\int_0^T C_p \cdot dT$ puede ser tomado como cantidad de energía de vibraciones térmicas en calentar los átomos de cero a T K. Si el metal demuestra una transformación a la temperatura T_t , entonces

$$H = H_0 + \int_0^{T_t} C'_p \cdot dT + L_t + \int_{T_t}^T C''_p \cdot dT$$

en donde C'_p y C''_p son los calores específicos de las dos fases, y L_t es el calor latente de transformación. Generalmente, cuando una reacción ocurre en un sistema, está acompañada de un cambio de entalpía, llamado usualmente "calor de reacción", ΔH .

En la práctica, es imposible obtener valores absolutos de la entalpía, ya que no se pueden obtener valores de H_0 (a cero Kelvin). Sin embargo, esto es de poca consecuencia, ya que se puede definir un cero convencional. Usualmente se utilizan las entalpías de elementos puros en equilibrio a 25°C . Entonces tenemos para un elemento:

$$H = H_{298} + \int_{298}^T C_p \cdot dT = \int_{298}^T C_p \cdot dT$$

A menudo, se llama la entalpía una "propiedad de estado" (state property), lo que significa por definición que únicamente está definida por el estado del sistema. Entonces, después de una serie de cambios cíclicos, el estado final de un sistema es el mismo como el estado inicial, la entalpía debe revolver a su valor original. Es decir, el cambio de cada propiedad de estado individual, como por ejemplo presión, temperatura, volumen, masa, etc. sumado por todo el ciclo, debe ser cero. En el caso discutido debe valer

$$\oint dH = 0.$$

Para cada reacción dada, el conocimiento de la cantidad H es importante, pero no representa un criterio para el equilibrio y tampoco determina si va a ocurrir un cambio de fase, como ya es aparente por la existencia de ambas reacciones exotérmicas y endotérmicas, $\Delta H > 0$ y $\Delta H < 0$. Para obtener este

criterio es necesario considerar una segunda propiedad de estado muy importante, conocida sobre el nombre "entropía", S (inglés 'entropy'). Como veremos más adelante, la propiedad S puede también servir de medición del estado de desorden de la estructura, pero por lo presente basta tratar de ésta como una cantidad normal derivada de la termodinámica clásica. Se puede mostrar que para un material pasado por un ciclo completo de transformaciones (por ejemplo el ciclo de Carnot), vale

$$\oint \frac{dq}{T} = 0,$$

en donde dq es el calor intercambiado del sistema alrededor durante cada nivel infinitesimal y T es la temperatura de la transferencia momentánea de calor. Sin embargo, para que sea válida esta ecuación, es preciso intercambiar el calor únicamente de manera isoterma y reversible, es decir en grados muy pequeños, así que el sistema nunca desvía mucho del equilibrio porque sino la suma $\oint \frac{dq}{T}$ sería más de cero (positiva).

Se puede mostrar que la función $\frac{dq}{T}$ se comporte como una propiedad de estado, y por eso es conveniente definir una cantidad S por la relación

$$dS = \frac{dq}{T}$$

de la cual sigue $\oint dS = 0$ que equivale a definir S como verdadera propiedad de estado. A presión constante vale $dq = dH$ y, por consecuencia,

$$dS = \frac{dq}{T} = C_p \cdot \frac{dT}{T}$$

de esta relación sigue, integrando :

$$S = S_0 + \int_0^T (C_p / T) \cdot dT = S_0 + \int_0^T C_p \cdot d(\ln T)$$

en donde S es la entropía a la temperatura T K, generalmente medida en calorías (joules) por grado y por gramo. La constante de integración S_0 representa la entropía al cero absoluto, que puede ser aceptada como cero para sustancias cristalinas ordenadas; esta presunción está llamada generalmente tercera ley de la termodinámica.

Desde luego, cada reacción de transformación en un sistema provocará un cambio de entropía característica dado por

$$dS = S_\beta - S_\alpha$$

en donde dS es la entropía de la transformación y S_β y S_α son los valores de la entropía de la nueva fase β y de la fase anterior α , respectivamente. Es la consecuencia de esto que cada cambio irreversible que ocurre en un sistema (por ejemplo la oxidación de un metal) debe ser acompañado de un aumento de la entropía total del sistema. Esto se llama comúnmente la segunda ley de la termodinámica.

La cantidad entropía podría ser utilizada como criterio del estado de equilibrio de un sistema, pero es mucho más conveniente trabajar con conceptos de energía. Por tanto, es más usual tratar con la cantidad HS , que tiene la dimensión de una energía, que directamente con la propiedad de estado S , y de separar la energía total del sistema H en dos componentes según la relación $H = G + TS$ en donde G representa esta parte de la energía del sistema que provoca que ocurra la

reacción y TS la energía necesaria procediendo del cambio estructural. El concepto G está conocido como energía libre de Gibbs y definido por la ecuación $G = H - TS$ ('Gibbs free energy'). [2.9]

Desde luego, G es una propiedad de estado, ya que depende totalmente de propiedades de estado, así que cada material en un cierto estado tendrá un valor característico de G . Además, el cambio de energía libre acompañando una transformación representa la "fuerza de acción" o "fuerza actuante" (driving force) de la transformación y consiste, según las cantidades discutidas antes, de

$$dG = dH - TdS = dE + PdV - TdS$$

Puede ser probado que todas las transformaciones espontáneas de un sistema deben ser acompañadas de una reducción de la energía libre total de este sistema, y entonces, para que pueda ocurrir un cambio de fase, es preciso que la variación de energía libre ΔG sea negativa. Otra consecuencia será que las condiciones de equilibrio corresponderán a una fuerza de acción cero, o sea $\Delta G = 0$.

Para sólidos y líquidos a presión atmosférica, la variación de volumen acompañando transformaciones estructurales es muy pequeña y entonces también PdV . Por eso es usual ^{desestimar} ~~negar~~ este factor en la ecuación de la energía libre y trabajar con el criterio de equilibrio

$$dE - TdS = 0.$$

Esto es equivalente a definir la cantidad $E - TS$ para estar

mínima en el estado de equilibrio, pues que por diferenciación

$$\begin{aligned} d(E - TS) &= dE - TdS - SdT \\ &= dE - TdS \quad (\text{ya que } T = \text{constante}) \\ &= 0 \quad \text{para el equilibrio.} \end{aligned}$$

Entonces, la cantidad $E - TS$ define el estado de equilibrio a temperatura y volumen constante y se representa por el símbolo F , la energía libre de Helmholtz ($F = E - TS$), para ser distinguida de la energía libre de Gibbs ($G = H - TS$). Considerando transformaciones en el estado sólido es una aproximación razonable utilizar F en lugar de G . La entalpía H es la suma de las energías interna y externa que se reduce a $H = E$ cuando la energía externa PV es ~~negada~~ ^{desestimada}.

2.2.4 Naturaleza estadística de la entropía

Ya que los metales se utilizan siempre a temperatura arriba de 0 K, la relación $G = H - TS$ (indica el papel importante de la entropía en la determinación de la estabilidad de fases. La ecuación demuestra la tendencia del sistema a adoptar una configuración de baja entalpía o energía, H , y al otro lado la tendencia de adoptar una entropía alta, S . La fase que existirá será entonces la cual satisface mejor a las dos condiciones a la temperatura dada.

A alta temperatura la cantidad TS es grande, entonces la entropía de la fase es un factor importante. En términos físicos, la entropía de un sistema puede ser considerada como definiendo el grado de desorden de la estructura atómica. Por ejemplo, a cero Kelvin, cada átomo está ubicado en su lugar

de red de manera geométricamente regular. Entonces en un metal puro donde cada lugar de red es idéntico a los demás y a temperatura donde no hay vibraciones térmicas, no hay ningún grado de desorden y la entropía es cero:

$S_0 = 0$, (tercera ley de la termodinámica). Cuando sube la temperatura cada átomo empieza a vibrar cerca de su posición reticular y su verdadera posición es menos cierta. Por tanto, se introduce un cierto grado de desorden y la entropía del sistema sube con la temperatura.

Un segundo ejemplo, bastante importante en la práctica metalúrgica, es el aumento de entropía asociado con la formación de soluciones sólidas desordenadas de los metales puros. Esto ocurre porque además de la entropía de las componentes puras A y B, la solución de B en A tiene una entropía adicional debida a las numerosas posibilidades de distribución de las 2 especies de átomos en la solución. La forma de la entropía de desorden o de mezcla es como dada en la figura 2.10.a. Como medición del desorden de un estado, se puede considerar, del punto de vista puramente estadístico, el número W de distribuciones posibles en el estado. Así, cuando el cristal tiene N sitios, de los cuales n contienen átomos A y $(N-n)$ átomos B, se puede demostrar matemáticamente que el número total de distribuciones posibles de A y B en N sitios es de

$$W = \frac{N!}{n! (N-n)!}$$

Esto es una medida del desorden adicional de solución, ya que $W = 1$ para el estado del cristal puro porque no hay más de una manera para distribuir N átomos indistinguibles del metal puro A o B en N sitios.

La cantidad W se comporta como entropía en el sentido que la configuración con el número mayor de distribuciones es la más variable y, por eso, la más probable. Además, cuando un sistema cambia su configuración, siempre lo hace de una configuración de baja probabilidad a una de alta probabilidad y la configuración con la probabilidad más alta será la más cerca del equilibrio. Para hacer concordar las definiciones termodinámicas y estadísticas de la entropía no se utiliza directamente la cantidad W , que es una medida de la probabilidad configuracional, sino la forma

$$S = k \ln W \quad [2.10]$$

en donde k es la constante de Boltzmann. Con esta ecuación se puede ver que la entropía es una propiedad que mide la probabilidad de una configuración y que cuanto más alta la probabilidad de una configuración tanto más alta será la entropía. Substituyendo W en la ecuación estadística de la entropía y aplicando la aproximación de Stirling ($\ln N! = N \ln N - N$, cuando N grande) obtenemos:

$$S = k \ln \left[\frac{N!}{n! (N-n)!} \right] \\ = k [N \ln N - n \ln n - (N-n) \ln (N-n)]$$

Para la entropía de desorden o de mezcla. La forma de esta ecuación está representada en la figura 2.10.a, donde

$c = n/N$ es la concentración atómica de A en la solución. Es particularmente interesante observar el aumento rápido de la entropía para adiciones de cantidades muy pequeñas del solvente. Este hecho explica la dificultad de producir metales verdaderamente puros, ya que el factor de entropía $-T\Delta S$, acompañando la adición de impurezas, generalmente sobrepasa el factor de energía dH , de modo que casi siempre una contaminación baja la energía libre del sistema.

2.2.5. Energía libre de transformación

Si en un metal ocurre un cambio estructural de la fase α a la fase β a una temperatura T_t , esto tiene lugar porque encima de esta temperatura la energía libre de la fase β , o sea G_β , se vuelve más baja que la energía libre de la fase α , o sea G_α . Para ocurrir esto, las curvas de la energía libre deben variar con la temperatura como se muestra en la figura 2.8.a. Se puede ver que a la temperatura T_t la energía libre de la fase α es igual a la de la fase β de modo que ΔG es cero; por tanto, T_t es el punto de equilibrio de la transformación.

Para ilustrar esto, consideremos un ejemplo sencillo de la transformación alotrópica de un metal puro, según la reacción:



La energía libre de esta reacción varía con la temperatura resultando de la dependencia de la temperatura de la energía libre de cada componente (forma alotrópica). Entonces, podemos escribir a cada temperatura T K :

$$\begin{aligned} \Delta G &= G (\text{blanco}) - G (\text{gris}) \\ &= \Delta H - T\Delta S \\ &= \Delta H_{298} + \int_{298}^T \Delta C_p \cdot dT - T \int_0^T \Delta C_p \cdot d(\ln T), \end{aligned}$$

en donde ΔH_{298} es el calor de transformación a 298 K (= 25°C) y ΔC_p la diferencia de los calores específicos del estaño blanco y gris, respectivamente. El valor de ΔG a cada temperatura puede ser calculado sencillamente utilizando el calor de transformación a una temperatura conocida y los valores del calor específicos de las dos fases en el alcance 0 - T K. La figura 2.8.b muestra los valores de la entalpía, de la entropía y de la energía libre de la transformación del estaño gris al estaño blanco, obtenidos como se demostró anteriormente. En el diagrama se ve que vale $\Delta G = 0$ a la temperatura de 292 K, de modo que esta temperatura es el punto de equilibrio de transformación. Arriba de esta temperatura crítica, ΔG de la reacción se vuelve negativa, de modo que el estaño existirá en la modificación blanca porque tiene la menor energía libre.

Es importante acentuar aquí que, aunque el valor de ΔG indique a que temperatura la transformación debería ocurrir, la transformación real depende también de la cinética de la reacción y de la formación de gérmenes. Por eso, en la práctica, ambas formas del estaño pueden existir para mucho tiempo debajo del punto de equilibrio de la transformación.

2.2.6 Variación de la energía libre con la temperatura

El ejemplo que acabamos de tratar es una ilustración sencilla

de la aplicación de los principios termodinámicos a una reacción aislada.

Sin embargo, con frecuencia es necesario considerar la posibilidad de transformaciones sucesivas ocurriendo en un alcance preciso de temperaturas, y en este caso, es más conveniente examinar como varía el calor absoluto de la energía libre del cristal con la temperatura. Esto es bastante visible en la figura 2.9.a en donde se muestran H y $-TS$ en función de la temperatura. A una temperatura de transformación, T_t , el cambio de entalpía ΔH es igual al calor latente L , mientras que el cambio de entropía ΔS es igual a L/T_t .

Por consecuencia, la curva de $G = H - TS$ no tiene fuertes discontinuidades a la temperatura T_t (ya que $H = T_t \cdot \Delta S$) o T_m sino solamente una discontinuidad en el pendiente. Una curva de G en relación con la temperatura para cada una de las tres fases consideradas, α , β y líquida, sería entonces de la forma mostrada en la figura 2.9.b. Aunque fases de alta temperatura no puedan existir a temperaturas bajas, es teóricamente posible calcular H y S desde el conocimiento de la temperatura característica Θ (véase sección 2.2.1) a partir de las curvas del calor específico contra temperatura. En cada alcance de temperatura, la fase con el nivel de energía libre más bajo es la fase estable.

La magnitud relativa de la energía libre gobierna la estabilidad de una fase, y como se ve en la figura 2.9.b la energía libre a cualquier temperatura está gobernada por dos factores:

1. el valor de G al cero absoluto 0 K : G_0

2. el pendiente de la curva de G contra T , es decir de la dependencia de temperatura de la energía libre.

Ambos de estos términos están influidos por la frecuencia vibracional y por consecuencia por el calor específico de los átomos, como se puede demostrar matemáticamente. Por ejemplo, si la temperatura de un sistema se eleva de T a $T + dT$, el cambio de energía libre del sistema dG es

$$\begin{aligned} dG &= dH - TdS - SdT \\ &= C_p \cdot dT - T \cdot \left(C_p \cdot \frac{dT}{T} \right) - SdT = - SdT \end{aligned}$$

de modo que la energía libre del sistema a la temperatura T es

$$G = G_0 - \int_0^T S \cdot dT$$

Al cero absoluto de temperatura, la energía libre G_0 es igual a H_0 y entonces

cambiando S por $\int_0^T (C_p/T) \cdot dT$ obtenemos

$$G = H_0 - \int_0^T \left[\int_0^T (C_p/T) \cdot dT \right] \cdot dT \quad [2.11]$$

Esta ecuación indica que la energía libre de una fase dada disminuye más rápidamente con aumento de temperatura cuando su calor específico es largo. Entonces, la intersección de las curvas energía libre-temperatura, como en las figuras 2.8.a y 2.9.a, tiene lugar porque la fase de baja temperatura tiene un calor específico más pequeño que la fase de temperatura más alta.

A temperaturas bajas, el segundo término de la ecuación

[2.11] es relativamente indiferente, y la fase que está estable es la que tiene el valor más bajo de H_0 , es decir la fase más compacta asociada con un enlace fuerte de los átomos. Sin embargo, lo más fuerte el enlace interatómico, tanto más alta será la constante elástica, tanto más alta la frecuencia vibracional y por consecuencia tanto más bajo el calor específico (véase figura 2.6.a) Por tanto, la estructura con enlaces menos fuertes, es decir la fase con la energía H_0 más elevada a bajas temperaturas, tenderá a aparecer como una fase estable a alta temperatura. Esto es porque el segundo término de la ecuación se vuelve más importante y G disminuye más rápidamente con incremento de temperatura para la fase con el valor mayor de $\int_0^T (C_p/T) \cdot dT$. Con la figura 2.6.b es claro que un valor grande de $\int_0^T (C_p/T) \cdot dT$ es asociado a un valor pequeño de la temperatura característica y entonces con una frecuencia vibracional baja ($\theta = h\nu/k$) como por ejemplo en un metal de estructura abierta y débil fuerza elástica. Por tanto, generalmente, cuando ocurre una transformación de fase la estructura más compacta existirá a las bajas temperaturas y la estructura más abierta en general a las altas temperaturas. Desde este punto de vista un líquido, que no posee una estructura de largo alcance, tiene una entropía más elevada que cualquier fase sólida y por tanto todos los metales deben fundirse a una temperatura suficientemente alta, es decir cuando el término TS sobrepasa el término H en la ecuación [2.9] de la energía libre.

La secuencia de transformaciones de fase en metales como el titanio, zirconio, etc... está de acuerdo con esta transición

esperada y además, los metales alcalinos, litio y sodio, que son normalmente cc a temperaturas normales, pueden ser transformados en cca a temperaturas debajo de cero celsius. Sin embargo, es interesante observar que el hierro es una excepción a esa regla, ya que tiene una estructura cc a baja temperatura que cambia a cca la temperatura de 910°C . En este caso, se supone que la estabilidad de la estructura cc del hierro es asociada con sus propiedades hierromagnéticas. Teniendo una estructura cc, las distancias interatómicas son de magnitud correcta para la interacción de los electrones, tomando spins paralelos (condición para el magnetismo). Como este estado es uno de baja entropía es también uno de energía interna mínima y a las temperaturas bajas es el factor que gobierna la estabilidad de las fases, de modo que la estructura cc es preferente.

El hierro tiene también interés por su estructura cc que está reemplazada por la estructura cca a temperaturas arriba de 910°C , reaparece a temperaturas arriba de 1400°C , como fase δ . Seitz atribuye este comportamiento al calor específico grande de los electrones del hierro que es una propiedad característica de la mayoría de los metales de transición. Por eso, la temperatura característica de Debye del hierro γ es más baja que la del hierro d y esto es principalmente responsable para la transformación de d a γ . Sin embargo, el calor específico electrónico de la fase d sobrepasa lo de la fase γ pasado los 300°C y finalmente a temperaturas más altas se hace suficiente para provocar el regreso de la estructura cc a la temperatura de 1400°C .

2.2.7. El diagrama de equilibrio del punto de vista termodinámico.

Las propiedades básicas de los varios diagramas de equilibrio pueden explicarse fácilmente a partir de los principios termodinámicos discutidos antes. Propiamente dicho, el diagrama de equilibrio representa en una gráfica los límites de composición de las fases estables determinadas por las posiciones relativas de las curvas de energía libre a varias temperaturas. Como sabemos de la sección 2.2.4 la entropía de un sistema varía con la composición como se muestra en la figura 2.10a y por consecuencia, la gráfica correspondiente de la energía libre contra la composición es de la forma mostrada en las figuras 2.10.b, 2.10.c y 2.10.d dependiendo si la solución es ideal o se desvía del comportamiento ideal. La variación con la composición de la entalpía o calor de formación es lineal para una solución sólida ideal, pero si los átomos A prefieren más estar en la vecindad de los átomos B que de los átomos A, y los átomos B se comporten análogos, la entalpía será disminuida por la aleación (figura 2.10.c). Una desviación positiva ocurre cuando los átomos A y B prefieren átomos análogos como vecinos y la curva de la energía libre toma la forma de la figura 2.10.d. En los diagramas 2.10.b y 2.10.c la curvatura d^2G/dc^2 es positiva para todo el trayecto, mientras que aparecen dos mínimos y un alcance negativo entre los puntos de inflexión dados por $d^2G/dc^2 = 0$. La composición de estos puntos varía con la temperatura y las curvas correspondientes temperatura-composición se llaman líneas espinoidales.

Una curva de energía libre con d^2G/dc^2 positivo, o sea en forma de "U" simple, da una solución homogénea. Si existe un alcance de curvatura negativa, la fase estable será una mezcla de fases y no una solución sólida homogénea, como se ve en la figura 2.11.a. Una aleación de composición c tiene una energía libre G_c menor si existe como mezcla de una fase rica en A (d_1) de composición c_A y una fase rica en B (d_2) de composición c_B en las proporciones dadas por la ley de la palanca, o sea

$$x \cdot \frac{d_1}{d_2} = \frac{c_B - c}{c - c_A}$$

Aleaciones con una composición $c < c_A$ o $c > c_B$ existen en forma de soluciones sólidas homogéneas y se llaman fase d_1 y d_2 respectivamente. Una solubilidad parcial en estado sólido puede ocurrir también cuando las estructuras de los cristales de las componentes metálicas son diferentes. Entonces, la curva de energía libre toma la forma mostrada en la figura 2.11.b, las fases llamadas α y β .

Para ilustrar la derivación del diagrama de equilibrio, examinemos las posiciones relativas de las curvas de energía libre a diferentes temperaturas para el sistema binario sencillo de solubilidad total en ambos estados sólido y líquido, por ejemplo el sistema Cu-Ni. Solamente aparecen dos fases, una sólida y una líquida, y a una alta temperatura T_I , o sea arriba del punto de fusión; la figura 2.12.a muestra la curva de energía libre del sólido relativamente a la del líquido. La fase líquida tiene una energía libre más baja que la fase

sólida y, por eso, a esta temperatura T_1 todas las aleaciones del sistema son líquidas. Cuando baja la temperatura, el valor absoluto de la energía libre de ambas fases aumenta, pero, como la energía de la fase sólida varía menos rápidamente (véase sección 2.2.6) el valor de la energía libre del líquido se acerca al valor del sólido. Entonces, a una temperatura T_2 (figura 2.12.b) el líquido está en equilibrio con el sólido de composición A, lo que representa el punto de fusión de la componente A pura.

A temperaturas aún más bajas, cada vez más aleación se vuelve estable en la fase sólida y, como, se muestra en la figura 2.12.c, la fase sólida es más estable que la fase líquida, a condición que la composición de la aleación no sobrepase c_1 . Entre c_1 y c_2 la mezcla (L+S) de las fases líquidas y sólidas es más estable que el líquido o el sólido solo. Este es porque la energía libre de tal mezcla de fase, dada por el punto apropiado de la tangente común trazada a las dos curvas para la fase sólida α y la fase líquida, es más baja que para la fase sólida α o la fase líquida. La temperatura T_4 (figura 2.12.d) representa la temperatura más baja a la cual el líquido está de equilibrio con cualquier fase sólida, o sea el punto de fusión de B.

A todas las temperaturas más bajas la curva de la energía libre de la fase sólida está más baja que la de la fase líquida, lo que significa que la aleación existe como solución sólida a través de todo el alcance de composición.

En sistemas más complejos, la posición relativa de las curvas de energía libre de varias fases (líquidas, sólidas, α , β y γ) debe ser considerada.

La figura 2.13 muestra las posiciones relativas de las curvas de energía libre a preveer para sistemas de aleaciones peritéticas simples. Es claro en la figura 2.13.b que a T_2 , las aleaciones de composición c_1 y c_2 prefieren existir como mezcla de fases (α + líquido), porque esta mezcla tiene una energía libre más baja que cualquiera de las demás fases. Una situación semejante ocurre a T_3 (figura 2.13.c), entre las composiciones c_3 a c_4 y c_5 a c_6 .

604037

Capítulo 3 : Defectos de las estructuras cristalinas

En la consideración cristalográfica de estructuras cristalinas se parte en general de cristales ideales que no tengan desviaciones de la estructura regular, es decir, se supone un cristal sin ningún defecto estructural. Pero al contrario, los cristales reales tienen una gran cantidad de defectos estructurales, que determinan decisivamente las propiedades mecánicas así como las propiedades físicas de los cristales. A continuación, solamente se tratará de los defectos estructurales, o sea de las desviaciones de los elementos cristalinos referente a la posición ideal. Además existe la desviación química, determinada por la concentración en elementos extraños, así como la desviación eléctrica, o sea la divergencia de la distribución de las cargas eléctricas en el cristal con respecto al cristal ideal. Defectos químicos y estructurales siempre están acompañados de defectos eléctricos, pero, sin embargo existen defectos eléctricos sin ocurrir defectos químicos o estructurales.

Dependiendo del alcance dimensional de los defectos de la red, solamente teniendo en cuenta desviaciones sobrepasando las dimensiones atómicas, se subdividen los defectos de la red en:

1. defectos de punto (dimensión cero)
2. defectos de línea (dimensión uno)
3. defectos de superficie (dimensión dos) (véase la ta-

bla 3.1)

Parte de los defectos de punto son las vacancias (puntos de la red desocupados) así como los átomos intersticiales, o

sea átomos ubicados entre los nodos normales de la red. Defectos lineales son las llamadas "dislocaciones", mientras que las fronteras de grano representan la mayoría de los defectos de superficie.

Los defectos de punto no solo se distinguen de los otros defectos de red en relación con su dimensión, pero mucho más por que, al contrario de los defectos de línea y de superficie, existen en equilibrio termodinámico. Por eso, se habla a veces de defectos propios o defectos térmicos, ya que la concentración de defectos está determinada por la termodinámica.

En las secciones siguientes se tratará brevemente de las diferentes clases de defectos estructurales. Las propiedades principales están resumidas en la tabla siguiente:

CUADRO SINOPTICO DE LOS DEFECTOS ESTRUCTURALES

Dimensión (más allá de los alcances atómicos)	cero	uno	dos
Denominación	1. Vacancias 2. Átomos intersticiales 3. Combinaciones de 1 y 2: defectos Frenkel	Dislocaciones	1. Fronteras de granos 2. Fronteras de gemelos 3. Fronteras de fases
Vector de BURGERS	$b = 0$		$b \neq 0$
Energía	Energía de formación de una vacancia $\approx 0,5-1$ eV. Energía de formación de un átomo intersticial ≈ 5 eV	Energía por átomo de una línea de dislocación ≈ 7 eV	Energía de frontera de grano $\approx 1000 \text{ erg/cm}^2$

Equilibrio termodinámico	En equilibrio $-U/kT$ $c \sim e^{-U/kT}$ $U =$ energía de formación de vacancia	En razón de energía de formación alta, no en equilibrio termodinámico metaestable
	estable	

Concentración en metales y aleaciones	Concentración de vacancias = función de la temperatura $\approx 10^{-4} - 10^{-7}$	Concentración de las dislocaciones = función del grado de deformación, tratamiento térmico, ... $\approx 10^6 - 10^{12} \frac{\text{cm}}{\text{cm}^3}$	Área de las fronteras de grano = función del tamaño del grano $\approx 10^2 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$
---------------------------------------	---	---	--

3.1 Vacancias y átomos intersticiales (defectos de punto)

3.1.1 Descripción y equilibrio termodinámico

Con los defectos de dimensión cero se trata principalmente de vacancias (defectos Schottky) y átomos intersticiales (defectos anti-Schottky), figura 3.1. Cuando ocurren una vacancia y un átomo intersticial juntos, se habla de defecto Frenkel. La propiedad característica de estos defectos de punto es que en cada de las 3 direcciones principales solamente se muestran extensiones atómicas. Sin embargo, como por ejemplo la acumulación de vacancias en la red *pasee* en una o aun en varias direcciones una extensión sobrepasando la dimensión atómica, es preciso tener una cantidad para distinguir estos defectos puntuales de los demás. Esta cantidad es el llamado "vector de Burgers" (figura 3.2), que da una descripción cuantitativa de los defectos y sobre todo de las dislocaciones. Este vector se define utilizando el circuito de Burgers que es una trayectoria de átomo a átomo

y que es cerrada en las zonas de la red cristalina libres de dislocaciones (figura 3.2.c). Si se utiliza el mismo circuito de Burgers para cercar una dislocación, figura 3.2.b, la trayectoria no se cierra. El vector necesario para cerrarla (el vector trazado desde el extremo final del circuito de Burgers a su punto de comienzo) es el vector de Burgers que describe la dislocación.

Este vector se describe convenientemente expresando sus componentes en parámetros reticulares: en el caso de la figura 3.2.b son $a, 0, 0$ para la dirección x indicada. Una representación más consiva del mismo vector es $1 [100]$, donde las cifras entre paréntesis cuadradas dan los componentes del vector con número de distancia de la red a lo largo de cada uno de los tres ejes coordinados; el número situado fuera del corchete indica la longitud del vector de Burgers como múltiplo del vector dado.

Aunque la formación de defectos de punto de la red sea asociada con un aumento de energía considerable (del orden de importancia de 1 eV por átomo desplazado), los defectos de punto existen con número medible en equilibrio termodinámico. La razón de esto es que con la formación de por ejemplo una vacancia, además de un aumento de la energía interna U del sistema, ocurre un aumento de entropía, de modo que un cristal desordenado pueda tener una energía libre de Helmholtz F más baja que un cristal ideal. En el siguiente hacemos una breve evaluación de la concentración de equilibrio de las vacancias.

Si suponemos que de N átomos n dejan^{sos} sitios para producir vacancias, entonces existen

$$\frac{N!}{n! (N-n)!}$$

posibilidades diferentes de configurar estas n vacancias. El aumento de entropía ΔS provocado será según (2.2.4):

$$\Delta S = k \ln \frac{N!}{n! (N-n)!}$$

en donde k es la constante de Boltzmann.

Si caracterizamos la energía necesaria para formar una vacancia con E_V , el aumento de energía interna U para la formación de n vacancias será

$$U = n \cdot E_V$$

La variación de la energía libre según $F = U - TS$ del cristal será entonces de

$$\Delta F = \Delta U - T \cdot \Delta S = n \cdot E_V - kT \ln \frac{N!}{n! (N-n)!}$$

o, utilizando la ecuación de Stirling:

$$\Delta F = n \cdot E_V - kT \cdot \left[(N-n) \cdot \ln(N-n) - n \cdot \ln n - N \cdot \ln N \right]$$

La concentración de equilibrio de las vacancias está determinada por el mínimo de la energía libre, o sea por

$$\frac{\partial (\Delta F)}{\partial n} = 0$$

En el caso presente entonces

$$\frac{\partial (\Delta F)}{\partial n} = 0 = E_V - kT \cdot \ln \frac{N-n}{n}$$

$$E_V = kT \cdot \ln \frac{N-n}{n} = kT \cdot \ln \left(\frac{N}{n} \right) \text{ (porque } n \ll N)$$

La concentración de vacancias será de

$$c_V = \frac{n}{N} = e^{-E_V/kT}$$

[3.1]

Si se utiliza la energía de formación de un mol de vacancia U_V en lugar de la energía para una vacancia, vale la relación:

$$c_V = e^{-U_V/RT}$$

en donde R es la constante de los gases.

Sigue de esta ecuación sencilla que la concentración de vacancias en equilibrio termodinámico sube con la temperatura según la relación [3.1]. Con una energía de formación de 0,75 eV resulta a 500°C una concentración de vacancias $\approx 10^{-4}$ y a 200°C de $\approx 10^{-7}$. La concentración de vacancias de una serie de metales al punto de fusión es de unos 0,13 atómico (10^{-3}).

En la tabla siguiente se representan los valores de la energía de formación de vacancias en unos metales. También están enumeradas en la misma tabla las energías de migración de las vacancias, o sea la energía necesaria para cambiar una vacancia de sitio.

Metal	Energía de formación en [eV]	Energía de migración (eV)
Au	0,96-1,00	0,55-0,80
Ag	1,02-1,10	0,83-0,88
Cu	1,0 -1,4	0,7 -1,2
Pt	1,2 -1,4	1,1 -1,5
Al	0,74-0,79	0,5 -0,6
Ni	-	1,5
	3,3	-

De manera análoga como para la concentración de vacancias se puede calcular la concentración de equilibrio de los átomos intersticiales. Sin embargo, la energía de formación de un átomo intersticial mucho más alta tiene como consecuencia que su concentración será mínima y por lo tanto casi nula, incluso a alta temperatura.

Origen de los defectos puntuales

Defectos puntuales (de punto) pueden ser producidos por varios mecanismos. Ya que las concentraciones de equilibrio de vacancias y de átomos intersticiales son muy diferentes, no puede existir el mecanismo siguiente: un átomo deja su sitio cristalino y se pone en un lugar intersticial para producir un defecto Frenkel. Por otra parte se podría suponer que la concentración térmica de vacancias aparece mediante la migración de vacancias de la superficie del cristal o de las fronteras de granos hacia el interior del cristal o de los límites de granos hacia el interior del cristal. Sin embargo, en este caso, la cinética de la tendencia al equilibrio de vacancias tendría que depender del tamaño del grano. Como se pudo de-

mostrar por experimentos que esto no ocurre, deben existir otros mecanismos dentro del cristal para producir vacancias. Se puede aceptar hoy como cierto, que las vacancias de equilibrio térmico se forman o se aniquilan de preferencia en dislocaciones y sobre todo en brincos de dislocaciones. Pero también las fronteras de granos funcionan como fuentes (formación) y huecos (aniquilamiento) para defectos estructurales de punto (véase más adelante).

Si se representa una dislocación de borde (sección 3.2) como un medio plano intercalado, entonces la formación de una vacancia en la parte vecina de la red significa que un átomo se anexa al medio plano. Esto tendría como consecuencia para una línea de dislocación ubicada en solamente un plano de deslizamiento, que esta línea quitase su plano en el lugar donde el átomo se hubiera anexado, con otras palabras aparecería un brinco (figura 3.3). Ya que esto aumentaría el largo de la línea de dislocación, tal mecanismo sería acompañado de un importante consumo de energía y entonces menos probable. Sin embargo, si la línea de dislocación ya tiene un brinco (figura 3.3.b), entonces el anexo de un átomo (o sea la formación de una vacancia) o la entrega de un átomo (aniquilamiento de una vacancia) solamente provoca un desplazamiento del brinco, mientras que el largo de la línea de dislocación se queda invariable.

Ahora bien, es perfectamente posible producir defectos de punto en una concentración desviada del equilibrio térmico. Como una serie de fenómenos, por ejemplo la difusión, dependen de la concentración de vacancias, la producción de una concentra-

ción más alta de defectos es muchas veces de gran importancia.

En esencia existen tres posibilidades para la producción de una concentración de vacancias más alta que la del equilibrio térmico:

1. temple de la probeta desde alta temperatura
2. deformación
3. irradiación con partículas de alta energía.

Teniendo que la concentración de vacancias suba mucho con la temperatura (ecuación [3.1]), existe la posibilidad por temple de temperaturas de alta concentración de vacancias de obtener una concentración de defectos más elevada que normalmente a baja temperatura. Dependiendo del nivel de temperatura a la cual se temple, se produce una recuperación parcial de los defectos excedentes. No es siempre posible en todos los casos enfriar las vacancias en la forma en la cual están estables a la temperatura inicial. Con frecuencia se forman en el temple aglomeraciones de vacancias, que se condensan en anillos de dislocaciones y reducen así mucho el número de vacancias libres individuales.

Durante la deformación ocurren una serie de procesos que pueden llevar a la formación de vacancias y átomos intersticiales. Se trata en esto en parte de reacciones de dislocaciones complicadas, las cuales no vamos a tratar aquí. Solamente mencionemos el proceso probablemente más importante, a decir la migración de un brinco en una dislocación helicoidal. Brincos en una dislocación helicoidal se originan por el proceso de corte entre dos dislocaciones helicoidales. Como el vector de

Burgers se queda constante a lo largo de una línea de dislocación, un brinco en una dislocación helicoidal es una dislocación de borde, es decir es un medio plano intercalado. Si la dislocación helicoidal migra con el brinco, el medio plano intercalado se vuelve más largo o más corto, es decir se producen vacancias o átomos intersticiales.

Como los átomos intersticiales se recuperan rápidamente más arriba de unos $0,05 T_g$ (T_g = temperatura de fusión en Kelvin) y las vacancias arriba de $\approx 0,2 T_g$, un excedente distinto de defectos por las deformaciones no se podrá esperar que a temperaturas de deformación bajas. Sin embargo, abajo de la temperatura de recuperación se pueden alcanzar por deformación en frío concentraciones de defectos bastantes altas, dependiente del grado de deformación en frío y dadas para unos metales con en primera aproximación por las relaciones siguientes:

$$\text{vacancias : } c_v [\%] \approx 5 \cdot 10^{-4} \cdot \epsilon$$

$$\text{átomos intersticiales: } c_A [\%] \approx 5 \cdot 10^{-5} \cdot \epsilon$$

en donde ϵ es la deformación en %.

La tercera posibilidad para producir un excedente en defectos que últimamente se utilizó mucho es la irradiación con partículas energéticas, sobre todo neutrones y electrones. El mecanismo de la formación de defectos por la irradiación es muy sencillo. Si una partícula inicial (neutrón, electrón) entra en colisión con un átomo y transfiere durante el choque una energía más alta que la energía de translación de un átomo (aproximadamente 20-25 eV), el átomo será expulsado de su

sitio cristalino y se ubicará en un sitio intersticial, es decir se formará un defecto Frenkel.

Si la energía transferida sobrepasa mucho la energía de translación, el átomo golpeado podrá de su parte quitar otros átomos de sus posiciones cristalinas. Así un neutrón único con una energía de ≈ 1 MeV puede producir hasta 1000 defectos Frenkel. El mecanismo se muestra esquemáticamente en la figura 3.4.

El número de los defectos producidos depende de la clase de partículas, de su energía y de su flujo (= número de partículas/cm².seg).

El grado de producción de vacancias por la irradiación con neutrones es de :

$$K = 0,5 \cdot \Phi \cdot \sigma \cdot m$$

en donde Φ es el flujo de neutrones [n/cm².seg], σ la sección elástica de dispersión y m el número de defectos Frenkel producidos por neutrón.

Como los defectos producidos se recuperan al mismo tiempo (a saber por recombinación de vacancias y átomos intersticiales así como por difusión a huecos) y que la velocidad de recuperación no solamente aumenta con la temperatura, sino también con el número de defectos formados, un equilibrio dinámico se presentará entre la formación y la recuperación de defectos y determinará el excedente efectivo de defectos.

3.2 Dislocaciones

Los defectos en línea se denominan dislocaciones, y se pueden distinguir dos tipos básicos. Uno de ellos es la dislocación de arista o de borde, en la que se inserta medio plano adicio-

nal en la red del cristal, tal como aparece en la figura 3.5. Los planos superiores e inferiores del cristal que se muestran en la ilustración no coinciden, de manera que la dislocación se extiende a lo largo de una línea perpendicular al plano del papel. Es evidente que el cristal se ensancha en las proximidades de la dislocación para poder acomodar los átomos extra. La estructura de los átomos se restablece en ambas direcciones a una distancia de varias veces superior a la constante de la red a partir de la dislocación.

Las dislocaciones de borde pueden moverse a través del cristal, y este movimiento origina un deslizamiento (inglés: slip). La deformación de un cristal no sucede normalmente con la ruptura simultánea de todos los enlaces entre dos planos normales al cristal necesarios para permitir el movimiento de un plano sobre el otro; los cálculos de la fuerza requerida para tal proceso demuestran que es mucho mayor que los valores observados experimentalmente para el esfuerzo cortante crítico (véase el capítulo 4). El proceso real de deslizamiento sucede más bien por movimiento de las dislocaciones, como se muestra en la figura 3.6. Cuando un cristal se somete a un esfuerzo, los átomos sufren un deslizamiento plano, de manera que los átomos de una parte se desplazan progresivamente en relación con los demás; de esta forma, cuando aparece una dislocación se mueve progresivamente cruzando el cristal y saliendo por la parte opuesta, quedando consiguientemente un deslizamiento de la mitad superior del cristal en relación a la mitad inferior. Debido a que, en el movimiento de disloca-

ciones, las fuerzas requeridas para separar una línea de los átomos más próximos son muy próximas a las atractivas de sus vecinos a una distancia ligeramente superior, el movimiento requiere unas fuerzas externas pequeñas. Esta clase de movimiento, repetido muchas veces, es la causante de la plasticidad de los metales (véase más adelante).

Las dislocaciones se pueden introducir por otros medios diferentes al deslizamiento, como, por ejemplo, por accidentes que ocurren durante el crecimiento del cristal. Se pueden introducir un número conocido de dislocaciones de borde por flexión del cristal, como resultado del deslizamiento; es posible calcular su número por un procedimiento geométrico sencillo usando la conocida constante de la red y el radio de curvatura de la flexión. La densidad de dislocaciones de borde se mide en función del número (medio) de las líneas de dislocación que cruzan la unidad del área dentro del cristal, siendo para los cristales ordinarios del orden de 10^6 por centímetro cuadrado y aun superiores. Una descripción alternativa de la densidad de dislocación consiste en definirla como la longitud total de todas las dislocaciones dividida por su volumen. Si se mueven las dislocaciones de borde no en la dirección de sus planos de deslizamiento, el proceso se denomina ascenso (inglés: climb) : figura 3.7. El resultado en conjunto de este movimiento es la generación o aniquilación de vacancias o intersticios, dependiendo del sentido de movimiento de la dislocación, ya que una fila de átomos es o bien necesaria para la traslación a lo largo de una distancia de red

del plano medio adicional de átomos que constituye la dislocación, o anulada por ella.

La otra clase de dislocación es la dislocación en hélice o helicoidal, mostrada en la figura 3.8. Esta se origina por el desplazamiento de los átomos en una parte del cristal en relación con el resto, formando una rampa espiral alrededor de la línea de la dislocación (y de aquí su nombre). Como contraste con la dislocación de borde, en la que se forma una arista en un plano atómico interno del cristal, en la dislocación helicoidal sólo existe una distorsión en la celda de la red en la vecindad inmediata. La dirección de desplazamiento de la dislocación de borde es perpendicular a la línea de dislocación, mientras que para la dislocación helicoidal es paralela a aquélla.

Los defectos de línea no necesitan ser líneas rectas, sino que pueden presentarse como prominencias (inglés : jogs) y muescas (inglés : kinks). Las dislocaciones reales son, a menudo, una mezcla de dislocaciones de borde y helicoidales. En el capítulo 4 expondremos el papel crítico de las dislocaciones en la determinación de las propiedades mecánicas de los sólidos.

3.3 Defectos de superficie o defectos en planos

Muchos de los defectos estructurales de los sólidos comprenden planos de átomos, o más bien superficies, ya que el defecto no necesita estar sobre un plano.

La manifestación más evidente de los defectos geométricos extendidos sobre superficies completas es la aparición de granos o fronteras de granos en los materiales policristalinos. Un sólido policristalino típico consiste en un gran número de

pequeños granos o cristalitas trabados y orientados al azar. Los ángulos entre las orientaciones de los granos vecinos son a menudo grandes y la estructura de las fronteras de los granos muy compleja, ajustándose a los detalles de la forma y orientación de los cristales adyacentes, como se muestra en la figura 3.9. Los átomos en la capa límite presentan una región desorganizada, del grosor de unas cuantas capas de átomos, la cual sirve como transición entre las dos regiones cristalinas adyacentes con diferente orientación.

En general, la forma de los granos de un metal policristalino no está relacionada con la estructura del cristal, quedando sus superficies al azar en lugar de en los planos bien definidos del cristal. A elevada temperatura se aumentan las movilidades atómicas y algunos granos pueden crecer a expensas de otros (recristalización secundaria). Este es un proceso de gran importancia en la tecnología de los metales y lo discutiremos más adelante.

Los detalles de la estructura de los granos influyen en las propiedades mecánicas de los metales y pueden tener una gran importancia sobre otras propiedades, tales como la reactividad química, ya que el material en la frontera de los granos es más reactivo químicamente, o incluso puede diferir químicamente de los granos en sí mismos, como resultado de la exclusión o inclusión preferente de las impurezas en estas regiones.

Aunque es posible hacer ciertas observaciones sobre los efectos en las fronteras de los granos, su variedad hace difícil un análisis cuantitativo. Esto ha dificultado la comprensión

de muchos fenómenos importantes, dado que la mayor parte de los sólidos son policristalinos.

Cuando las fronteras de los granos no son en ángulo grande, sino que muestran orientaciones con ángulos no superiores a unos pocos grados, son más fáciles de estudiar. En la figura 3.10 aparece una inclinación en ángulo pequeño, apreciándose que consiste en una serie de dislocaciones de borde. Se ha podido calcular la energía superficial de las fronteras de este tipo, la cual está asociada con las distorsiones elásticas de la red cristalina en las proximidades de la frontera y que aparece por la falta de igualdad de orientación sobre las dos partes. Alrededor de una dislocación aislada existe un campo de esfuerzo elástico, y el total para las fronteras será la suma de todas las dislocaciones existentes. Los resultados de tales cálculos están de acuerdo con los experimentales.

Si las dos partes del cristal se giran un ángulo pequeño sobre un eje perpendicular a la frontera del grano, en vez de respecto a uno que permanece en el límite, como en el caso de una frontera inclinada, el resultado es una frontera de torsión (inglés: twisted). De forma análoga a como la inclinación de la frontera a ángulo pequeño se origina en una serie de dislocaciones de borde, la frontera de torsión conduce a un conjunto de dislocaciones helicoidales (figura 3.11).

Cuando dos secciones del cristal mal orientado son idénticas y están unidas de tal forma que la frontera constituye un plano de reflexión de simetría, el par constituye unos gemelos.

Un efecto similar puede existir respecto al eje de rotación. Hay varias posibilidades de que esto suceda. El crecimiento de gemelos puede originarse en el crecimiento del cristal. La transformación entre las modificaciones a alta y a baja temperatura de un cristal puede suceder por medio de unos gemelos. También se pueden producir por deformación mecánica del metal, como, por ejemplo, por esfuerzo.

Por último, las faltas de apilamiento (inglés : stacking fault) constituyen otra clase de defectos en planos de la geometría del cristal. Consideremos un cristal formado por capas sucesivas con ordenaciones atómicas A, B y C, pero que contiene un plano en el que se ha producido una falta en las ordenaciones de máximo empaquetamiento cúbico (...ABCABC...) o hexagonal (...ABABAB...). Si la secuencia de las dos capas es ...ABABABCBCBC..., se ha producido una falta en la capa donde el empaquetamiento es cúbico en vez de hexagonal, debido a un error de este plano en la selección de la posición para las capas debajo de los átomos. El orden en los planos subsiguientes es normal. Otra clase de error de empaquetamiento aparece en la secuencia...ABCABCBCABC... con dos capas hexagonales entre una secuencia total de capas cúbicas de máximo empaquetamiento. En todos los casos, las estructuras sobre las dos partes de las fronteras son idénticas y se forma un plano gemelo.

Capítulo 4 : Comportamiento mecánico de los metales

4.1 Propiedades elásticas

Una tensión σ aplicada sobre un cuerpo provoca una deformación del mismo. En el caso de una tensión de tracción ocurre una elongación. Se utiliza el término de comportamiento elástico cuando la deformación acompañando la tensión aplicada es directamente proporcional a esta tensión y desaparece en el instante en que deja de actuar la tensión. La relación entre tensión σ y deformación $\epsilon = \frac{\Delta l}{l_0}$

(Δl = elongación, l_0 = longitud inicial) está dada por la ley de Hooke : $\sigma = \epsilon \cdot E$

en donde E es el módulo de elasticidad (módulo de Young), generalmente expresado en kg/mm^2 (ahora en N/mm^2). Su valor recíproco $\alpha = 1 / E$ se llama coeficiente de elasticidad. Una relación muy parecida existe en la aplicación de tensiones de corte (figura 4.1). En este caso, existe la siguiente relación :

$$\tau = \gamma \cdot G$$

entre la tensión de corte τ y la deformación angular γ provocada por la tensión. G es el módulo de corte.

En un monocristal las propiedades elásticas en diferentes direcciones cristalográficas varían, debido a la estructura anisotrópica del cristal. Por consiguiente, para describir completamente el comportamiento elástico de un monocristal, se necesita una serie de valores. Más evidente que la forma matemática es la representación gráfica de la anisotropía elástica con la ayuda de modelos espaciales (figura 4.2)

en los cuales el vector que va del origen del sistema de coordenadas a un punto de la superficie del cuerpo corresponde al valor del módulo de elasticidad en esta dirección. El cuerpo de la figura 4.2 caracteriza la anisotropía elástica de varios metales ccc, o sea un módulo de elasticidad mucho más grande en la dirección de las diagonales del espacio que en las direcciones de las aristas. La proporción $E_{[111]}/E_{[100]}$ se sitúa entre 2,2 y 4,6 con excepción del aluminio, que es mucho menos anisotrópico con una proporción de 1,21.

El hierro y los metales alcalinos demuestran dentro del grupo de los metales cc una fuerte anisotropía, mientras que por ejemplo el wolframio se comporta isotrópicamente.

Ahora bien, ¿qué sigue de la anisotropía elástica de los monocristales para el comportamiento elástico de un metal policristalino? En un metal policristalino, los granos (o sea los cristallitos diferentes) tienen orientaciones arbitrarias y por tanto, debido a sus módulos de elasticidad diferentes, si los granos pudieran moverse libremente, se dilatarían diferentemente dependiendo de la dirección de la tensión. Pero ya que los granos están ligados por las fronteras de grano y por eso los cristales individuales no pueden moverse libremente, una compensación de la deformación elástica ocurrirá, provocando tensiones diferentes en cada uno de los granos individuales de la estructura. Por lo tanto, en un metal policristalino con orientación de los granos estadísticamente desordenada, las propiedades elásticas no

dependerán de la dirección, es decir, el metal se comporta de manera "casi isotrópica", de modo que para caracterizar el comportamiento elástico de materiales policristalinos basta la indicación de un módulo de elasticidad de corte único.

En la tabla 4.1 se muestran los valores de los módulos de elasticidad y corte para una serie de metales:

TABLA 4.1 : COEFICIENTE DE CONTRACCION, MODULO DE ELASTICIDAD Y MODULO DE CORTE DE LOS PRINCIPALES METALES.

Metal	Coefficiente de contracción	Módulo de elasticidad E [kg/mm ²]	Módulo de corte G [kg/mm ²]	$\frac{E}{G} - 2\mu$
Na	0,32	910	345	1,99
K	0,35	360	130	2,07
Be	0,05	31 550	14 970	2,02
Mg	0,28	4 515	1 800	1,95
Al	0,34	7 190	2 680	2,00
Sn	0,34	5 540	2 080	2,00
Pb	0,45	1 656	573	1,98
Ti	0,33	10 830	4 060	2,02
Zr	0,33	9 400	3 500	2,02
Mo	0,30	32 000	11 800	2,12
Fe	0,28	21 690	8 470	2,00
Co	0,32	20 800	7 770	2,04
Ni	0,31	20 540	7 850	2,01
Cu	0,35	12 500	4 640	2,00
Ag	0,38	8 050	2 940	1,98
Au	0,42	8 020	2 822	2,00
Zn	0,29	9 400	3 400	2,16

Durante la deformación elástica de un valor $\epsilon = \frac{\Delta L}{L_0}$ ocurre al mismo tiempo una estricción ΔD del diámetro D_0 de la probeta. La proporción de estricción $\frac{\Delta D}{D_0}$ sobre deformación $\frac{\Delta L}{L_0}$ se llama módulo de Poisson o coeficiente de contracción μ y determina por su lado otra característica del comportamiento elástico. El coeficiente de contracción tiene valores menor de 0,5, como se ve en la tabla 4.1. Esto significa que durante la deformación en tensión de los metales ocurre un cierto aumento del volumen, en primera aproximación según:

$$\frac{\Delta V}{V} \approx \epsilon \cdot (1 - 2\mu)$$

Las tres cantidades E , G y μ no son independientes, sino que existe la relación:

$$G = \frac{E}{2 \cdot (1 + \mu)} \quad (4.1)$$

Para comprobar la correspondencia de los valores experimentales de G , E y μ con esta relación, la Tabla 4.1 muestra los valores para $(E/G) - 2\mu$ que según (4.1) debe ser 2.

4.2 Deformación elástica de los metales cristalinos

La deformación elástica precede a la deformación plástica.

Cuando se aplica un pequeño esfuerzo a una pieza de metal o a algún material cristalino, sucederá una deformación elástica (sección 4.1). Cuando la carga que se aplica es de tensión, la pieza se vuelve ligeramente más larga; al suprimir la carga la muestra recupera su medida original. Al contrario, cuando la carga que se aplica es de compresión, la pieza su vuelve ligeramente más corta. Dentro del período elástico, la deformación es el resultado de un ligero alargamiento de la cel-

dilla unitaria, en el sentido de la carga de tensión, o una ligera contracción en la dirección de la carga de compresión (figura 4.3).

Cuando la deformación es elástica, la deformación es aproximadamente proporcional al esfuerzo. La relación entre este esfuerzo y deformación es el módulo de elasticidad (Young), y es una característica del tipo de metal. A mayor fuerza de atracción entre los átomos de un metal, mayor módulo de elasticidad.

Cualquier elongación o compresión de una estructura cristalina en una dirección, debida a una fuerza no axial, produce un ajuste en las dimensiones a ángulos rectos a la fuerza. En la figura 4.3.a, por ejemplo, una pequeña contracción está indicada a ángulo recto con la fuerza de tensión.

En aplicaciones de ingeniería los esfuerzos de corte se aplican también a estructuras cristalinas (figura 4.4). Estos producen un desplazamiento de planos de átomos en relación con el plano adyacente. La deformación de corte está definida como la tangente del ángulo de corte: $\gamma = \text{tg}\alpha$ y el módulo de corte G es la relación del esfuerzo de corte a la deformación elástica de corte.

Módulo elástico contra temperatura

Todos los módulos de elasticidad decrecen conforme la temperatura aumenta, como se ve en la figura 4.5 para cuatro metales comunes. Una expansión térmica reduce el valor del módulo de elasticidad (capítulo 2). La discontinuidad en la curva del hierro en la figura 4.5 es debida al cambio de hierro de cuerpos centrados a hierro de caras centradas a 910°C.

Deformación elástica en los metales cristalinos

Se pueden aplicar esfuerzos por tensión, compresión o corte. Como los dos primeros pueden descomponerse en esfuerzos de corte (figura 4.6) y como la mayoría de los metales son apreciablemente más débiles al corte que a la tensión o compresión, los metales ceden por corte plástico o deslizamiento de un plano cristalino sobre otro. Los deslizamientos causan desplazamientos permanentes y la remoción del esfuerzo no hará retornar los planos cristalinos a sus sitios originales.

El deslizamiento ocurre más fácilmente a lo largo de ciertas direcciones cristalinas y planos que a lo largo de otros. Esto se ilustra en la figura 4.7 en donde un cristal simple en una estructura compacta ha sido deformado plásticamente. El esfuerzo de corte requerido para producir un deslizamiento en el plano cristalino se llama esfuerzo cortante crítico.

El número de planos en que el deslizamiento puede ocurrir varía con la estructura cristalina. Como se muestra en la figura 4.7 sólo un plano acomoda deslizamiento con cualquier facilidad en un metal de estructura compacta. Varios planos son posibles en la mayoría de los metales cúbicos.

4.3 Movimientos de las dislocaciones

4.3.1 Ascenso de las dislocaciones de borde

El plano de deslizamiento de una dislocación se define como el plano que contiene tanto la dislocación como el vector de Burgers. Como el vector de Burgers es paralelo a una dislocación helicoidal, cualquier plano que contenga a la dislocación es

un posible plano de deslizamiento (véase la figura 4.8).

Por otra parte, el vector de Burgers de una dislocación de borde es perpendicular a la dislocación, y sólo hay un posible plano de deslizamiento (véase la figura 4.9). Una dislocación helicoidal puede moverse por deslizamiento o corrimiento en cualquier dirección perpendicular a sí misma, pero una dislocación de borde sólo puede correrse en su plano de deslizamiento simple. Sin embargo, hay otro método, que se diferencia fundamentalmente del deslizamiento, por el cual se puede mover una dislocación de borde. Este proceso se llama ascenso e implica movimiento en una dirección perpendicular al plano de deslizamiento (inglés: climb, alemán: klettern).

La figura 4.10.A representa una vista de una dislocación de borde con un plano extra perpendicular al plano del papel y que se designa por círculos llenos. En este diagrama, un lugar vacante de la red se ha movido hacia arriba a una posición justamente a la derecha del átomo 'a', uno de los átomos que forma el borde o límite del plano extra. Si el átomo "a" salta dentro del lugar desocupado, el borde de la dislocación pierde un átomo, como se muestra en la figura 4.10.B, donde el átomo "c", designado con un círculo cruzado, representa el átomo próximo del borde (quedando justamente por debajo del plano del papel). Si el átomo "b" y todos los otros que forman el borde original de los planos extra se separan por interacción con los lugares desocupados, la dislocación de borde ascenderá una distancia atómica en una dirección perpendicular al plano de deslizamiento. Esta situación se mues-

tra en la figura 4.10.C. La ascensión, tal como se ilustra en el ejemplo anterior, se designa como una ascensión positiva y resulta en una disminución de tamaño del plano extra. La ascensión negativa corresponde a lo opuesto de lo anterior en que el plano extra crece en tamaño en lugar de contraerse. En las figuras 4.11.A y 4.11.B se ilustra un mecanismo para la ascensión negativa.

En este caso, supongamos que el átomo 'a' de la figura 4.11.A se muestra a la izquierda y se une al plano extra, dejando un lugar vacante a su derecha, como se muestra en la figura 4.11.B. Este lugar vacante se mueve entonces dentro del cristal. Obsérvese que esto es de nuevo un procedimiento de átomo por átomo y no un movimiento cooperativo de toda la fila de átomos que queda detrás del átomo 'a'. Así, el átomo 'c' (círculo cruzado), mostrado en la figura 4.11.B, representa al átomo que originalmente estaba detrás de 'a'. Un movimiento cooperativo de todos los átomos en la fila detrás de 'a' corresponde a un deslizamiento y no a un ascenso.

Debido a que estamos removiendo material del interior del cristal según se contrae el plano extra, el efecto del ascenso positivo sobre el cristal es el de causar su contracción en una dirección paralela al plano de deslizamiento (perpendicular al plano extra). El ascenso positivo está asociado por lo tanto con una deformación compresiva perpendicular al plano extra. Similarmente, un esfuerzo de tensión aplicado perpendicular al plano extra de una dislocación de borde promueve el crecimiento del plano y así el ascenso negativo. En consecuencia, existe una diferencia fundamental entre la naturaleza del esfuerzo que pro-

duce deslizamiento y el que produce ascenso. El deslizamiento ocurre como resultado de esfuerzo cortante, el ascenso como resultado de un esfuerzo normal (de tensión o de compresión).

Tanto el ascenso positivo como el negativo requieren que los lugares vacantes se muevan a través de la red, hacia la dislocación en el primer caso y opuesta a ella en el segundo. Si la concentración de lugares vacantes y su grado de salto es muy bajo, entonces no se espera que asciendan las dislocaciones de borde. Como veremos, los lugares vacantes en la mayor parte de los metales son prácticamente inmóviles a bajas temperaturas (un salto en once días en el cobre a temperatura ambiente), pero a temperaturas elevadas se mueven con gran rapidez y su número de equilibrio aumenta por muchas potencias de diez. Por lo tanto, el ascenso es un fenómeno que se vuelve más importante cada vez según aumenta la temperatura (véase más adelante el problema de la fluencia). Por otra parte, el deslizamiento sólo es influido ligeramente por la temperatura.

4.3.2 Planos de deslizamiento y direcciones de deslizamiento

Es un hecho experimental que en los cristales metálicos el deslizamiento, o corrimiento, ocurre preferentemente sobre planos de elevada densidad atómica. Es una regla general que la separación entre planos reticulares paralelos varía directamente con el grado de compactidad en los planos. En consecuencia, los cristales se cortan con mayor facilidad sobre planos de amplia separación. Esta aseveración no significa que el deslizamiento no pueda ocurrir en un cristal

dado sobre planos distintos a lo más compactos. Significa más bien que las dislocaciones se mueven con mayor facilidad a lo largo de planos con espaciamento amplio donde la distorsión reticular debida al movimiento de la dislocación es pequeña.

El deslizamiento no sólo tiende en efectuarse de preferencia sobre planos cristalográficos, sino que la dirección del corte asociada con el deslizamiento es también cristalográfica. Se ha encontrado que esta dirección de deslizamiento de un cristal (dirección de corte) es casi exclusivamente una dirección compacta, una dirección de la red con átomos dispuestos en una línea recta, tocando cada uno al siguiente. Debe mencionarse también que esta tendencia al deslizamiento ocurrente a lo largo de direcciones compactas es mucho más fuerte que la tendencia a ocurrir sobre los planos más compactados. Para propósitos prácticos, puede suponerse de ordinario que el deslizamiento se produce en una dirección compacta.

El hecho de que la dirección de deslizamiento determinada experimentalmente coincida con las direcciones compactas de un cristal puede ser explicado en términos de dislocaciones. Cuando se mueve una dislocación a través de un cristal, éste se corta en una cantidad igual al vector de Burgers de la dislocación. Después de que ha pasado la dislocación, el cristal debe ser retenida la simetría del cristal. El corte menor que puede llenar esta condición es igual a la distancia entre átomos en una dirección compacta. Para poder explicar este punto con mayor claridad, conside-

remos un modelo de bola dura de una estructura cristalina cúbica simple. La línea 'mn' de la figura 4.12.A es una dirección compacta. En la figura 4.12.B, la mitad superior de la red ha sido cortada a la derecha por 'a', la distancia atómica en dirección 'mn'. El corte, por supuesto, no ha cambiado la estructura cristalina. Considerese ahora una dirección que no sea compacta elegida arbitrariamente, tal como 'qr' en la figura 4.12.A. La figura 4.12.C muestra que un corte de 'c' (la distancia entre centros de átomos en esta dirección) preserva también la red. Sin embargo, 'c' es mayor que 'a' ($c = 1,414 a$). Además, 'c' y 'a' igualan los respectivos tamaños de los vectores de Burgers de la dislocación capaz de producir los dos cortes. La dislocación correspondiente al corte en la dirección compacta tiene así el vector de Burgers más pequeño. Sin embargo, la distorsión reticular y la energía de deformación asociada con una dislocación son funciones del tamaño del vector de Burgers, y ha sido demostrado por Frank que la energía de deformación varía directamente con el cuadrado del vector de Burgers. En el caso presente, la energía de deformación de una dislocación del vector de Burgers 'c' es el doble de una dislocación del vector de Burgers 'a' (esto es, $c^2 = (1,414)^2 \cdot a^2$). En esta forma, una dislocación con un vector de Burgers igual al espaciamento de los átomos en una dirección compacta sería única, y poseería la menor energía de deformación de todas las dislocaciones cuyo movimiento a través del cristal no perturbe la estructura cristalina. El hecho de que posea la

menor energía de deformación deberá hacer a esta forma de dislocación mucho más probable que las formas de energía de deformación más elevada. También deberá tomarse en cuenta el hecho observado experimentalmente que la dirección de deslizamiento en los cristales es casi siempre una dirección compacta.

4.3.3. Sistemas de deslizamiento

La combinación de un plano de deslizamiento y una de sus direcciones compactas define a un posible modo o sistema de deslizamiento. Si se considera que el plano del papel en la figura 4.13 define a un plano deslizante, entonces habrá tres sistemas de deslizamiento asociadas con el plano compacto indicado, correspondiendo un modo a cada una de las tres direcciones de deslizamiento. Todos los modos de un plano de deslizamiento dado son equivalentes cristalográficamente. Además, todos los sistemas de deslizamiento en planos de la misma forma $[(111), (1\bar{1}1), (11\bar{1}) \text{ y } (11\bar{1})]$ son también equivalentes. Sin embargo, la facilidad con que se puede ocurrir el deslizamiento sobre sistemas de deslizamiento pertenecientes a planos de formas distintas $[(111) \text{ y } (110)]$ será, en general, muy diferente.

4.3.4. Esfuerzo cizallante crítico determinado

Es un hecho bien conocido que las probetas de metal policristalino poseen un límite elástico que debe ser excedido para producir deformación plástica. También es cierto que los cristales metálicos simples necesitan ser sometidos a un esfuerzo sobre un límite elástico similar antes de que la de-

formación plástica por deslizamiento sea medible macroscópicamente. Como el deslizamiento es causado por esfuerzos cortantes, el límite elástico para cristales se expresa mejor en términos de un esfuerzo cizallante determinado sobre el plano de deslizamiento y en la dirección del deslizamiento. Este esfuerzo se denomina esfuerzo cizallante determinado. Es el esfuerzo que ocasionará el movimiento de un número suficientemente grande de dislocaciones en tal forma que se pueda observar una deformación mensurable. La mayor parte de las probetas cristalinas no se prueban directamente en corte, sino en tensión, de manera que se derivará una ecuación que relaciona el esfuerzo de tensión aplicado con el esfuerzo cizallante determinado sobre el plano de deslizamiento y en la dirección del deslizamiento.

Utilizando la figura 4.14 para la determinación de la ecuación del esfuerzo cizallante crítico determinado se puede mostrar fácilmente que vale:

$$S_s = S_n \cdot \cos \theta \cdot \cos \phi$$

en donde $S_n = F_n / A_n$ con F_n = fuerza de la tensión axial y

A_n = área de la sección transversal

perpendicular al eje de la probeta.

θ = el ángulo entre la normal del plano de deslizamiento y el eje de esfuerzos

ϕ = el ángulo entre la dirección del deslizamiento y el eje de esfuerzos.

De esta ecuación se pueden extraer varias conclusiones impor-

tantes.

Si el eje tensor es perpendicular al plano de deslizamiento, el ángulo de ϕ es 90° y el esfuerzo cizallante es cero. Similarmente, si el eje del esfuerzo queda en el plano de deslizamiento, el ángulo de θ es 90° y el esfuerzo de cizallante es nuevamente cero. Por tanto, no es posible producir deslizamiento sobre un plano dado cuando éste es perpendicular o paralelo al eje del esfuerzo tensor. El máximo esfuerzo cizallante que se puede producir es igual a $0,5 S_n$ y ocurre cuando tanto θ como ϕ son iguales a 45° . Para todas las demás combinaciones de estos dos ángulos, el esfuerzo cizallante determinado es menor de la mitad del esfuerzo de tensión.

Por pruebas en muchos metales diferentes, se ha verificado experimentalmente que el esfuerzo cizallante resuelto para un plano cristalográfico dado es independiente de la orientación del cristal. Así, si un número de cristales, diferenciando sólo en la orientación del plano de deslizamiento con el eje del esfuerzo tensor, son sometidos a tensión, y se calcula con la ecuación anterior el esfuerzo cizallante al que ceden, se hallará que la carga de deformación es una constante.

El esfuerzo cizallante crítico determinado para deslizamiento sobre un tipo de plano dado es notablemente constante para cristales de la misma composición y tratamiento previo. Sin embargo, el esfuerzo cizallante crítico resuelto es sensible a los cambios en la composición y manejo. Generalmente, cuanto más puro es el metal más baja será la carga de deformación, como puede verse con bastante claridad en las curvas de la figura 4.15 para cristales simples de plata y cobre.

Los datos de la plata en particular muestran que cambiando la composición de una pureza de 99,999 % a una de 99,93 % se eleva el esfuerzo cizallante crítico determinado por un factor de tres.

El esfuerzo cizallante crítico determinado es una función de la temperatura. En el caso de los cristales cúbicos centrados en las caras, esta dependencia de la temperatura puede ser pequeña. Los cristales metálicos que pertenecen a otras formas cristalinas (cúbica centrada en el cuerpo, hexagonal y romboédrica) muestran un mayor efecto de la temperatura. En estos cristales, la carga de deformación aumenta según disminuye la temperatura, con una proporción de aumento que generalmente se hace mayor según desciende la temperatura. La figura 4.16 muestra este efecto para cierto número de diferentes metales cúbicos no centrados en las caras. Se ha determinado empíricamente que cuando un cristal posee varios sistemas de deslizamiento cristalográficamente equivalentes, el deslizamiento comenzará primero sobre el sistema que tenga el mayor esfuerzo cizallante resuelto. Se ha encontrado también que si se somete a esfuerzos iguales a varios sistemas equivalentes el deslizamiento comenzará de ordinario simultáneamente sobre todos estos sistemas.

4.3.5. Sistemas de deslizamiento en diferentes formas cristalinas

a. Metales cúbicos centrados en las caras

Las direcciones compactas son las $\langle 110 \rangle$ en la estructura cúbica centrada en las caras. Estas son direcciones que corren diagonalmente a través de las caras de la celda unitaria. La

figura 4.13 muestra un segmento de un plano compacto. En la red cúbica centrada en las caras hay cuatro de estos planos, llamados planos octaédricos, con índices (111) , $(\bar{1}11)$, $(1\bar{1}1)$ y $(11\bar{1})$. Cada plano octaédrico contiene tres direcciones compactas, como se puede ver en la figura 4.13, y, en consecuencia, el número total de sistemas octaédricos de deslizamiento es de $4 \times 3 = 12$. El número de sistemas octaédricos de deslizamiento puede ser calculado también en forma diferente. Hay 6 direcciones $\langle 110 \rangle$ y como cada dirección compacta queda en dos planos octaédricos, el número de sistemas de deslizamiento es, por tanto, doce.

Los únicos sistemas de deslizamiento importantes en la estructura cúbica centrada en las caras son los asociados con el deslizamiento en el plano octaédrico. Hay varias razones para esto. Primero, el deslizamiento puede ocurrir con mayor facilidad sobre un plano compacto que sobre planos de menor densidad atómica, esto es, el esfuerzo cizallante crítico determinado para el deslizamiento octaédrico es menor que para otras formas. Segundo, hay doce medios diferentes de que pueda ocurrir el deslizamiento octaédrico, y los doce sistemas de deslizamiento se encuentran bien distribuidos en el espacio. Por tanto, es casi imposible someter a esfuerzo a un cristal cúbico centrado en las caras y no tener por lo menos un plano $\{111\}$ en una posición favorable para el deslizamiento.

La tabla 4.2 enlista el esfuerzo cizallante crítico determinado, medido a temperatura ambiente, para varios metales

importantes de red cúbica centrada en las caras. La tabla 4.2 muestra claramente que el esfuerzo cizallante crítico determinado en los metales de red cúbica centrada en las caras es muy pequeño en las cercanías del estado puro.

Tabla 4.2 Esfuerzo cizallante crítico determinado para metales de red cúbica centrada en las caras

Metal	Pureza	Sistema de deslizamiento	Esfuerzo cizallante crítico determinado (g/mm^2)
Cu	99,999	$\{111\} \langle 110 \rangle$	65
Ag	99,999	$\{111\} \langle 110 \rangle$	38
Au	99,99	$\{111\} \langle 110 \rangle$	93
Al	99,996	$\{111\} \langle 110 \rangle$	104

Generalmente, los cristales cúbicos centrados en las caras deformados plásticamente se deslizan sobre más de un plano octaédrico debido al gran número de sistemas equivalentes de deslizamiento. De hecho, es muy difícil producir deformaciones de más de unos cuantos porcientos, aun en un ensayo a la tensión simple, sin inducir simultáneamente corrimiento sobre varios planos. Sin embargo, cuando ocurre el deslizamiento al mismo tiempo sobre varios planos de deslizamiento intersecantes, el esfuerzo requerido para producir deformaciones adicionales se eleva rápidamente. En otras palabras, la resistencia cristalina a la deformación aumenta.

La curva de endurecimiento

La figura 4.17 muestra curvas típicas de esfuerzo-deformación para un par de cristales cúbicos centrados en las caras. La curva 'a' corresponde a un cristal cuya orientación original

es tal, que varios sistemas de deslizamiento tienen iguales esfuerzos cizallantes determinados. En este caso, la deformación plástica ocurre por deslizamiento sobre varios planos deslizantes y la curva tiene una fuerte pendiente desde el comienzo de la deformación. Por otra parte, la curva 'b' es representativa de cristales en los que el plano de deslizamiento se encuentra sometido a mayores esfuerzos que todos los demás al comienzo de la deformación. La región marcada 1 en esta curva corresponde al deslizamiento en este plano únicamente; los otros planos de deslizamiento se encuentran inactivos. La pequeña inclinación de la curva en el paso 1 muestra que el aumento de endurecimiento por deformación es menor cuando el deslizamiento ocurre sobre un plano cristalográfico simple. La región 2 de la curva 'b', que aparece después de varios porcentajes de deformación. En esta región, cesa el deslizamiento sobre un plano simple, comenzando los corrimientos múltiples sobre planos de deslizamiento intersectantes que aumentan el endurecimiento de la deformación.

La región 1 de la curva 'b', donde ocurre el deslizamiento sobre un plano simple, se conoce como la región de corrimiento fácil (inglés: easy glide). La extensión de esta región de corrimiento fácil depende de varios factores, entre los cuales está el tamaño de la probeta y la pureza del metal. Cuando el diámetro de la sección transversal de una probeta cristalina es grande, o el metal es muy puro, la región de corrimiento fácil tiende a desaparecer. En cualquier caso, la región del corrimiento fácil, o deslizamiento simple, raramente excede las deformaciones de varios porcentajes

en los cristales cúbicos centrados en las caras, y, para cualquier propósito práctico, puede suponerse que estos metales se deforman por corrimientos múltiples sobre cierto número de sistemas octaédricos. Esta deformación es especialmente cierta en el caso de los metales cúbicos centrados en las caras policristalinos.

Las propiedades plásticas de los metales cúbicos centrados en las caras son las siguientes: los bajos esfuerzos cizallantes críticos determinados para el deslizamiento sobre planos octaédricos significan que la deformación plástica de estos metales comienza a bajos niveles de deformación. Sin embargo, los deslizamientos múltiples sobre planos de deslizamiento intersectantes ocasionan una rápida resistencia debido al endurecimiento por deformación según prosigue ésta.

b. Metales hexagonales

Como el plano basal de los cristales hexagonales compactos y el plano octaédrico $\{111\}$ de la red cúbica centrada en las caras tienen una disposición de átomos idéntica, debe esperarse que el deslizamiento sobre un plano basal de los metales hexagonales ocurra tan fácilmente como el deslizamiento sobre los planos octaédricos de los metales cúbicos centrados en las caras. En el caso de los tres metales hexagonales, cinc, cadmio y magnesio, éste es realmente el caso. La tabla 4.3 enlista el esfuerzo de tensión cizallante crítico determinado para el deslizamiento basal de estos metales medido a temperatura ambiente. Los índices hexagonales de Miller del plano basal son (0001), y las direcciones compactas o de deslizamiento, son $\langle 11\bar{2}0 \rangle$.

Tabla 4.3 Esfuerzo cizallante crítico determinado para deslizamiento basal en metales hexagonales

Metal	Pureza	Plano de deslizamiento	Dirección de deslizamiento	Esfuerzo cizallante crítico resuelto (g/mm ²)
Zn	99,999	(0001)	<1120>	18
Cd	99,996	(0001)	<1120>	58
Mg	99,95	(0001)	<1120>	44

La tabla 4.3 confirma en forma definitiva que la deformación plástica por deslizamiento basal en estos tres metales hexagonales comienza a esfuerzos del mismo orden de magnitud que los requeridos para comenzar el deslizamiento en los metales cúbicos de centrado en las caras.

Otros dos metales hexagonales de interés son el titanio y el berilio en los cuales el esfuerzo cizallante crítico determinado a temperatura ambiente para deslizamiento basal es muy elevado (aproximadamente 1125 kg/cm² en el caso del titanio, y 401 kg/cm² para el berilio). Además, se ha establecido que en el titanio el esfuerzo cizallante crítico determinado para el deslizamiento sobre los planos prismáticos {1010} en las direcciones compactas <1120> es alrededor de 499 kg/cm².

La pregunta que se presenta ahora es cómo se puede explicar las diferencias en el comportamiento al deslizamiento del magnesio, cinc y cadmio, por una parte, y las del berilio, titanio y circonio por la otra. No se tiene a mano una completa solución a este problema, pero lo siguiente está relacionado sin duda con este efecto.

En la celda unitaria de la red hexagonal, la distancia 'a' es igual a la distancia entre átomos en el plano basal, en tanto

que 'c' es la distancia vertical entre átomos en cualquier otro plano basal. La relación c/2a es, por tanto, una medida sin dimensión determinada del espaciamento entre planos basales. Si los átomos de los metales hexagonales fueron realmente de forma esférica, la relación c/2a sería la misma en todos los casos (0,816). La tabla 4.4, sin embargo, muestra que este valor no es el mismo, sino que varía desde 0,943 en el caso del cadmio a 0,793 en el del berilio. Únicamente el magnesio tiene un átomo que se acerca a la forma esférica verdadera, c/2a = 0,812. El cadmio y el cinc tienen una separación de plano basal más grande que la de esferas compactas, mientras que el berilio, titanio y circonio tienen una similar. Es significativo que los metales hexagonales con separaciones pequeñas entre los planos basales sean aquellos con esfuerzos cizallantes críticos muy altos para deslizamiento basal.

Tabla 4.4 Relación c/2a para metales hexagonales

Metal	Relación c/2a
Cd	0,943
Zn	0,928
Mg	0,812
Zr	0,795
Ti	0,794
Be	0,793

La gran plasticidad de los cristales simples de los tres metales Mg, Zn y Cd no se transporta a su forma policristalina. El magnesio, cinc o cadmio policristalinos tienen baja ducti-

lidad. La gran ductilidad de los cristales simples se debe al hecho de que el deslizamiento ocurre sobre un plano cristalográfico simple. Sin embargo, en el material policristalino, la deformación plástica es mucho más complicada que en los cristales simples. Cada cristal debe experimentar una deformación que le permita conformarse a los cambios de forma de sus vecinos. Los cristales con sólo un plano de deslizamiento simple, no tienen el grado de plasticidad suficiente para deformaciones extensas bajo las condiciones que ocurren en los metales policristalinos.

c. Cristales cúbicos centrados en el cuerpo

Los cristales cúbicos centrados en el cuerpo se caracterizan por cuatro direcciones compactas, las direcciones $\langle 111 \rangle$, y por la carencia de un verdadero plano compacto como el octaédrico de la red cúbica centrada en las caras, o por el plano basal de la red hexagonal. La figura 4.18 muestra un modelo de bola dura del plano (110) cúbico centrado en el cuerpo, el plano más compacto en esta red. En este plano hay dos direcciones compactas, la $[\bar{1}11]$ y la $[1\bar{1}1]$. Una comparación de la figura 4.18 y la figura 4.13 (plano octaédrico cúbico de centrado en las caras) confirma el hecho de que los planos $\{110\}$ cúbicos de centrado en el cuerpo no son planos de los más compactos.

El fenómeno de deslizamiento observado en los cristales cúbicos de centrado en el cuerpo corresponde estrechamente con el esperado en cristales con direcciones compactas y sin planos verdaderamente compactos. La dirección de deslizamiento en los cristales cúbicos centrados en el cuerpo es la direc-

ción compacta, $\langle 111 \rangle$; sin embargo, el plano de deslizamiento no está bien definido. Las líneas de deslizamiento en la red cúbica centrada en el cuerpo son sinuosas e irregulares, haciendo con frecuencia que la identificación de un plano de deslizamiento sea extremadamente difícil. Los planos $\{110\}$, $\{112\}$ y $\{123\}$ han sido identificados todos como planos de deslizamiento en los cristales cúbicos centrados en el cuerpo, pero trabajos recientes sobre cristales de hierro simples indican que cualquier plano que contenga una dirección $\langle 111 \rangle$ compacta actúa como un plano de deslizamiento. En concordancia con la falta de un plano compacto está la elevada tensión cizallante crítica para el deslizamiento en los metales cúbicos centrados en el cuerpo. En el hierro es aproximadamente 281 kg/cm^2 a temperatura ambiente.

4.3.6 Propiedades de los metales deformados plásticamente

La deformación plástica cambia la estructura interna de un metal; por lo tanto, es de esperarse que la deformación cambie las propiedades de un metal. Evidencias de tales cambios pueden obtenerse a través de varias mediciones de resistividad. La estructura distorsionada reduce la trayectoria media libre de los movimientos electrónicos, y, por lo tanto, aumenta la resistividad (figura 4.19).

En esta figura, así como en otros casos, es conveniente referir a la cantidad de trabajo en frío como un índice de deformación plástica. Trabajo en frío es la cantidad resultante de una reducción en sección transversal durante una deformación plástica:

$$T_{\text{frío}} = CW = \frac{A_0 - A_f}{A_0} \cdot 100$$

en donde A_0 y A_f son las áreas iniciales y finales, respectivamente.

Endurecimiento por deformación:

Los trazos de los planos de deslizamiento para cobre trabajado en frío en la figura 4.20 muestran que ha ocurrido una deformación. Los movimientos de dislocación a lo largo de los planos vienen de estiramientos por granos adyacentes que han desordenado su patrón regular cristalino inicial. Por lo tanto, un deslizamiento inicial ocurrirá con menos facilidad y la dureza del metal ha sido aumentada (figuras 4.21 y 4.22). El aumento en dureza que resulta de la deformación plástica se llama endurecimiento por deformación. Las pruebas de laboratorio muestran que un aumento tanto en esfuerzo a la tensión y resistencia a la cedencia vienen acompañados de un aumento de dureza. Por otra parte, el endurecimiento por esfuerzo reduce la ductilidad porque parte de la elongación tiene lugar durante el trabajo en frío. Así se observa menos elongación durante la prueba. El proceso de endurecimiento por esfuerzo aumenta el esfuerzo de cedencia más que la resistencia a la tensión (figura 4.23), y las dos se aproximan al verdadero esfuerzo de ruptura conforme la cantidad de trabajo en frío es aumentada.

Capítulo 5: Los sistemas binarios

La aplicación práctica de los metales puros es muy limitada: la mayoría de los materiales metálicos son aleaciones, es decir mezclas de dos o más metales diferentes. Ya que las propiedades de una aleación están determinadas en gran parte por los equilibrios entre los componentes que forman la aleación, es muy necesario conocer los estados de equilibrio de por lo menos los sistemas binarios.

Mientras que dos o más elementos siempre son totalmente miscibles en el estado gaseoso, no es el caso para todas las combinaciones de metales en el estado líquido y en el estado sólido la solubilidad total solamente ocurrirá en condiciones muy determinadas.

Para presentar los equilibrios de fase de manera intuitiva, se utilizan los denominados diagramas de fase, diagramas de equilibrio o diagramas constitucionales. En estos diagramas se grafican las fases que están en equilibrio en función de la concentración (abscisa) y de la temperatura (ordinada). La ley de Gibbs para las fases determina los grados de libertad, o sea los parámetros independientes como temperatura y concentración para los diferentes equilibrios. La forma general de la ley de Gibbs es:

$$F = n + 2 - P$$

en donde F es el número de los grados de libertad, n el número de componentes independientes y P el número de fases presentes. Sin embargo, como los equilibrios en sistemas metálicos son referidos en general a una presión de 1 atm., o sea que la presión es invariable, la ley de las fases se vuelve

en:

$$F = n + 1 - P.$$

En un alcance de estado homogéneo, o sea una zona monofásica de un sistema binario, el número de los grados de libertad es de $F = 2 + 1 - 1 = 2$, es decir se puede elegir arbitrariamente la temperatura y la concentración en el interior de la zona monofásica.

En una zona bifásica, en donde existe por ejemplo una fase sólida en equilibrio con el metal fundido, el número de los grados de libertad se reduce a uno, es decir solamente se puede elegir libremente la temperatura o la composición. A una temperatura determinada la composición de la fase en equilibrio está caracterizada claramente, es decir las concentraciones de las fases en equilibrio están determinadas por los puntos finales de la línea paralela al abscisa en la zona de dos fases, la denominada "conode" (línea isotérmica, línea de enlace).

Un equilibrio de tres fases no tiene ningún grado de libertad en un sistema binario, es decir solamente puede existir a una temperatura determinada y a concentraciones determinadas para las tres fases. En el sistema binario, no puede haber más de tres fases en equilibrio.

En el siguiente expondremos brevemente los diagramas constitucionales de los sistemas binarios los más importantes.

5.1 Solubilidad total en ambos estados sólido y líquido

(sistema isomorfo)

La solución sólida de dos componentes uno en el otro se denomina cristal de solución sólida y es el origen del nombre del sistema

tema con formación completa de solución sólida. La figura 5.1 representa un diagrama correspondiente. Los puntos de fusión de los dos componentes se ensanchan hasta un intervalo de fusión, formando soluciones sólidas. Se origina una forma geométrica semejante a una lente, cuya curva superior se llama línea de "liquidus" y cuya curva inferior se llama línea de "solidus".

Según la posición del punto de fusión del segundo componente, el punto de fusión del otro componente se eleva o se baja, de modo que en general aparece un diagrama de equilibrio del tipo mostrado en la figura 5.1. A veces ocurre que en un sistema isomorfo (solubilidad total en ambos estados sólido y líquido) los puntos de fusión de ambos componentes están rebajados. En este caso se forma un mínimo del punto de fusión para una aleación de una composición determinada, como se muestra en la figura 5.2.

Los diagramas constitucionales presentan dos zonas monofásicas, o sea el metal fundido (la fundición) S y la solución sólida α , separadas por la zona bifásica en la cual a una temperatura dada de T_1 (figura 5.1) el metal fundido S está en equilibrio con la solución sólida α . La solidificación de una aleación X empieza a la temperatura T_1 con la precipitación de una solución sólida de composición α_1 . Con el enfriamiento progresivo la composición del fundido sobrando se desplaza siguiendo la línea de liquidus hasta S_e y la composición de la solución sólida hasta α_e (suponiendo que la compensación de concentración por difusión sea completa). En este punto se termina la solidificación.

La proporción de las cantidades de las fases de una aleación X en equilibrio a la temperatura T se calcula con la ley de la palanca. Así la proporción de las cantidades de metal fundido de concentración S_n y de la solución sólida de concentración α_n está dada por la proporción de los tramos $(x - \alpha_n)$ y $(x - S_n)$.

La ocurrencia de la formación de soluciones sólidas completas (sistema isomorfo) depende de varias condiciones con las cuales deben cumplir ambos componentes.

Las principales condiciones son:

1. misma estructura de la red (ejemplo Cu y Ni: cúbico a caras centradas)
2. diferencia en radio atómica lo más posible pequeña

Estas dos condiciones son necesarias, pero sin embargo no suficientes, ya que otras propiedades juegan un papel importante en la formación de soluciones sólidas.

En el caso de sistemas isomorfos (soluciones sólidas), siempre ocurren cristales de sustitución, es decir soluciones en las cuales los átomos del elemento B están ubicados en los nudos de la red del elemento A, generalmente en una distribución estadística sin orden (figura 5.3.a). Además existe una solución sólida intersticial (figura 5.3.c) en la cual los átomos del elemento B están ubicados en los agujeros (huecos) que existen dentro de la red del metal A. Esta forma de solución solamente puede existir cuando los átomos del metal disuelto tienen un radio muy pequeño y por eso queda suprimida para sistemas isomorfos de solubilidad sólida total. Ejemplos tí-

picos de sistemas isomorfos son los sistemas Cu-Ni y Ag-Au. En unos sistemas con formación continua de soluciones sólidas se observan en ciertos alcances de concentración a temperaturas relativamente bajas una distribución ordenada de los átomos de los dos componentes (figura 5.3.b), es decir ocurre un cambio de la solución sólida no ordenada a la solución ordenada. En estos casos se habla de la formación de un superretículo (inglés: superlattice) y la zona de aparición de tal transformación está representada en los diagramas de equilibrio como en la figura 5.4.a. Estos superretículos demuestran que las fuerzas atractivas entre los átomos A-B son más grandes que entre átomos A-A y B-B. Un ejemplo de tal sistema es Cu-Au.

En sistemas con formación continua de soluciones sólidas puede aparecer una segregación con baja temperatura dentro de ciertos alcances de concentración (figura 5.4.b). Un ejemplo de tal sistema es el sistema Au-Pt.

5.2 Solubilidad total en el estado líquido, insolubilidad total en estado sólido

La característica principal de tal sistema es que en la solidificación ocurre una segregación de los dos componentes puros.

El punto de fusión del componente puro siempre está rebajado por la adición de un segundo componente, y además esta baja del punto de fusión es proporcional a la cantidad del componente adicional. Entonces saldrán desde los puntos de fusión de las dos componentes curvas indicando la composición de las fundiciones en equilibrio con los componentes puros, ya en estado sólido. El punto de intersección de ambas curvas da la temperatura y la composición del metal fundido, simultánea-

mente en equilibrio con los dos componentes (figura 5.5).

Tal sistema se denomina sistema eutéctico y el equilibrio trifásico $S_E \rightleftharpoons A + B$ equilibrio eutéctico.

Una aleación de composición eutéctica E se solidifica como un componente puro a una temperatura totalmente definida, la temperatura eutéctica T_E . A esta temperatura, la aleación se descompone mediante la reacción eutéctica $S \rightleftharpoons A + B$ en los dos componentes, que aparecerán en la aleación solidificada de manera muy típica para sistemas eutécticos, o sea como dispersión fina de los dos componentes uno al lado del otro.

5.3 Solubilidad limitada en estado sólido

Sistema eutéctico

El caso de insolubilidad total en el estado sólido es raro. En general, en cada sistema eutéctico existe una más o menos amplia solubilidad de los componentes uno en otros. Un diagrama con tal formación limitada de soluciones sólidas está representado en la figura 5.6. En muchos sistemas de este tipo se observa una solubilidad en estado sólido disminuyendo con la temperatura. En tal sistema, solamente las aleaciones con concentraciones entre x_1 y x_2 demuestran la reacción eutéctica. Durante la solidificación de las aleaciones a la izquierda de x_1 y a la derecha de x_2 , aparece la precipitación primera de soluciones sólidas α o β respectivamente. Sin embargo, la solidificación se termina antes de que la fundición sobran da llegue a la composición eutéctica. Siguiendo el enfriamiento, en pasar la línea de solubilidad, empieza la precipitación de la fase β desde la solución sólida α , respectivamente precipitación de α desde β , hasta que el equilibrio

correspondiendo a la temperatura se establezca. Los sistemas Al-Si, Ag-Cu y Pb-Sb son ejemplos de formación limitada de soluciones sólidas en la solidificación eutéctica.

Sistema peritético

Una formación limitada de soluciones sólidas no solamente puede ocurrir en sistemas eutécticos, sino también en el llamado sistema peritético, como representado en la figura 5.7. El equilibrio peritético, la segunda posibilidad de un equilibrio de tres fases en un sistema binario, está caracterizado por el hecho que el metal fundido S reacciona con la solución sólida β , precipitada en principio, para formar otra solución sólida α , según la reacción peritética $S + \beta \rightleftharpoons \alpha$. En el sistema peritético, el punto de fusión de uno de los dos componentes está debajo de la temperatura peritética del equilibrio de las tres fases.

El diagrama de un sistema peritético en la figura 5.7 se puede deducir de la figura 5.4.b que representa un sistema con solución sólida y intervalo de miscibilidad, cuando el intervalo de miscibilidad alcance hasta dentro de la zona bifásica fundición + solución sólida. Ejemplos de sistemas peritéticos son los sistemas Ag-Pt, Ag-Zn y Cd-Hg.

En la discusión de los sistemas de solubilidad limitada en el estado sólido, nos parece oportuno señalar brevemente los factores que influyen sobre el tamaño del alcance de las soluciones sólidas α y β , no obstante sin absorberse en las relaciones en parte muy complejas.

Ya hablamos de la importancia de la diferencia de radio atómi

co para la formación de soluciones sólidas. Se puede mostrar, que a partir de una diferencia de radio de más de 14-15 %, la anchura de la zona de solución sólida está determinada por la diferencia de radio, o sea que disminuye con el aumento de la diferencia de radio.

Quando los radios atómicos están dentro del límite indicado, otros factores como valencia (factor de valencia) y electro-negatividad pueden determinar la anchura del alcance de solubilidad. Por principio, la solubilidad disminuirá con el aumento de la diferencia de valencia y/o de electronegatividad de los dos componentes. Con elementos de valencia diferente se mostró que generalmente la solubilidad del elemento de valencia mayor en el elemento de menor valencia es más grande que viceversa.

La llamada electronegatividad no tiene nada que ver con la secuencia de tensiones electroquímicas ^{en vigor} ~~valores~~ en soluciones acuosas. Los valores de la electronegatividad representan más bien una graduación de valores de los elementos de modo que el cuadrado de la diferencia de las electronegatividades de dos elementos está proporcional a la entalpía de formación del compuesto correspondiente. La electronegatividad x de un elemento está dada por la ecuación:

$$x = 0,31 \cdot \left(\frac{n' + 1}{r} \right) + 0,50$$

en donde n' es el número de electrones de valencia y r el radio del enlace homopolar simple.

5.4 Otros diagramas binarios

Solubilidad limitada en el estado líquido

Los sistemas discutidos hasta ahora estaban caracterizados por una solubilidad completa en el estado líquido. Sin embargo, existe una serie de sistemas binarios de metales en los cuales ocurre una solubilidad limitada en el estado líquido. Claro es que en estos casos no aparecerá ninguna solubilidad en estado sólido. Un diagrama constitucional de este tipo está mostrado en la figura 5.8. El sistema está caracterizado por un equilibrio de tres fases, denominado equilibrio monotéctico. En la reacción monotéctica el equilibrio siguiente existe: fundición $S_1 \rightleftharpoons$ fundición $S_2 +$ variedad cristalina B. El segundo equilibrio de tres fases en este sistema es un eutéctico, que provoca que la fundición S_1 se descomponga en las fases sólidas A y B cuando sigue el enfriamiento.

Los componentes metálicos de sistemas monotécticos tienen propiedades muy diferentes y una gran diferencia en el punto de fusión, como por ejemplo en el sistema hierro-plomo.

Sistemas con compuestos intermetálicos

En los sistemas discutidos hasta ahora, solamente ocurrieron como fases sólidas los componentes puros de los lados del diagrama o sus soluciones sólidas. Sin embargo, a menudo los componentes del sistema forman uno o varios compuestos intermetálicos uno con el otro, que aparecen entonces como fases propias en el diagrama.

En estos casos, el diagrama de equilibrio está determinado principalmente por el hecho de si el compuesto se funde sin descomposición anterior, o sea de modo congruente, lo que sig

nifica que se comporte como los componentes, o si el compuesto solamente puede existir a bajas temperaturas y se descompone a temperaturas más altas, formando dos nuevas fases. En este caso se habla de compuestos fundiendo de manera incongruente.

La figura 5.9 muestra un diagrama de equilibrio con un compuesto fundiendo de modo congruente. El compuesto separa el sistema total en dos sistemas parciales del tipo eutéctico. También en el caso que el compuesto tenga un alcance de existencia más o menos ancha, el sistema no demuestra nada de principalmente nuevo.

Un diagrama con compuesto fundiendo de modo incongruente está representado en la figura 5.10. La descomposición o la formación de tal aleación ocurre en una reacción peritética, pues aquí reacciona en el enfriamiento la fundición S_1 con los cristales primeros B para formar el compuesto V según la reacción peritética $S_1 + B \rightleftharpoons V$. El segundo equilibrio trifásico es el eutéctico o sea $S \rightleftharpoons A + V$.

Ejemplos de sistemas con compuestos fundiendo de modo incongruente que aparecen generalmente cuando los puntos de fusión de los componentes están muy alejados uno del otro, son los sistemas Au-Pb y Au-Sb.

Capítulo 6: La deformación de metales y aleaciones -

El endurecimiento

Ya tratamos en el capítulo 4 de los aspectos teóricos de la deformación de los metales monocristalinos y policristalinos. En el siguiente hablaremos de fenómenos prácticos que aparecen durante la deformación y de los cambios de propiedades estructurales (endurecimiento).

6.1 Límite elástico agudo y bandas de Lüders

Quando se grafican las curvas de esfuerzo-deformación de los metales deformados en tensión, se observan dos tipos de curvas básicas. En la figura 6.1 se muestran cada uno de los dos tipos. La curva de la izquierda exhibe lo que se conoce como un límite elástico agudo. En esta curva, aparece el esfuerzo con una deformación plástica casi imperceptible hasta un punto 'a', el límite elástico superior. En este punto, el material comienza a ceder, con un descenso simultáneo en el esfuerzo requerido para continuar la deformación. Este nuevo límite elástico, (punto 'b') se denomina el límite elástico inferior y corresponde a una deformación plástica apreciable mediante un esfuerzo casi constante. A continuación, el metal comienza a endurecer con un aumento en el esfuerzo necesario para deformación adicional. Después que ocurre esto, hay poca diferencia entre la apariencia de las curvas esfuerzo-deformación para metales con un límite elástico y sin él.

El límite elástico agudo es un efecto de especial importancia debido a que ocurre en el hierro y en aceros de bajo carbono. Su existencia es de importancia considerable para los fabricantes que efectúan troquelados o embuticiones de hojas del-

gadas de estos materiales para formar objetos tales como carrocerías de automóviles. La importancia del límite elástico es la siguiente: una vez que comienza la deformación plástica en un área determinada, el metal en tal punto se ablanda efectivamente y sufre cierta deformación plástica relativamente grande. Esta deformación se extiende entonces dentro del material adyacente a la región que ha cedido debido a la concentración de esfuerzos en el límite entre las áreas deformadas y sin deformar. Generalmente, la deformación comienza en posiciones de concentración de esfuerzos como bandas discretas de material deformado, llamadas bandas de Lüders. En la probeta para ensayos de tensión usuales (figura 6.2), las líneas son concentradores de esfuerzos y puntos en los cuales se forman las bandas de Lüders. Los bordes de estas bandas forman ángulos de 45° aproximadamente con el eje y se les designa como líneas de Lüders. Las bandas de Lüders no deben ser confundidas con las líneas de deslizamiento. Es bastante posible tener cientos de cristales cooperando para formar una banda de Lüders, deslizándose cada una en una forma complicada sobre sus propios planos de deslizamiento. Una vez que se ha formado una banda de Lüders en una de las líneas o cintas de una probeta de ensayo en tensión, puede moverse entonces a través de la longitud del calibre de la probeta. Debe hacerse notar que las bandas se pueden formar simultáneamente en ambos extremos de una probeta de ensayo en tensión, o incluso, bajo ciertas condiciones, en cierto número de posiciones a través de la longitud del calibre de la probeta. En cualquier caso, la deformación empieza en áreas localizadas

y se extiende dentro de las áreas sin deformar. Esto ocurre a un esfuerzo casi constante y explica la parte horizontal de la curva esfuerzo-deformación en el límite elástico inferior. Sólo después que la deformación de Lüders ha cubierto toda la sección de calibre, comenzará a elevarse de nuevo la curva esfuerzo-deformación.

En el ejemplo mencionado previamente de las hojas de acero de bajo carbono empleados en formar carrocerías para automóviles, el efecto de emplear metales que contienen un límite elástico es para la formación de superficies rugosas. Estas superficies resultan de la dispersión irregular de las bandas de Lüders, las cuales dejan estriaciones sobre la superficie llamadas comúnmente deformaciones por estiramiento. Por otra parte, cuando se utiliza material sin un límite elástico, se presenta endurecimiento por trabajo en lugar de ablandamiento tan pronto como comienza la deformación plástica. Esto tiende a esparcir uniformemente la deformación sobre grandes áreas y a producir superficies tersas después de la deformación.

6.2 La teoría de Cottrell sobre el límite elástico agudo

Cottrell ha propuesto que el límite elástico agudo que ocurre en ciertos metales es un resultado de la interacción entre dislocaciones y átomos de soluto. De acuerdo con esta teoría, la atmósfera de átomos de soluto que se reúne alrededor de las dislocaciones sirve para sujetar, o anclar las dislocaciones. Se necesita un esfuerzo adicional, sobre el requerido normalmente para movimiento, para liberar a una dislocación de su atmósfera. Esto resulta en un incremento de esfuerzo requerido para poner en movimiento las dislocaciones, y co-

rresponde al esfuerzo del límite elástico superior. El límite elástico inferior en la teoría original de Cottrell representa entonces el esfuerzo para mover dislocaciones que han sido liberadas de sus atmósferas.

Todos los puntos evidencian la exactitud de la suposición de Cottrell de que el aumento en la carga de deformación asociado con el límite elástico superior es causado por la interacción de las dislocaciones con los átomos de soluto. Si el límite elástico está asociado o no con la simple separación de las dislocaciones de sus atmósferas está todavía en duda. La teoría original de Cottrell no explica satisfactoriamente ciertos datos experimentales. Sin embargo, lo importante es que el límite elástico agudo es un fenómeno asociado con el agrupamiento de átomos de soluto alrededor de las dislocaciones. En el caso de hierro y del acero, el límite elástico a temperatura ambiente ha demostrado que se debe a carbono o nitrógeno en solución sólida intersticial.

6.3 Envejecimiento por deformación

La figura 6.3.A muestra una curva tensión-deformación para un metal con un límite elástico agudo en el cual se detuvo la carga en el punto 'c' y entonces se retiró. Durante el período de descarga, la curva esfuerzo-deformación sigue una trayectoria lineal paralela a la porción elástica original de la curva (línea 'ab'). Al volver a recargar dentro de tiempo corto (horas), la probeta se comporta elásticamente hasta el punto 'c', aproximadamente, y entonces se deforma plásticamente y no se observa límite elástico aparente. Por otra parte, si la probeta no se vuelve a ensayar por un período de tiempo de

algunos meses y durante este período se la deja envejecer a temperatura ambiente, reaparece el límite elástico, como se muestra en la figura 6.3.B. El período de envejecimiento ha elevado la tensión a la cual cede la probeta y, como resultado, la probeta se fortalece y endurece. Este tipo de fenómeno, en donde un metal se endurece como resultado de envejecimiento después de deformación plástica se denomina envejecimiento por deformación. El punto elástico que reaparece durante el envejecimiento por deformación es asociado también con la formación de atmósferas de átomos solutos alrededor de las dislocaciones. Las fuentes de dislocación que estaban activas en el proceso de deformación precisamente antes que fuese descargada la probeta quedan sujetas como resultado del proceso de envejecimiento. Debido a que los átomos de soluto deben difundirse a través de la red para poder acumularse alrededor de las dislocaciones, la reaparición del límite elástico es una función del tiempo. Depende también de la temperatura, puesto que la difusión es una función dependiendo de la temperatura. A mayor temperatura más rápido será la velocidad a la que reaparecerá el límite elástico. El límite elástico no se observa normalmente en hierro y aceros probados a temperaturas elevadas (por encima de 400°C aproximadamente). Este hecho puede ser explicado por la tendencia de las atmósferas de dislocaciones a ser dispersadas como resultado de las vibraciones térmicas más intensas encontradas en temperaturas elevadas. El límite elástico y el fenómeno de envejecimiento por deformación se encuentran más estrechamente asociados con el hierro y el acero de bajo carbono. Sin embargo, se les ha obser-

vado en un pequeño número de otros metales, usualmente cúbicos centrados en el cuerpo o hexagonales, con nitrógeno como soluto intersticial. Aparentemente, los metales centrados en las caras muestran estos efectos en menor grado.

6.4 Los fenómenos de endurecimiento

Las características de dureza de un metal puro (elemento) suben con el aumento de deformación en frío (véase el capítulo 4) y con el aumento del afino de grano.

El endurecimiento por afino de grano tiene lugar porque los límites de grano ponen un obstáculo para el movimiento de las dislocaciones. Estas se estancan delante de los límites y dificultan la deformación ulterior. Desde luego, la influencia muy grande de los límites de grano sobre los fenómenos de deformación aparece en la dependencia del tamaño del grano de varias propiedades mecánicas. La mayor dependencia se puede esperar en los valores críticos asociados con el comienzo de la deformación plástica, ya que la influencia de los límites de grano será mayor en este momento y se reducirá durante la deformación ulterior, cuando aumentará la densidad de las dislocaciones.

La cantidad mecánica la más importante en este caso es sin duda el límite de estirado (inglés : yield point) σ_s que, de acuerdo con la teoría expuesta, demuestra para la mayoría de los metales una fuerte dependencia del tamaño del grano, definida por la ley de Hall-Petch según:

$$\sigma_s = \sigma_0 + k \cdot d^{-1/2}$$

en donde σ_0 y k son constantes y d el diámetro medio del grano.

Desde luego, este endurecimiento ocurre también en las aleaciones. Además, la dureza del metal aumenta con el contenido de impurezas (compárese con el capítulo 4), lo que ya significa que las aleaciones tendrán una dureza más alta que los metales puros correspondientes, ya que no existe ninguna diferencia física entre una impureza y un elemento de aleación: El primero está presente accidentalmente y no querido, mientras que el segundo se añade intencionalmente.

En el estudio de la influencia de elementos de aleación sobre las propiedades plásticas de un metal puro, podemos diferenciar tres peldaños consecutivos de endurecimiento: El efecto de la solución sólida, el efecto de una segunda fase y el endurecimiento estructural, también llamado endurecimiento por precipitación.

6.5 Endurecimiento por solución sólida

La aleación de un metal B en un metal puro A, sea la aleación intersticial o sustitucional, aumenta la resistencia a la deformación plástica, y por eso es un endurecimiento. Esto está ilustrado en la figura 6.4 para el caso de la solución sólida de Mg en Al: con aumento del contenido de magnesio, sube la resistencia a la deformación plástica de las aleaciones Al-Mg.

Ya existen varias teorías para explicar este fenómeno de endurecimiento, entre otros de Cottrell, de Fisher y de Susuki. De hecho, el mecanismo del endurecimiento por solución sólida todavía no está explicado totalmente ni definitivamente. Entonces, nos contentaremos con el concepto simplificado siguiente: en disolver átomos B en la red del metal A, los átomos B

se segregan de preferencia cerca de zonas de dislocaciones. Como estas zonas ya tienen distorsiones reticulares, Cottrell pudo demostrar que tal segregación reduce la energía libre del sistema. A veces se denomina tal zona de segregación "zona Cottrell". Ahora bien, para mover la dislocación, o sea para hacerla quitar su lugar de átomos segregados B, se necesita una fuerza considerable ya que la fuerza atractiva entre la dislocación y la aglomeración de átomos B es importante. De este modo se dificulta la deformación plástica, con otras palabras aumenta la dureza del metal. Este endurecimiento aumenta con la concentración del elemento aleado y alcanza su máximo a la saturación.

Para juzgar de la influencia de varios elementos en el mismo metal de base A, es preciso utilizar para las comparaciones porcentajes atómicos iguales (mismos números de átomos) en lugar de iguales porcentajes de peso. Determinante para la fijación de la dislocación por la segregación con adiciones de porcentajes atómicos iguales es el diámetro del elemento aleado. Entonces será este diámetro que determinará el grado de endurecimiento.

6.6 Endurecimiento por segunda fase

Durante el enfriamiento de la aleación L en condiciones de equilibrio de la figura 6.5, la solución sólida α evoluciona según la curva de saturación cc' y precipita una segunda fase llamada aquí fase β . En muchos casos esta segunda fase es un compuesto intermetálico $A_m B_n$, generalmente mucho más duro que la solución sólida α .

Sin embargo, en cada caso la precipitación de partículas de una segunda fase provocará un endurecimiento que se puede explicar de la manera siguiente:

El movimiento de una dislocación dentro de la red de la fase está dificultado por la presencia de precipitaciones de la segunda fase; cuando una dislocación choca con una precipitación, se impide su propagación (véase sección 6.8) porque tiene que desviarse o cortar la partícula. En ambos casos se dificulta mucho el movimiento de la dislocación y este aumento de la resistencia a la deformación plástica es el endurecimiento. Se entiende fácilmente que el grado de endurecimiento dependerá en primer lugar del número de partículas precipitadas de la segunda fase y no tanto de su masa total: más partículas precipitadas para una cierta masa de segunda fase, más obstáculos existirán para la dislocación. Además hay que fijarse en que el segundo peldaño de endurecimiento consiste en la suma del endurecimiento máximo por solución sólida (sección 6.5) y del endurecimiento por segunda fase, ya que la precipitación de una segunda fase solamente puede empezar cuando la fase principal ya está saturada.

6.7 Endurecimiento por precipitación

La curva de la solubilidad de carbono en hierro alfa representada en la figura 6.6 no es únicamente típica del sistema hierro-carbono. Se observan relaciones similares para el nitrógeno, o hidrógeno en solución intersticial en hierro, o para los tres elementos (carbono, nitrógeno e hidrógeno) en solución intersticial en otros metales, previsto que la solubilidad máxima sea aproximadamente inferior al 1% atómico. Esta limitación del 1% es usualmente de poca importancia en las

soluciones sólidas intersticiales, pues éstas son casi siempre muy diluidas.

La curva anterior puede emplearse también para predecir la solubilidad máxima en las soluciones sólidas sustitucionales. Aquí, nuevamente se encontrará que es bastante precisa en tanto la solubilidad máxima a temperatura elevada no exceda del 1%, la ecuación proporciona aún una curva que es una aproximación útil de las relaciones de solubilidad observadas experimentalmente. Puesto que hay muchas aleaciones binarias (de dos componentes) con solubilidades limitadas de los dos componentes, uno en el otro, son bastantes comunes las curvas de este tipo como la mostrada en la figura 6.6.

Las relaciones de solubilidad del tipo mostrado tienen gran importancia práctica, pues hacen posible la precipitación, o endurecimiento por envejecimiento, de los metales - un método extremadamente importante de endurecimiento de metales -. Este tipo de endurecimiento se emplea con mayor frecuencia en el fortalecimiento comercial de aleaciones no ferrosas, especialmente de aluminio y de magnesio. Por conveniencia, aquí se tratará del proceso de endurecimiento por envejecimiento en aleaciones de hierro con pequeñas cantidades de carbono. Los principios básicos desarrollados, sin embargo, serán aplicables a otros sistemas de aleaciones más generales.

Tratamiento de la solución

Consideramos una aleación específica diluida de hierro-carbono, una con un contenido de carbono total de 0,008%. Si esta aleación está en equilibrio a temperatura ambiente, casi to-

do el carbono estará en forma de cementita porque la solubilidad del carbono en la ferrita a 24°C es sólo de $2,3 \cdot 10^{-7} \%$ (véase figura 6.6). Supongamos que esta misma aleación es calentada a 600°C, indicado por el punto 'd' en la figura 6.6. A esta temperatura la concentración de equilibrio del carbono en la solución sólida es de 0,010%, lo cual es más de la cantidad total de carbono en el metal. La cementita estable a temperatura ambiente ya no es estable a 600°C y se disuelve cediendo sus átomos de carbono a la solución sólida. Debido a que la concentración de equilibrio es más grande que el contenido total de carbono de la aleación, la cementita debe desaparecer completamente si la aleación se mantiene durante un tiempo suficientemente largo a temperatura elevada. La aleación que originalmente contenía dos fases (cementita y ferrita) es convertida así a una fase simple (ferrita). Debe reconocerse que la solución sólida obtenida manteniendo la probeta a 600°C no es una solución saturada porque contiene menos de la concentración de equilibrio. Por otra parte, no puede bajar su energía libre y asumir la concentración de equilibrio para una mezcla de ferrita y cementita porque no hay carbono extra para este propósito.

Estudie el efecto del enfriamiento rápido sobre la aleación anterior después de que ha sido transformada en una solución sólida homogénea a 600°C. Se puede obtener un enfriamiento muy rápido de las probetas metálicas calentadas, sumergiéndolas en un medio refrigerante líquido, por ejemplo agua. Este tipo de operación se conoce, generalmente, como templado. En el presente caso, un enfriamiento muy rápido prevendrá una

difusión apreciable de los átomos de carbono, de manera que puede suponerse que la solución sólida que existió a 600°C es llevada a la temperatura ambiente sin cambio esencial. La aleación que estaba ligeramente insaturada en la temperatura más alta estará ahora extremadamente sobresaturada. Su 0,008 % de carbono en solución es 4000 veces aproximadamente mayor que el valor de equilibrio ($2,3 \cdot 10^{-7}$). En consecuencia, la aleación está en una condición muy inestable. La precipitación de este exceso de carbono a través de la formación de cementita bajará marcadamente la energía libre y puede esperarse que ocurra en forma espontánea. La condición bajo la cual puede ocurrir esto será discutida más adelante, pero en este punto debe mencionarse que la primera fase en un tratamiento térmico de endurecimiento por precipitación ha sido delineado. Una aleación apropiada se calienta a una temperatura a la cual se disuelve una segunda fase (presente de ordinario en pequeñas cantidades) en la fase más abundante. Se deja el metal a esta temperatura hasta obtener una solución sólida homogénea, y entonces se le enfría rápidamente a una temperatura menor para crear una condición sobresaturada. Este ciclo de tratamiento térmico se conoce como tratamiento de disolución, en tanto que la segunda fase, la cual se discutirá a continuación, se denomina tratamiento de envejecimiento. La precipitación de la cementita desde la ferrita sobresaturada ocurre por un proceso de nucleación y crecimiento. Primero, es necesario formar los orígenes de los cristales de la cementita; un proceso llamado nucleación. Siguiendo la nucleación, las partículas de cementita crecen en tamaño como resultado de la difusión del carbono desde la ferrita de los alre-

dedores hacia las partículas. Esto se denomina crecimiento. No puede producirse precipitación hasta que comienza la nucleación, pero una vez comenzada ésta, la solución sólida puede perder su carbono en dos formas, bien por el crecimiento de las partículas ya formadas o en la formación de núcleos adicionales. En otras palabras, la nucleación puede continuar simultáneamente con el crecimiento de las partículas previamente formadas. El progreso de la precipitación a una temperatura dada se muestra en la figura 6.7, en donde la cantidad de precipitado, en porcentaje del máximo, se grafica en función del tiempo. Para la escala del tiempo se utilizan unidades logarítmicas debido a que las reacciones espontáneas de esta naturaleza comienzan rápidamente y terminan con lentitud. Generalmente, la precipitación no comienza de inmediato, sino que requiere un tiempo determinado t_0 antes de ser detectable. Este intervalo de tiempo es llamado período de incubación y representa el tiempo necesario para formar núcleos estables visibles. La curva muestra también que el proceso de precipitación termina muy lentamente, un efecto que debe esperarse en vista de la pérdida continuada de soluto desde la solución. La velocidad a la que se produce la precipitación varía con la temperatura. Esto se muestra cualitativamente en la figura 6.8. A temperaturas bajas, se requieren tiempos más largos para completar la precipitación debido a que la velocidad de difusión es muy lenta. Aquí, la velocidad de la reacción es controlada por la velocidad a que pueden emigrar los átomos. La velocidad de precipitación es muy lenta también a temperaturas justamente por debajo de la línea de solubilidad (punto 'e', figura 6.5). En este caso, la solución sólo está ligeramente

sobresaturada y la disminución en la energía libre resultante de la precipitación es muy pequeña. En consecuencia la nucleación es lenta y la precipitación es controlada por la velocidad a la cual se forman los núcleos. Las elevadas velocidades de difusión que existen a estas temperaturas pueden hacer poco si no se forman los núcleos. A temperaturas intermedias, entre los dos extremos antes mencionados, la velocidad de precipitación aumenta a lo máximo, así que el tiempo para completar la precipitación es muy corto. En este rango, la combinación de difusión y nucleación moderadas, forman una rápida precipitación.

El efecto más importante de la precipitación de la segunda fase (cementita) es que se endurece la matriz (ferrita). La figura 6.9 muestra una curva de endurecimiento típica para una aleación diluida de hierro-carbono. Para obtener curvas de esta naturaleza, se da primero un tratamiento de disolución a cierto número de probetas a fin de convertir sus estructuras en soluciones sólidas sobresaturadas. Inmediatamente después del enfriamiento rápido que sigue al tratamiento de disolución, se colocan las probetas en un horno apropiado mantenido a una temperatura intermedia constante (a una temperatura sobre el ambiente, pero debajo de la temperatura de solubilidad). Entonces se retiran del horno a intervalos regulares, se enfrían a temperatura ambiente, y se prueba su dureza. Los datos obtenidos en esta forma se grafican entonces para mostrar el efecto del tiempo sobre la dureza. La característica importante de esta curva es el máximo que posee. Manteniendo, o envejeciendo, a las probetas por un período de tiempo demasiado

largo a una temperatura dada se les hace perder su dureza. Este efecto se conoce como sobreenviejamiento.

6.8 Teoría sobre el endurecimiento

Debido a que no ha sido determinada inequívocamente la naturaleza cristalográfica exacta del núcleo en las aleaciones endurecidas por precipitación, no es posible establecer en forma definitiva la manera en que las partículas de precipitado endurecen a la matriz o red disolvente. Parece que hay, por lo menos, varios mecanismos de endurecimiento, y que el predominante en una aleación no es necesariamente importante en otra. En general, sin embargo, puede decirse que el aumento en la dureza es sinónimo con el aumento en la dificultad de mover las dislocaciones. Una dislocación debe cortar a través de las partículas de precipitado en su trayectoria, o debe moverse entre ellas. En cualquier caso, puede mostrarse que se necesita un aumento en el esfuerzo, sobre el requerido en una red perfecta, para mover las dislocaciones a través de una red que contenga partículas de precipitado. Orowan ha propuesto el mecanismo de la figura 6.10, y en este caso, se supone que la dislocación se dobla en forma de anillos expansores alrededor de las partículas de precipitado. Cuando los anillos adyacentes intersectan sobre el lado lejano de las partículas, se cancelan en la misma forma que un foco de Frank-Read. Esta cancelación permite que continúe la dislocación, pero deja un anillo de dislocación rodeando a la partícula, cuyo campo de esfuerzo aumenta la resistencia al movimiento de la dislocación siguiente.

Es creencia general que la presencia de campos de esfuerzos que rodean a las partículas de precipitado es un factor im-

portante en la interacción entre las mencionadas partículas y las dislocaciones. Esto es especialmente cierto cuando la partícula de precipitado es coherente con la matriz. La coherencia se entiende con la ayuda de la figura 6.11. El diagrama superior representa a una solución sobresaturada de átomos A y B. Se supone que las especies A son el disolvente, y las B el soluto.

Para simplificación, supongamos que las solubilidades de A en B y de B en A, son ambas lo suficientemente pequeñas a la temperatura de precipitación por lo que se puede considerar iguales a cero. Supongamos también que el precipitado no es un compuesto, tal como Fe_3C , sino la fase β ; la estructura cristalina de los átomos B. En el caso presente, los átomos B serán atraídos unos a otros, y el primer paso en la formación de una partícula de precipitado será la formación de un agrupamiento de átomos B. Los planos reticulares en esta formación serán, en general, continuos con los planos de la matriz, y se dice que el agrupamiento es una partícula coherente.

Si, como se muestra en la figura 6.11, el diámetro de los átomos de soluto difiere de los del solvente, entonces la matriz y el núcleo serán deformados por la presencia del último. La deformación, asociada con un núcleo, se agrandará según aumenta su tamaño, pero su tamaño no puede aumentar indefinidamente. Con el tiempo, la partícula tiene que separarse de la red de la matriz y cuando esto ocurre, se forma una superficie, o límite de grano, entre las dos fases. Esta pérdida de coherencia reduce grandemente el estado de deformación asociado con la partícula de precipitado.

Sobreenvejecimiento es el ablandamiento que resulta de un envejecimiento prolongado. Véase la figura 6.9. En algunas aleaciones endurecidas por envejecimiento, esto aparece corrientemente con la pérdida de coherencia por el precipitado. En cualquier caso, puede establecerse que se relaciona con el crecimiento continuado de partículas de precipitado. El crecimiento continuará durante tanto tiempo como sea mantenido el metal a una temperatura fijada. Esta aseveración no significa que todas las partículas continúan creciendo, debido a que esto es imposible una vez que el soluto ha obtenido una concentración de equilibrio. Significa sencillamente que ciertas partículas (las más grandes) continúan creciendo, en tanto que otras (las más pequeñas), desaparecen. Según progresa el envejecimiento, aumenta el tamaño de las partículas individuales, pero el número de partículas disminuye. El endurecimiento máximo está asociado con un tamaño de partículas pequeñas óptimo y un gran número de partículas correspondiente; en tanto que el sobreenvejecimiento está asociado con pocas partículas relativamente grandes.

Capítulo 7: Recuperación y Recristalización

La mayor parte de la energía (hasta el 90%), que se gasta en la deformación, se desprende en forma de energía calorífica y cerca del 10% es absorbida por el metal. Por eso el metal deformado, en comparación con el que no ha sido deformado, posee una elevada reserva de energía y se encuentra en estado de desequilibrio y termodinámicamente inestable. En este metal, incluso a la temperatura ambiente, pueden transcurrir procesos espontáneos que conducen a un estado más estable. Al elevar la temperatura, la velocidad de estos procesos crece.

7.1 Recuperación

Durante el calentamiento hasta temperaturas relativamente bajas tiene lugar el proceso de recuperación, por el cual se entiende la eliminación de las microtensiones y parcialmente las deformaciones de la red cristalina; ^{sin embargo} ~~además~~, todavía no se observan cambios considerables de la microestructura.

La etapa de recuperación incluye en sí los procesos de eliminación de las tensiones sin formación de nuevos límites de grano (descanso) o bien con formación de nuevos límites de pequeños ángulos a cuenta de la fragmentación de los bloques (poligonización).

La recuperación cambia levemente las propiedades mecánicas. La resistencia, en este caso, disminuye un poco, el límite de elasticidad crece, mientras que la plasticidad aumenta. Algunas propiedades físicas, por ejemplo, la resistencia eléctrica, se recuperan casi por completo.

7.2 Recristalización

Al seguir aumentando la temperatura, la movilidad de los átomos crece, y al alcanzar una temperatura determinada para cada me

tal tiene lugar la formación de nuevos granos equiaxiales, libres de deformaciones. La formación y crecimiento de estos granos en lugar de la estructura fibrosa orientada del metal deformado se llama recristalización del tratamiento o recristalización primaria. La recristalización es un proceso de difusión. Al principio surgen los núcleos cristalinos de los nuevos granos recristalizados. Lo más probable es que ellos se formen en las zonas, donde como resultado de la deformación están localizadas las mayores deformaciones de la red, es decir, en los bordes de los granos (límites de granos, bloques) deformados o en los planos de deslizamiento dentro de los granos; posteriormente ellos crecen a cuenta del paso a ellos de átomos de las zonas deformadas.

Después de la recristalización el metal está compuesto de nuevos granos equiaxiales. Cuando desaparecen por completo los granos deformados, la recristalización primaria finaliza.

Una vez finalizada la recristalización (primaria), durante el proceso de calentamiento ulterior, tiene lugar el crecimiento de unos granos a cuenta de los otros. Este proceso de crecimiento de nuevos granos recristalizados se denomina recristalización colectiva. Esta tiene lugar por la tendencia que tiene el sistema a una disminución de la energía libre. Mientras mayor es el grano, menor es su superficie y, por lo tanto, la reserva de energía libre. El crecimiento del grano tiene un carácter de difusión y transcurre por medio de la unión gradual de los átomos de los granos desaparecidos a la red cristalina del grano en crecimiento.

La temperatura de comienzo de la recristalización es característica para cada metal. Según las investigaciones la tempe-

ratura de comienzo de la recristalización de los metales, sometidos a una deformación significativa, está enlazada por una relación simple con la temperatura de fusión:

$$T_r = a \cdot T_f$$

donde T_r es la temperatura absoluta del comienzo de la recristalización;

T_f la temperatura absoluta de fusión.

El coeficiente 'a' depende de la composición y estado estructural del metal o la aleación. Para los metales y las aleaciones técnicamente puros, este coeficiente es aproximadamente igual a 0,4, para los metales absolutamente puros este coeficiente disminuye hasta 0,1 - 0,2, y para las aleaciones (soluciones sólidas) éste, por el contrario, crece hasta 0,5 - 0,6.

Mientras mayor es la temperatura de recristalización de la aleación, mayor es su resistencia mecánica a altas temperaturas.

La fórmula expuesta permite, en primera aproximación, determinar la temperatura del comienzo de la recristalización primaria. Por ejemplo, la temperatura del comienzo de la recristalización para el plomo es de $(327 + 273) \times 0,4 - 273 = -33^\circ\text{C}$, y para el cobre, cerca de 270°C . Prácticamente, para eliminar el endurecimiento por deformación en frío el metal es calentado hasta temperaturas más elevadas, para garantizar una alta velocidad de recristalización. Así, por ejemplo, la temperatura de comienzo de recristalización para el hierro técnico se encuentra cerca de los $450 - 500^\circ\text{C}$ y para eliminar el endurecimiento es calentado hasta $680 - 700^\circ\text{C}$.

Este tipo de tratamiento térmico se denomina recocido de recristalización.

El recocido de recristalización se emplea comúnmente, como operación intermedia de tratamiento térmico durante el laminado en frío, trefilado, estampado y otros, (para la eliminación del endurecimiento), como también como tratamiento final para la obtención de propiedades preestablecidas de las piezas semiproductos.

En el caso de metales o aleaciones, que experimentan transformaciones de fase en estado sólido, el tratamiento de recristalización es el único método para regular el tamaño del grano.

7.3 Tamaño del grano de recristalización

El tamaño del grano recristalizado ejerce gran influencia sobre las propiedades del metal. La mejor resistencia y sobre todo plasticidad la poseen los metales y aleaciones de grano fino. Sin embargo, en algunos casos se necesitan metales de grano basto. Así, por ejemplo, el hierro para transformadores posee las mayores propiedades magnéticas cuando su grano es basto. El grano, después del endurecimiento y la recristalización, puede tener unas dimensiones mayores o menores que el grano original.

El tamaño del grano depende de la temperatura del recocido de recristalización (figura 7.1.a), de su duración (figura 7.1.b), del grado de deformación preliminar (figura 7.1.c) y de la composición química del metal (aleación). Con el aumento de la temperatura y la duración del recocido el tamaño del grano crece. A bajas temperaturas (T_1 y T_2) la formación del

grano recristalizado transcurre no inmediatamente, sino que después de cierto intervalo de tiempo: período de incubación (figura 7.1.b).

Cuando el grado de deformación es pequeño (véase la figura 7.1.c) el calentamiento no produce la recristalización. A una deformación de 3 - 15% el tamaño del grano después del recocido crece bruscamente y puede superar en muchas veces el tamaño del grano original. Este grado de deformación se denomina crítico. La magnitud de la deformación crítica depende del material. La formación de grandes granos como resultado del recocido disminuye fuertemente la plasticidad del metal. Por eso no es recomendable emplear bajos grados de deformación. Con el aumento ulterior del grado de deformación, durante el calentamiento tiene lugar el proceso de recristalización. Cuanto mayor es el grado de deformación, tanto menor es el tamaño del grano recristalizado (figura 7.1.c). Esto está relacionado con el hecho de que con aumento del grado de deformación, la velocidad de formación de núcleos cristalinos durante la recristalización ulterior crece en un grado mayor, que la velocidad de crecimiento de dichos núcleos.

La relación entre el tamaño del grano y la temperatura y el grado de deformación se representa frecuentemente en forma de los así llamados diagramas de recristalización (figura 7.2). Estos diagramas dan la posibilidad, en primera aproximación, de elegir el régimen de recocido de recristalización. Pero hay que tener en cuenta, que los resultados del recocido dependen igualmente de otros factores. Así, por ejemplo, durante la recristalización colectiva, el crecimiento del grano es

bruscamente frenado por las impurezas que forman la segunda fase, que se separa por los bordes del grano.

Los diagramas de recristalización toman en consideración la influencia de la velocidad de calentamiento y el tamaño del grano antes de la deformación. Mientras más rápido es el calentamiento, más fino es el grano. Al disminuir el tamaño del grano original crece el grado crítico de deformación y el grano recristalizado (a un grado dado de deformación) es más fino.

7.4 Variación de las propiedades del metal durante la recristalización

En la figura 7.3 se muestra el carácter de la variación de las propiedades del metal endurecido, al calentarlo hasta distintas temperaturas. Durante la etapa de recuperación las propiedades mecánicas, como indicamos anteriormente, varían poco. Al alcanzar la temperatura de comienzo de recristalización (T_{cr}), disminuye bruscamente el límite de rotura y principalmente el límite de fluencia, pero aumenta la plasticidad. En el período de recristalización colectiva las propiedades mecánicas varían poco. A altas temperaturas (por encima de T_1) la plasticidad disminuye, lo que se explica por un fuerte crecimiento del grano (fenómeno de recalentamiento durante la recristalización).

El recocido de recristalización aumenta la resistencia a la corrosión. En los metales ferromagnéticos y aleaciones después de la recristalización, la fuerza coercitiva disminuye, mientras que la permeabilidad magnética aumenta.

7.5 Textura de recristalización

A altos grados de deformación surge una textura, que frecuentemente origina la formación de la textura de recristalización. En este caso, los nuevos granos recristalizados tienen una orientación cristalográfica preferencial. El carácter de la textura de recristalización está determinado por las condiciones de realización del recocido, por el tipo de tratamiento por presión precedente (laminado, trefilado, etc...), como también por la cantidad y la naturaleza de las impurezas. La textura de recristalización se puede observar en el cobre, aluminio, hierro y otros metales. En el caso de formación de textura de recristalización el metal recocido es anisotrópico.

La anisotropía, en una serie de casos, no es conveniente. Así en el estampado profundo del material en hojas para evitar distintos defectos (repliegue, borde ondulado, etc...), este debe deformarse igualmente en todas direcciones. Pero, en algunos casos, la formación de texturas es deseable.

7.6 Deformación en frío y en caliente

En dependencia de la relación de la temperatura de deformación a la temperatura de recristalización se distinguen deformaciones en frío y en caliente.

Se llama deformación en frío a aquella que se lleva a cabo a temperaturas inferiores a la temperatura de recristalización, por eso la deformación en frío va acompañada del endurecimiento del metal.

La deformación en caliente se realiza a temperaturas superiores a la temperatura de recristalización. En este caso el en-

durecimiento, originado por la deformación plástica, es eliminado totalmente por la recuperación y la recristalización, que transcurre a la temperatura de deformación. La velocidad de recristalización en las condiciones prácticas de realización del laminado (forjado, estampado) es superior a la velocidad de deformación.

En el proceso de tratamiento por presión en caliente la estructura dendrítica del lingote se destruye y las dendritas se alargan en dirección de la deformación. Los espacios interdendríticos, que contienen gran cantidad de impurezas de inclusiones no metálicas también se deforman y dan origen a fibras características.

Semejante estructura, llamada estriación, ejerce influencia en las propiedades mecánicas, fundamentalmente en la resiliencia. Esta es mayor en dirección longitudinal e inferior en dirección transversal (en relación a la dirección de fluencia del metal durante el laminado, forjado, estampado). En menor grado semejante estriación influye en la plasticidad (alargamiento y compresión relativo). La resistencia y la dureza dependen de la estriación. La dirección de las fibras en las piezas forjadas debe coincidir con la dirección de las tensiones máximas que surgen en la pieza durante su explotación. Por ejemplo, en los engranajes estampados en caliente se exige una distribución radial de las fibras, en el bandaje de las ruedas y en los anillos de rodamientos, debe ser tangencial.

Capítulo 8 : Fatiga, Fluencia

8.1 Propiedades mecánicas a cargas variables

Muchos elementos de máquinas trabajan en condiciones cuando las tensiones cambian en magnitud y signo (figura 8.1.b).

El metal que soporta durante el trabajo cargas variables repetidas y sobre todo de signo variable [tracción ($+\sigma$) y compresión ($-\sigma$)], se destruyen a una tensión cuyo valor es inferior no sólo al límite de rotura σ_r , sino que también al límite de fluencia σ_f .

La destrucción del metal bajo la acción de tensiones repetidas o alternativas se llama fatiga del metal y su propiedad de resistencia a la destrucción por fatiga, se denomina resistencia a la fatiga.

Como resultado de la rotura por fatiga surge una fractura característica compuesta de dos zonas (figura 8.2). La primera zona posee una superficie lisa y se denomina zona de fatiga (1). La formación de esta zona transcurre en forma paulatina. Al principio, en la parte más débil de la sección se forma una microgrieta (grieta de fatiga), que se desarrolla en macrogrieta como resultado de una repetida acción de la carga sobre el metal. Después de que la grieta de fatiga ocupa una parte considerable de la sección, tiene lugar la rotura en la segunda parte de la sección. La segunda zona, en los metales frágiles tiene una estructura cristalina gruesa, y en los metales dúctiles posee una estructura fibrosa. Esta zona se denomina fractura remanente (2).

La grieta generalmente se forma en la superficie, donde se concentran las tensiones máximas y la rotura ocurre en la su-

perficie de acción de las tensiones máximas de tracción.

La resistencia a la fatiga se caracteriza por el límite de fatiga, es decir, por la mayor tensión que puede soportar el metal sin destruirse al cambiar de signo la tensión N número de veces (N es un número grande dado en las especificaciones). El límite de fatiga de las probetas de acero se determina en base a 5 millones de ciclos, y en las probetas de aleaciones coladas ligeras en base a 20 millones de ciclos. Numerosas investigaciones demostraron que si el metal puede soportar semejante número de ciclos sin destruirse, entonces él puede soportar la misma tensión a número mayor de variaciones de la tensión.

El límite de fatiga comúnmente se determina en una probeta giratoria con aplicación de una carga de flexión que ocasiona el surgimiento de tensiones alternativas (tracción - compresión) por un ciclo simétrico $\sigma_{\max} = \sigma_{\min}$. En la figura 8.1.a se muestra un esquema de principio del ensayo de una probeta empotrada y el gráfico de carga cíclica.

Para la determinación del límite de fatiga se prueban no menos de 6 probetas. La primera probeta se experimenta a una tensión σ , que para el acero es igual a $0,6 \sigma_r$. Con esto, se determina el número de ciclos N que ocasiona la destrucción de la probeta. Para la segunda probeta y para las posteriores la tensión es σ_2, σ_3 , etc., cada vez es disminuida o aumentada en 20 ó 40 MN/m^2 (2 ó 4 kg/mm^2) en dependencia del número de ciclos que ocasiona la destrucción de la primera probeta.

Los resultados de los ensayos se llevan a un diagrama con coordenadas tensión σ - número de ciclos N en escala proporcional o logarítmica (figura 8.3). La zona horizontal, es decir, la tensión máxima que no ocasiona la destrucción a un número infinito de variaciones de la carga, corresponde al límite de fatiga.

El límite de fatiga depende de las dimensiones de la probeta, de los concentradores de tensiones (por ejemplo, redondeos, entalladuras en las probetas, etc.), del grado de limpieza de superficie y de la influencia de la corrosión.

Con el aumento de las dimensiones de la probeta, disminuye el límite de fatiga. La existencia de concentradores de tensiones en la probeta (piezas) baja bruscamente el límite de fatiga. Cuanto más minuciosa es la elaboración de la superficie de la probeta, tanto mayor el límite de fatiga. La corrosión disminuye considerablemente el límite de fatiga.

Es de gran importancia que el endurecimiento superficial de los elementos de las máquinas (endurecimiento por chorreo con perdigones, suavizado con rodillos, temple superficial, nitruración, cementación, etc.) aumenta el límite de fatiga y disminuye considerablemente la acción negativa de los concentradores de tensiones.

El ensayo de fatiga, que se realiza con las probetas no da una idea completa sobre la resistencia de los elementos de las máquinas, dado que no refleja la diversa acción a que está sometido el metal durante el proceso de fabricación de las piezas y su ulterior trabajo en las máquinas.

Una noción real sobre el límite de fatiga en las condiciones de explotación, se puede obtener al efectuar los ensayos en

probetas que tienen la forma de las piezas.

8.2 Propiedades mecánicas a temperaturas elevadas y métodos de su ensayo

Muchas piezas de las máquinas modernas (motores de aviación, motores de reacción, cohetes, turbinas, calderas, etc.) funcionan en condiciones de altas temperaturas. El aumento de la temperatura influye fuertemente en todas las propiedades mecánicas, disminuye el módulo de elasticidad (a cuenta de la disminución de las fuerzas de interacción atómicas), y los límites de fluencia y de rotura. En el caso de carga constante y de larga duración, que se usa a temperaturas elevadas, se observa un lento aumento de la deformación plástica, a tensiones inferiores a aquellas que pueden ocasionar deformación residual en pruebas de duración común.

La propiedad de los metales de deformarse plásticamente en forma lenta e ininterrumpida bajo la acción de una carga de magnitud constante a altas temperaturas se denomina arrastre (fluencia de arrastre o fluencia lenta).

La resistencia al arrastre se caracteriza por un límite convencional de arrastre bajo carga continua, por el que se entiende la tensión máxima constante de larga duración a la temperatura dada, que provoca la velocidad dada de arrastre (por ejemplo 1% en el transcurso de 100 horas, ó 1% en 100 000 horas) o bien la deformación total dada en el transcurso de un tiempo determinado (por ejemplo, $10^{-2}\%$ en una hora ó $10^{-5}\%$ por hora).

Un desarrollo considerable del arrastre puede conducir a la destrucción del metal, la tensión que provoca la destrucción a altas temperaturas en el tiempo dado, se denomina resisten-

cia duradera.

Los metales que se emplean para el trabajo a altas temperaturas deben poseer resistencia al arrastre y resistencia duradera. La resistencia del metal al arrastre y la rotura en el campo de altas temperaturas, cuando la carga actúa durante largo tiempo, se llama piroresistencia o resistencia a altas temperaturas.

Los ensayos de corta duración a la tracción durante el calentamiento se emplean en aquellos casos cuando la pieza trabaja a altas temperaturas un pequeño lapso de tiempo, o cuando la temperatura elegida de trabajo no es muy alta y el arrastre en este caso se desarrolla insignificadamente.

Los ensayos de corta duración se realizan de modo semejante de las pruebas de tracción a temperaturas ambiente, pero la probeta se coloca en un horno.

Las propiedades mecánicas a altas temperaturas dependen de la velocidad de tracción de la probeta. Con el aumento del tiempo de ensayo hasta la rotura, la resistencia y la fluencia disminuyen, pero la plasticidad puede aumentar o disminuir, lo que está relacionado con el desarrollo de las microgrietas. La prueba de arrastre se efectúa para determinar el límite de fluencia lenta. Para ello se emplean instalaciones especiales, en las cuales la probeta, colocada en un horno eléctrico y calentada hasta la temperatura dada, es sometida al efecto de una carga continua. La deformación de la probeta se mide con exactitud de hasta 0,001 mm, con ayuda de un instrumento óptico o mecánico. A cada temperatura dada se ensaya un grupo de

probetas bajo distintas cargas y para cada una de ellas se construyen las curvas de elongación - tiempo (curvas de arrastre).

En las curvas de arrastre (figura 8.4.a), se puede distinguir la zona Oa que corresponde a las deformaciones elásticas y plásticas producidas por la aplicación instantánea de la carga; luego está la zona ab, en la cual el metal se deforma a una velocidad no uniforme y desacelerada (figura 8.4.a), y la zona bc (figura 8.4.b), que caracteriza la velocidad uniforme de arrastre. La deformación final en dependencia de la tensión, temperatura y material que se experimenta puede finalizar con la rotura (zona cd, figura 8.4.a), o bien, el proceso de arrastre se desacelera paulatinamente y puede cesar por completo (figura 8.4.b).

Para el acero, experimentado, por ejemplo, a 500°C, el comienzo del período de arrastre regular se alcanza después de las 700 - 1000 horas y su duración es de 1000 horas.

La dependencia entre la velocidad uniforme de arrastre y la tensión aplicada en el sistema logarítmico de coordenadas tiene la forma de recta (figura 8.5.a), cuyo ángulo de inclinación al eje de las abscisas se determina por la temperatura de ensayo.

Por la velocidad dada de deformación en el período de arrastre regular se puede determinar, por el diagrama, el límite convencional de arrastre bajo carga continua.

En este caso se puede determinar el límite convencional de arrastre bajo carga continua por la deformación total en un período de tiempo determinado. Este mismo diagrama permite

determinar el límite físico de arrastre bajo carga continua, es decir, la tensión máxima para la cual la velocidad de arrastre es igual a cero.

La prueba de resistencia duradera se diferencia de la prueba de arrastre en que la probeta sometida a pruebas se lleva hasta la destrucción.

Durante el proceso de experimentación se determina el tiempo necesario para la destrucción de la probeta a la temperatura y tensión constante dadas. En las coordenadas logarítmicas la dependencia entre la tensión y el tiempo hasta la destrucción es una línea recta (figura 8.5.b), cuyo ángulo de inclinación al eje de las abscisas depende de la temperatura de prueba.

Esto permite para una serie de aleaciones extrapolar las curvas construidas experimentalmente para 700 - 1000 horas a una duración significativamente mayor (10 000 - 100 000 horas)

En las pruebas mecánicas efectuadas a altas temperaturas se determinan igualmente la dureza y el límite de fatiga.

Relajación

Relajación es la disminución espontánea de la tensión en la probeta bajo carga para un valor fijo de su deformación. La disminución de la tensión con el tiempo está relacionada con el hecho de que la deformación elástica producida por la tensión aplicada se transforma en deformación plástica.

El proceso de relajación tiene gran importancia práctica para tales piezas como los pernos de los acoplamientos de bridas, en los cuales al disminuir la tensión se elimina la apretura elástica, necesaria para garantizar la compacidad de las unio-

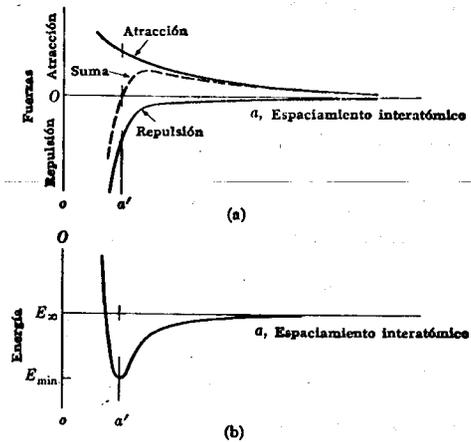
nes, resortes, ballestas, aros del émbolo, discos, encajados apretadamente al árbol, etc.

Por eso el material destinado para este tipo de piezas, es sometido a pruebas especiales de relajación.

Durante la prueba la probeta se carga hasta las tensiones $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$, etc. después de lo cual, durante un tiempo determinado, se observa la caída de la tensión y se determina la tensión final σ_z . La diferencia entre las tensiones primarias y finales ($\sigma_1 - \sigma_z, \sigma_2 - \sigma_z, \sigma_3 - \sigma_z$, etc) permite juzgar sobre resistencia del material a la relajación.

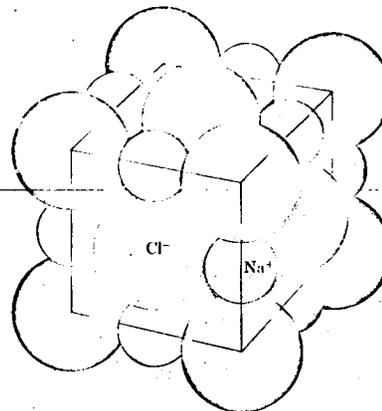
Referencias (en orden alfabético)

1. Horst BOHM : "Einführung in die Metallkunde"
Bibliographisches Institut - Mannheim/Zürich 1968
2. Albert DE SY y Julien VIDTS : "Teoretische en Toegepaste Metaalkunde" NICI - Drukker-Uitgever Lousbergskaaal 19
B-9000 Gent Bélgica 1966
3. Albert G. GUY : "Physical Metallurgy for Engineers -
Metalurgia Física para Ingenieros"
Addison-Wesley Publishing Co., Inc. Massachusetts 1965
(edición bilingüe)
4. N.B. HANNAY : "Química del Estado Sólido"
Editorial Alhambra S.A. Madrid 1971 (traducción del inglés)
5. Yu.M. LAJTIN : "Metalografía y Tratamientos Térmicos de los Metales" Editorial MIR Moscú 1973 (traducción del ruso)
6. Robert E. REED-HILL : "Principios de Metalurgia Física"
Compañía Editorial Continental S.A. México 1967
(traducción del inglés)
7. R.E. SMALLMAN : "Modern Physical Metallurgy"
Butterworths - London 1970
8. Lawrence H. VAN VLACK : "Materiales para Ingeniería"
Compañía Editorial Continental S.A. México 1964
(traducción del inglés)



A.A.

FIG. 2-13. Distancias interatómicas. (a) El espaciamiento de equilibrio $a-a'$ es la distancia a la que las fuerzas de repulsión igualan a las de atracción. (b) La menor energía potencial ocurre cuando $a-a'$ es la distancia interatómica



12

FIG. 3-10. Estructura cristalina. Las caras cúbicas de sal de cocina, son las caras de los cristales de la estructura del NaCl. El MgO tiene la misma estructura

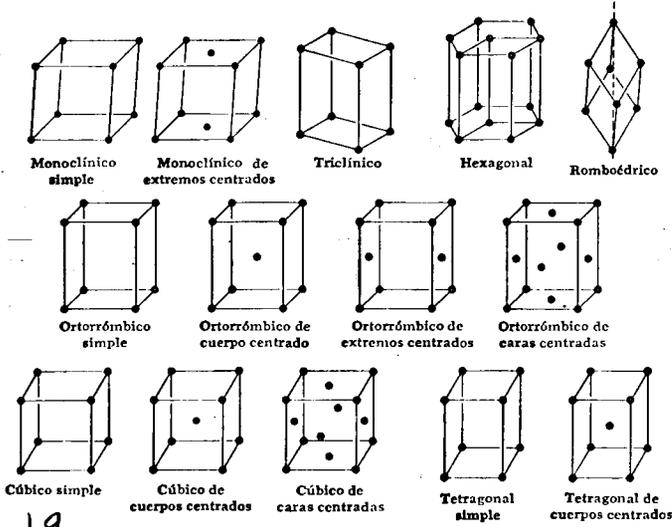


Fig. 3-20. Reticulas espaciales. Hay 14 Reticulas típicas continuas en tres dimensiones. Cada punto indicado tiene idénticos vecinos. Compárese con la Tabla 3-2

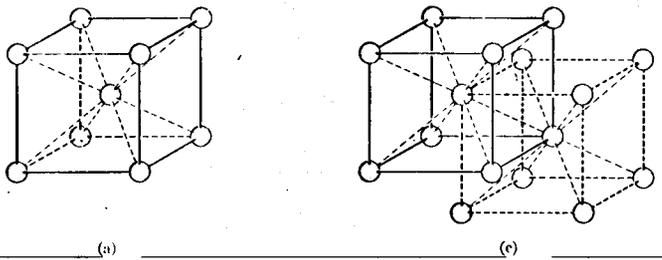


Fig. 3-13. Estructura cúbica de cuerpos centrados en un metal. Las partes (a) y (c) son vistas esquemáticas mostrando la localización de los centros de los átomos. (b) Modelo hecho con bolas duras. (Bruce Rogers, *The Nature of Metals*. Cleveland: American Society for Metals, 1951)

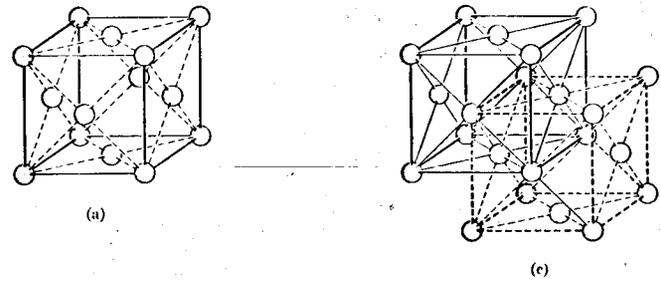


Fig. 3-15. Estructura de caras centradas de un metal. Las partes (a) y (c) son vistas esquemáticas mostrando la localización de centros de átomos. (b) Modelo hecho con bolas duras. (Bruce Rogers, *The Nature of Metals*. Cleveland: American Society for Metals, 1951)

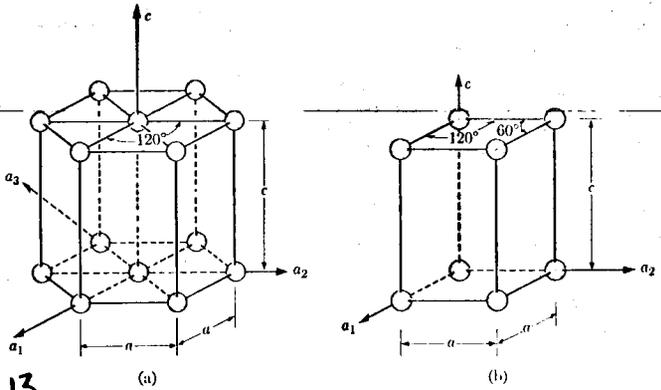
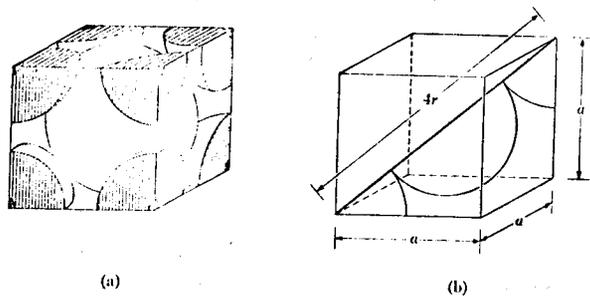
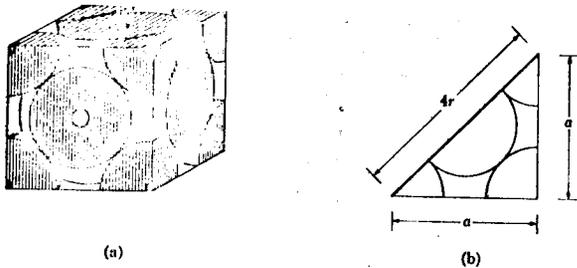


Fig. 3-17. Celdillas unitarias hexagonales simples. (a) Representación hexagonal. (b) Representación rómbica. Los dos son equivalentes $a \neq c$, con ángulo de base de 120° , y ángulo vertical de 90°



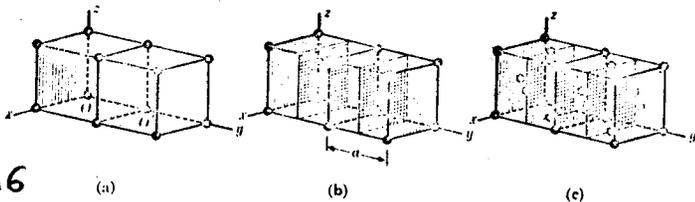
1.14

FIG. 3-14. Celda unitaria de cuerpos centrados. En un metal de estructura ccc, se obtienen dos átomos por celda unitaria y una con el factor atómico de 0.68. La constante de red a está relacionada al radio atómico como se muestra en la Ec. (3-4)



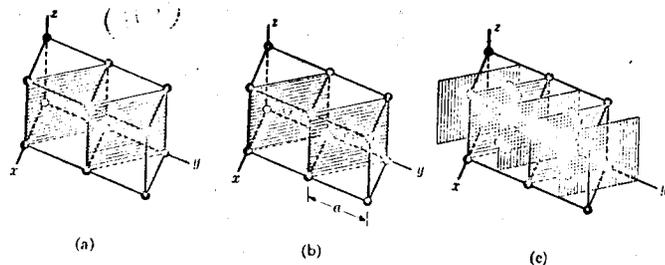
1.15

FIG. 3-16. Celdilla unitaria para estructura cúbica de caras centradas. En un metal de estructura ccac, se tienen cuatro átomos por celdilla unitaria y un factor de acomodamiento atómico de 0.74. La constante de red a está relacionada con el radio atómico, como se muestra por la Ec. (3-5)



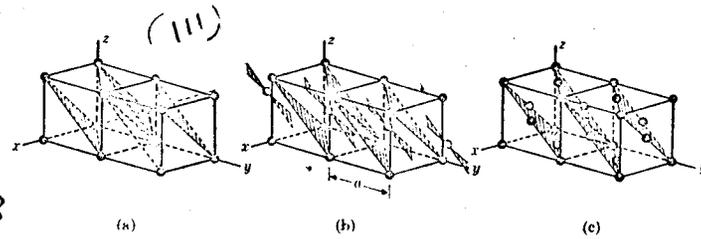
1.16

FIG. 3-22. (010) planos en estructuras cúbicas. (a) Cúbico simple. (b) ccc. (c) ccac. [Notar que los planos (020) incluidos para los ccc y ccac son equivalentes a los planos (010)]



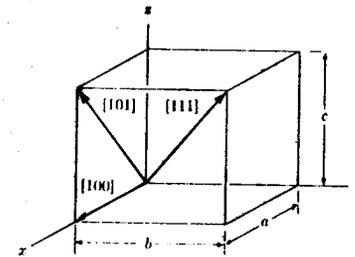
1.17

FIG. 3-23. (110) planos en estructuras cúbicas. (a) Cúbico simple. (b) ccc. (c) ccac. [Los planos (220) incluidos para ccc, son equivalentes a los planos (110)]



1.18

FIG. 3-21. (111) planos en estructuras cúbicas. (a) Cúbico simple. (b) ccc. (c) ccac. Las intersecciones con signo menos encima, están indicadas por barras arriba del índice. [Los planos (222) incluidos para ccc, son equivalentes a los planos (111)]

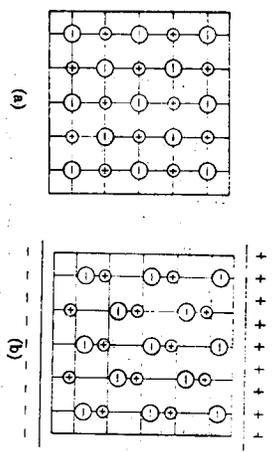


1.19

FIG. 3-21. Direcciones de los cristales. La costumbre ha establecido utilizar paréntesis cuadrados [hkl] para indicar la dirección de los cristales. El paréntesis (hkl) indica los planos de los cristales. Véase la Sec. 3-15

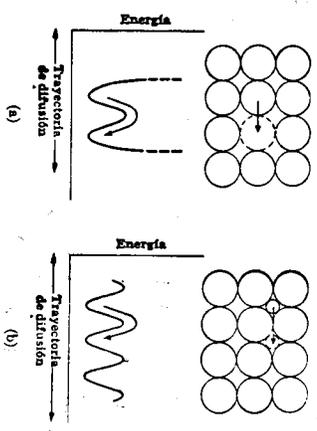
2.1

Fig. 4.19. Desplazamiento iónico en un campo eléctrico. (a) Sin campo externo. (b) con campo externo



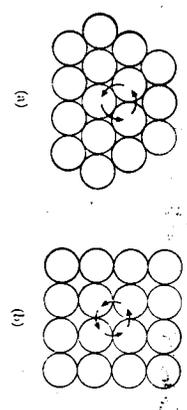
2.2

Fig. 4.20. Movimientos atómicos. (a) Mecanismo de huecos. (b) Mecanismo de intersticios. Se requiere energía adicional si la distancia interatómica normal de intersticios se aumenta o bien disminuye. (Véase la Fig. 2.18b)



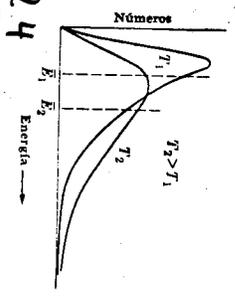
2.3

Fig. 4.21. Difusión por anillos: (a) tres anillos, (b) cuatro anillos



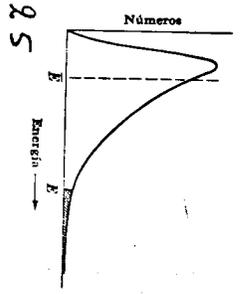
2.4

Fig. 4.22. Distribución de energía. Tanto la energía promedio \bar{E} como la fracción con energías en exceso de un nivel especificado son aumentadas conforme la temperatura T aumenta



2.5

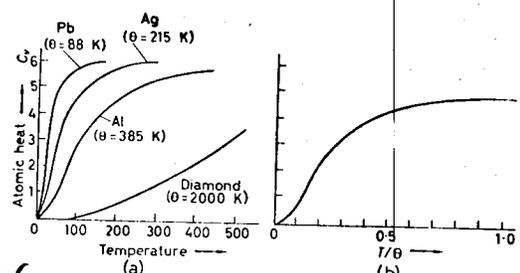
Fig. 4.23. Energías. La relación de número de átomos con alta energía (sombreado) a número total de átomos es una función exponencial de $(-E/kT)$ cuando $E \gg \bar{E}$



2.1

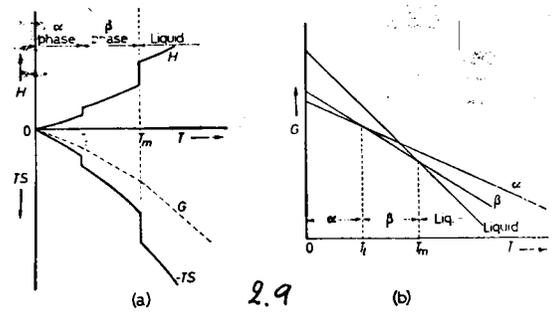
2.6

Figure 3.2. The variation of atomic heat with temperature



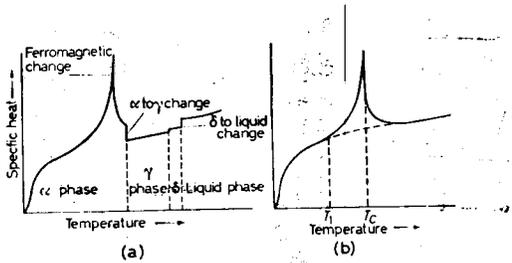
2.9

Figure 3.5. Free energy-temperature curves for α , β and liquid phases



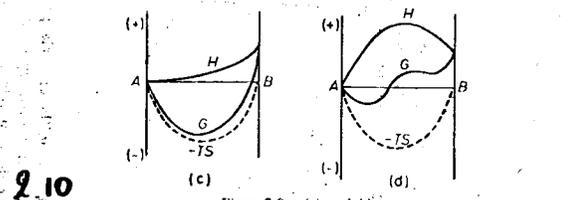
2.7

Figure 3.3. The effect of solid state transformations on the specific heat-temperature curve



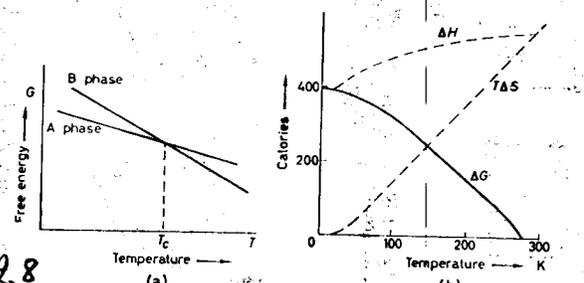
2.10

Figure 3.9. Variation of (a) entropy and (b) free energy (for an ideal solid solution) with composition

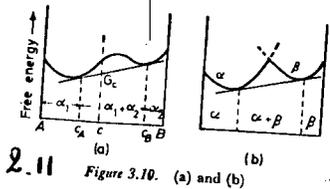


2.8

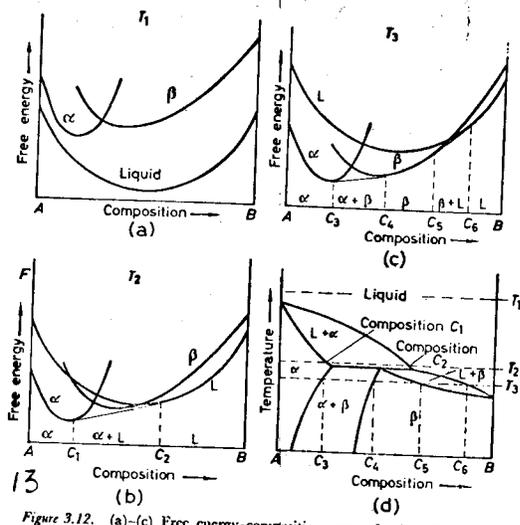
Figure 3.4. Variation of free energy with temperature. (a) Hypothetical. (b) For tin (after Lumsden, *Thermodynamics of Alloys*, by courtesy of the Institute of Metals)



2.2

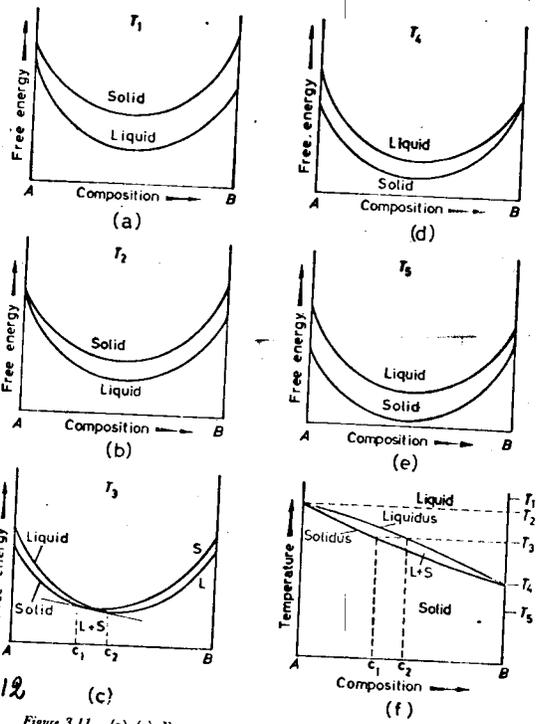


2.11 Figure 3.10. (a) and (b)



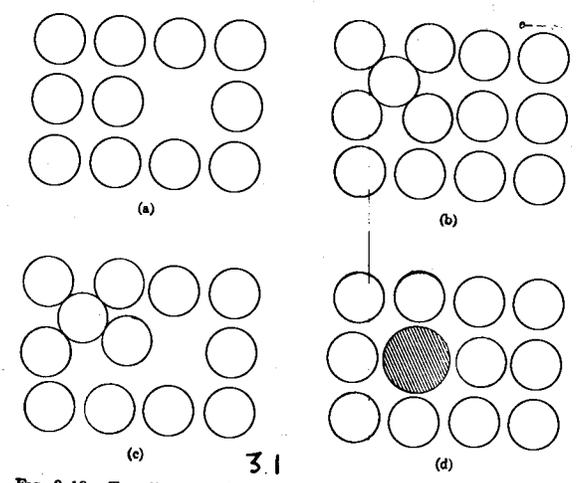
2.13

Figure 3.12. (a)-(c) Free energy-composition curves for the solid and liquid phases of a peritectic type of diagram (d). (After Cottrell, *Theoretical and Structural Metallurgy* (1954), by courtesy of Prof. Cottrell and Edward Arnold Ltd.)



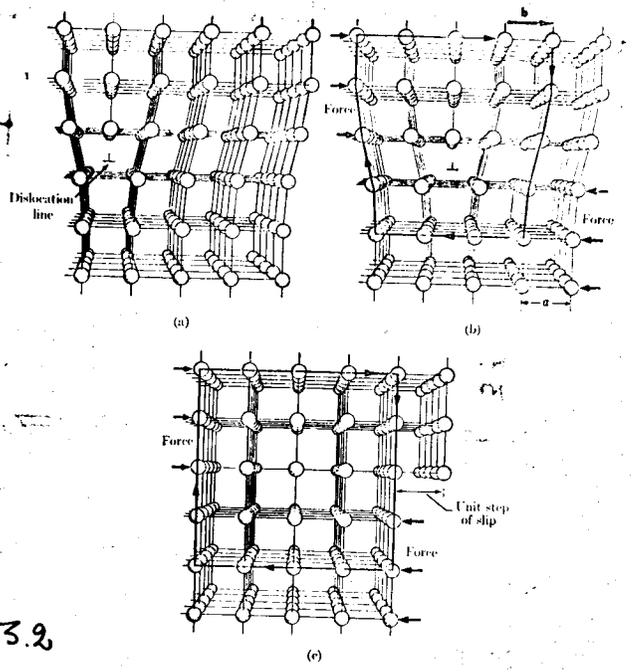
2.12

Figure 3.11. (a)-(e) Free energy-composition curves at temperatures T_1, T_2, T_3, \dots for the solid and liquid phases of the copper-nickel type of diagram (f)



3.1

FIG. 2-18. Two-dimensional representation of four types of point defects. (a) Vacancy. (b) Interstitial. (c) Frenkel defect. (d) Impurity atom.



3.2

FIG. 2-21. The motion of an edge dislocation and the production of a unit step of slip at the surface of the crystal. (a) An edge dislocation in a crystal structure. (b) The dislocation has moved one lattice spacing under the action of a shearing force. (c) The dislocation has reached the edge of the crystal and produced unit slip. The use of a Burgers circuit is also illustrated in (b) and (c).

2.3

3.1

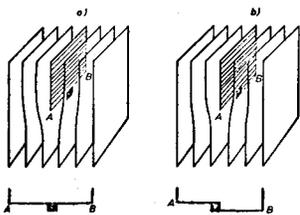


Bild 5.2: Bildung einer Leerstelle durch Anlagerung eines Atoms an a) eine Versetzung ohne Sprung, b) einen Versetzungssprung.

3.3

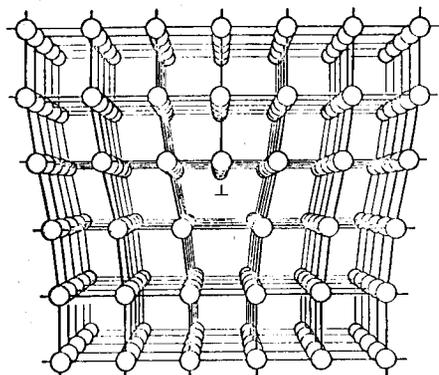


Fig. 30. Dislocación de arista.

3.5

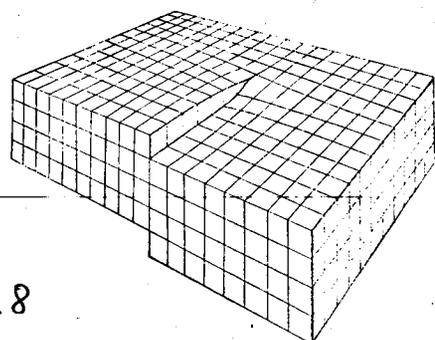


Fig. 33. Dislocación de hélice.

3.8

3.9

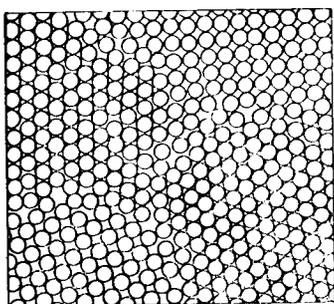
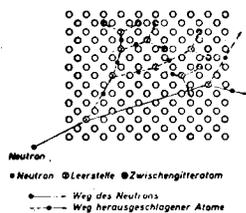


Fig. 4-15. Límites de granos. Nótese el área de desorden en los límites. (Clyde Mason, *Introductory Physical Metallurgy*. Cleveland: American Society for Metals, 1947)

3.3 3.9



3.4

Bild 5.3: Bildung von Leerstellen und Zwischengitteratomen bei der Bestrahlung mit Neutronen (Schematische Darstellung).

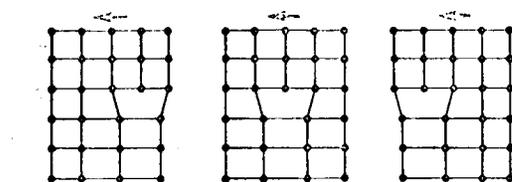


Fig. 31. Movimiento de una dislocación de arista bajo esfuerzo cortante, produciendo deslizamiento.

3.6

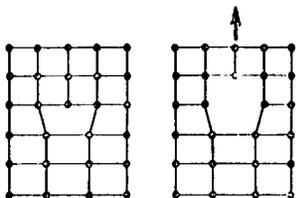
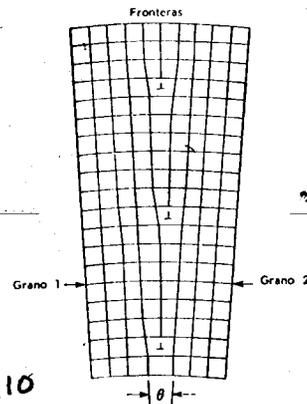


Fig. 32. Producción de intersticiales o aniquilación de vacantes por subida de la dislocación; el movimiento en sentido inverso produce vacantes y aniquila intersticiales.

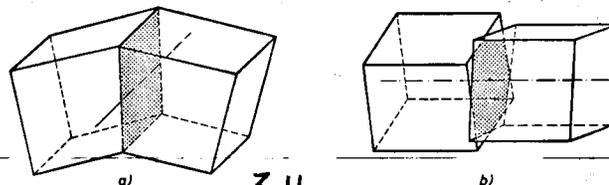
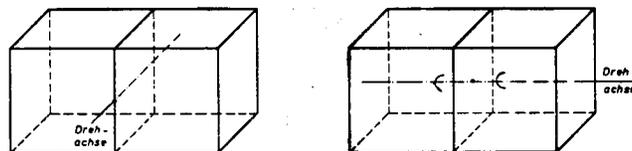
3.7



3.10

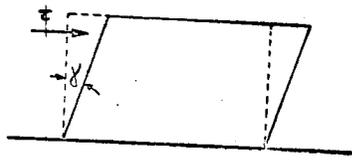
FIG. 35. Fronteras de ángulo pequeño.

3.3

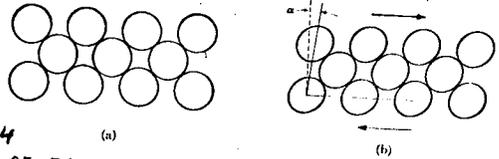


3.11

Bild 5.17: Zur Veranschaulichung von Kipp- (a) und Drehgrenzen (b).



4-1: Tensión de corte



44

Fig. 6-7. Esfuerzo elástico de corte. Los pares de corte producen un desplazamiento de un plano de átomos respecto al siguiente. Este esfuerzo es elástico mientras los átomos conserven a sus vecinos originales. (a) Sin esfuerzo. (b) Esfuerzo de corte

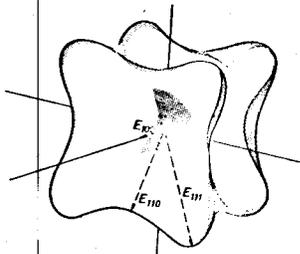
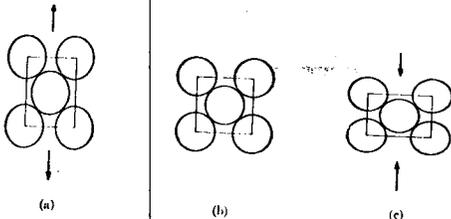


Bild 4.2: Anisotropie des Elastizitätsmodul in einem An-Kristall (Schematisch).

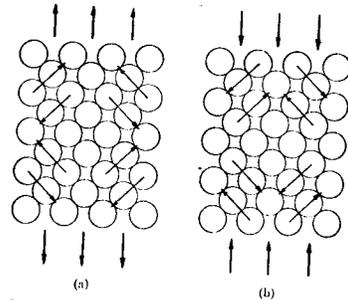
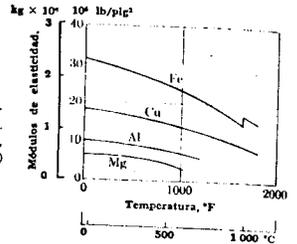


43

Fig. 6-6. Esfuerzo elástico normal (exageradamente aumentado). Los átomos no son permanentemente desplazados respecto a sus vecinos originales. (a) Tensión. (b) Sin esfuerzo. (c) Compresión

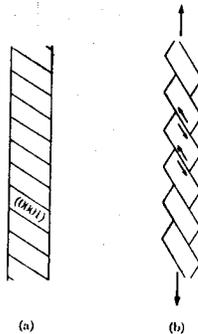
45

Fig. 6-8. Módulos de elasticidad contra temperatura. (Adaptado de A. G. Cuy, Elements of Physical Metallurgy, Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1959)



46

Fig. 6-10. Componente de corte de esfuerzos normales. (a) Tensión. (b) Compresión



47

Fig. 6-12. Deslizamiento cristalino simple. (Comparar con la Fig. 6-11). El deslizamiento no está restringido a los lados del cristal

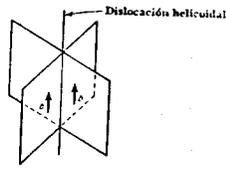
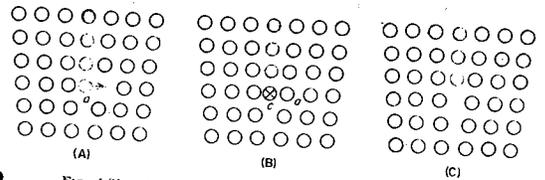
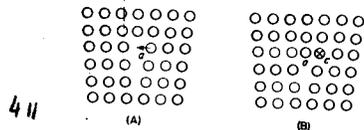


Fig. 4-8. (Izquierda). Cualquier plano conteniendo la dislocación es un plano de deslizamiento para una dislocación helicoidal. Fig. 4-9 (Derecha). Para una dislocación de borde sólo hay un plano de deslizamiento. Este contiene tanto el vector de Burgers como la dislocación



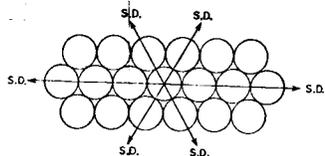
410

Fig. 4-30. Ascenso positivo de una dislocación de borde



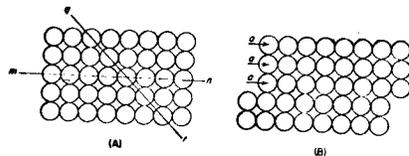
411

Fig. 4-31. Asenso negativo de una dislocación de borde



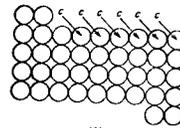
413

Fig. 4-33. Las tres direcciones de deslizamiento en un plano compacto. Obsérvese que este tipo de plano ocurre tanto en la red hexagonal compacta como en la cúbica centrada en las caras



(A)

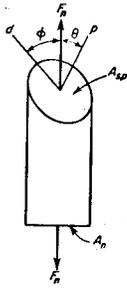
(B)



(C)

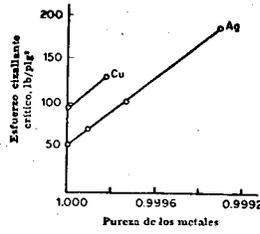
412

Fig. 4-32. Dos sentidos en los cuales puede ser cortada una red cúbica simple mientras todavía mantiene la simetría reticular. (A) El cristal antes del corte, (B) Corte en una dirección compacta, y (C) Corte en una dirección no compacta



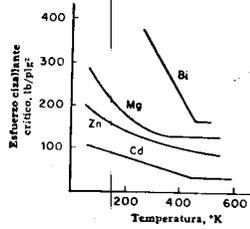
414

FIG. 4.34. Una figura para la determinación de la ecuación del esfuerzo cizallante crítico determinado



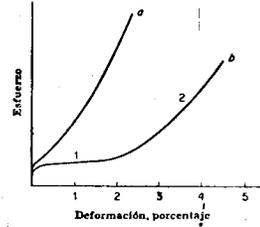
415

FIG. 4.36. Variación del esfuerzo cizallante crítico determinado con la pureza de los metales (Según Rosi, F. D., *Trans. AIME*, 200 (1954), Pág. 1009)



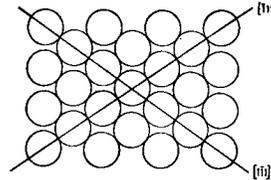
416

FIG. 4.37. Efecto de la temperatura sobre el esfuerzo cizallante crítico. Nota: Los datos sobre los que están basadas estas curvas son anteriores a los de la Tabla 4.2. Los esfuerzos críticos más elevados en este caso corresponden a cristales de pureza inferior. (Schmid, E., y Boas, W., *Kristallplastizität*, Julius Springer, Berlin, 1935)



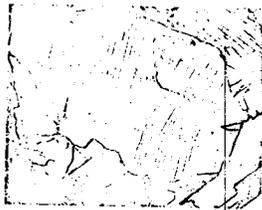
417

FIG. 4.38. Curvas de esfuerzo-deformación típicas de los cristales cúbicos simples centrados en las caras. La curva a corresponde a la deformación por corrimiento múltiple desde el comienzo de la deformación; la curva b corresponde al corrimiento múltiple después de un periodo de deslizamiento simple (corrimiento fácil)



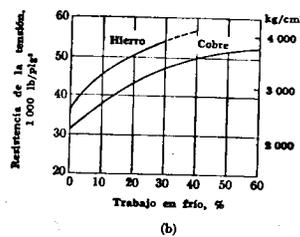
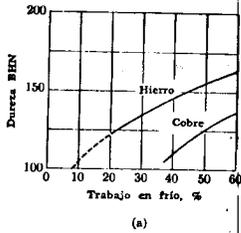
418

FIG. 4.40. El plano (110) de la red cúbica centrada en el cuerpo



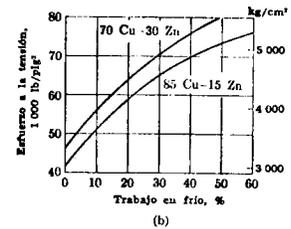
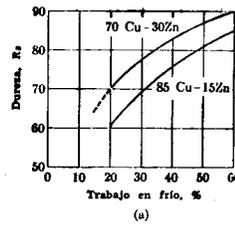
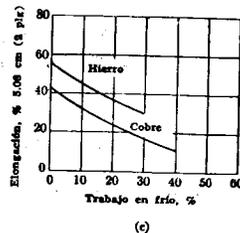
420

FIG. 6-23. Cobre policristalino de formado plásticamente ($\times 25$). Los trazos de los planos de deslizamiento se revelan en la superficie pulida del metal (B. A. Rogers)



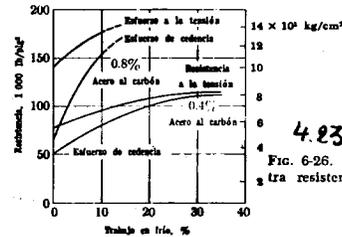
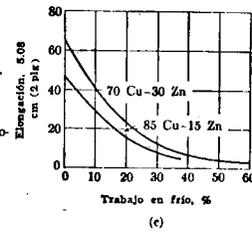
421

FIG. 6-24. Trabajo en frío contra propiedades mecánicas (Fe y Cu)



422

FIG. 6-25. Trabajo en frío contra propiedades mecánicas (latones)



423

FIG. 6-26. Trabajo en frío contra resistencia aceros al carbón

419

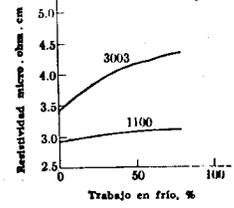


FIG. 6-22. Resistividad eléctrica contra trabajo en frío (aleación de aluminio); 1 100 = 99.9% Al; 3 003 = 1.2% manganeso y el resto de aluminio

43

44

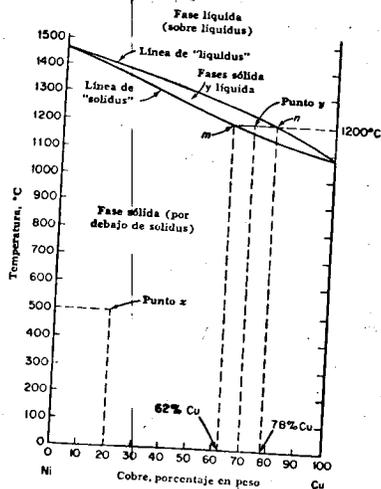


Fig. 13.1. Diagrama de equilibrio cobre-níquel

51.a

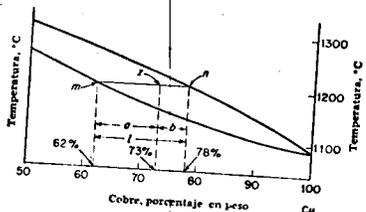
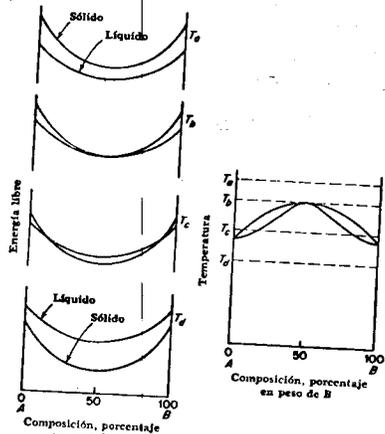


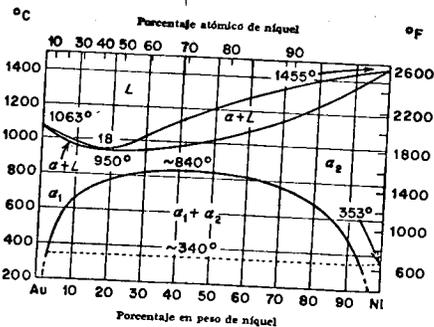
Fig. 13.2. Regla de la palanca

51.b



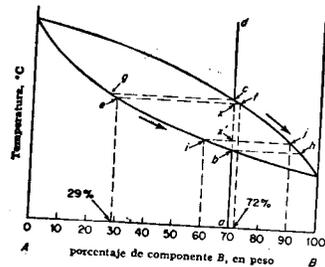
52.b

Fig. 13.6. Relación de las curvas de energía libre que conducen a un máximo



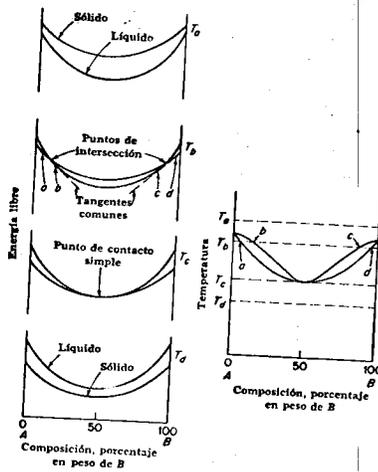
52.c

Fig. 13.7. Diagrama de equilibrio oro-níquel. (Según Carapella, Louis A., ASM Metals Handbook, ed. 1948)



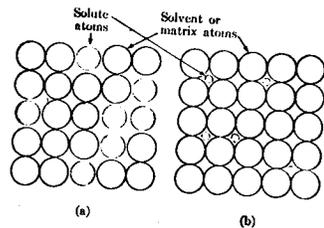
51.c

Fig. 13.3. Enfriamiento en equilibrio de una aleación isomorfa



52.a

Fig. 13.5. Relación de las curvas de energía libre que conducen a un mínimo



53.a

Fig. 2-25. The two different types of solid-solution phases: (a) substitutional solid solution; (b) interstitial solid solution.

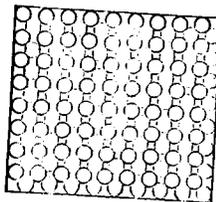


Fig. 71. Superestructura CuAu (in een (100)-vlak)

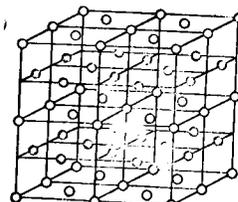
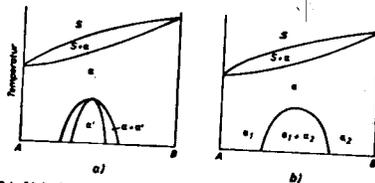


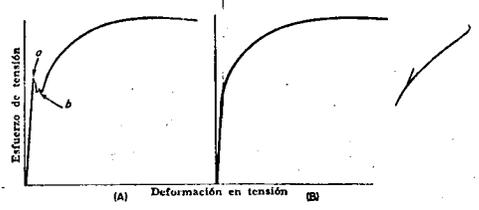
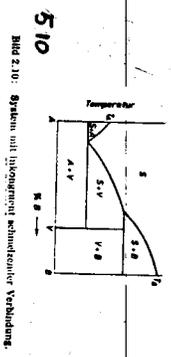
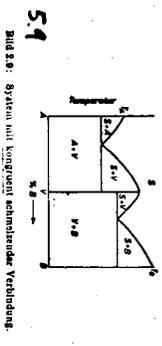
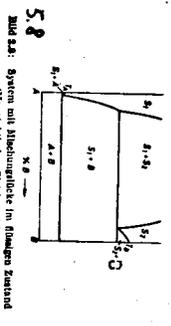
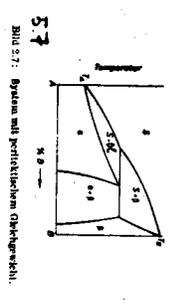
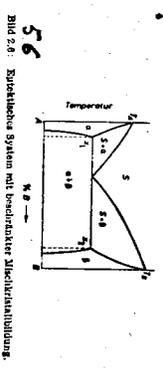
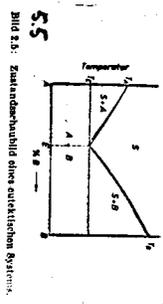
Fig. 72. Superestructura CuAu in de ruimte

53.b

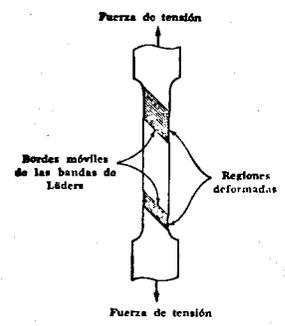


5.4

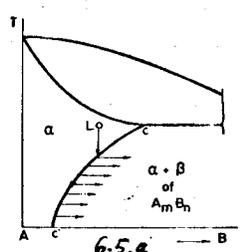
Bild 5.4: Lückenlose Mischkristallbildung mit a) Überstrukturbildung b) Entmischung



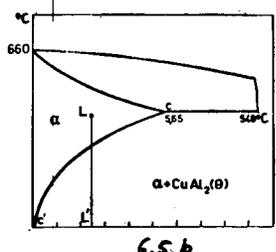
6.1 FIG. 8.7. (A) Curva tensión-deformación para un metal exhibiendo un límite elástico agudo. (B) Curva esfuerzo-deformación para un metal que no exhibe un límite elástico agudo



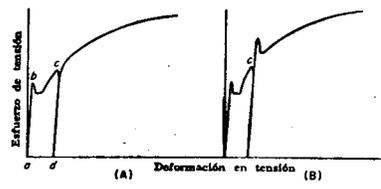
6.2 FIG. 8.8. Bandas de Lüders en una probeta de ensayo en tensión



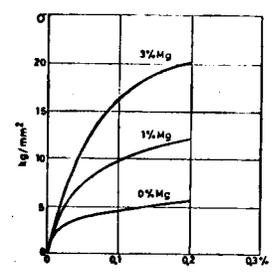
6.5.a Fig. 121. Verharding door een tweede fase



6.5.b Fig. 122. Strukturele verharding



6.3 FIG. 8.9. Envejecimiento por deformación, (A) Carga quitada de la probeta en el punto c y probeta vuelta a cargar en un corto periodo de tiempo (horas). (B) Carga quitada en el punto c y probeta vuelta a cargar después de un largo periodo de tiempo (meses)



6.4 Fig. 120. Verharding van Al door het effect van de vaste oplossing van Mg; spanning - vervormingskrommen

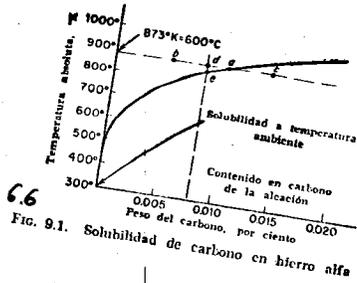


Fig. 9.1. Solubilidad de carbono en hierro alfa

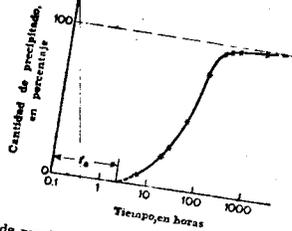


Fig. 9.4. Cantidad de precipitado como una función del tiempo en una aleación hierro-carbono (0.018% C) dejada precipitar desde una solución sobresaturada a 76°C. (Según datos de Wert, C., ASM Seminar, Thermodynamics in Physical Metallurgy, 1950)

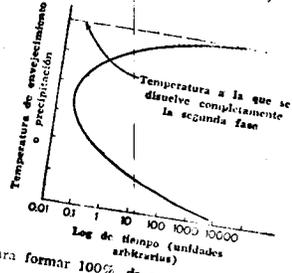


Fig. 9.5. Tiempo para formar 100% de precipitado en una aleación sobresaturada

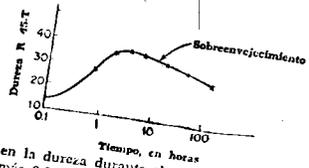


Fig. 9.6. Cambio en la dureza durante el tratamiento de envejecimiento. La aleación es hierro más 0.015% C, y la temperatura de envejecimiento 90°C. (Datos por Wert, C., ASM Seminar, Thermodynamics in Physical Metallurgy, 1950)

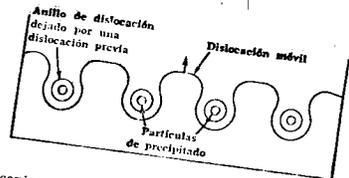


Fig. 9.10. Mecanismo de Orowan para el movimiento de dislocaciones a través de un cristal que contiene partículas de precipitado

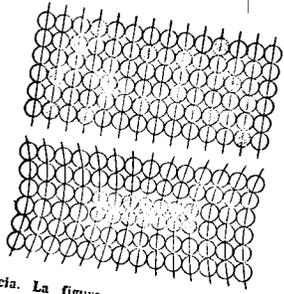


Fig. 9.11. Coherencia. La figura superior representa una solución sólida sobresaturada de átomos B (círculos oscuros) en una matriz de átomos A (círculos claros). La figura inferior muestra una partícula de precipitado coherente formada por el agrupamiento a los átomos B

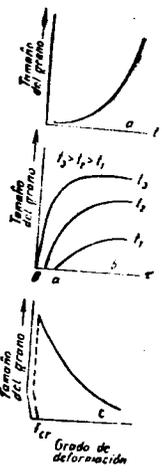


Fig. 52. Esquema de la magnitud del grano recrystallizado en función de la temperatura (a), del tiempo de calentamiento (b) y del grado de deformación inicial (c).

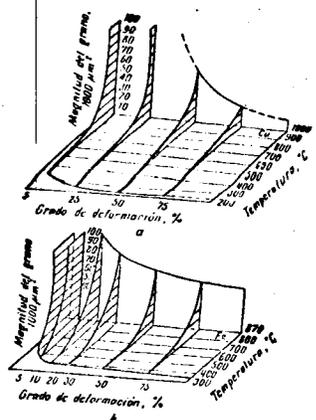


Fig. 53. Diagrama de recrystalización: a—cobre; b—hierro

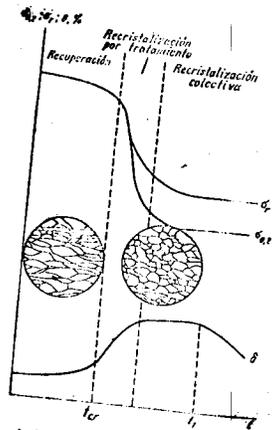


Fig. 51. Esquema de la influencia de la temperatura en las propiedades mecánicas y la estructura del metal endurecido.

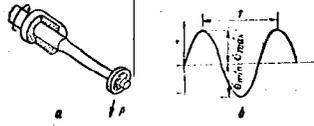


Fig. 45. Esquema de fijación de la probeta y aplicación de las fuerzas durante las pruebas de fatiga (a) y diagrama de la variación cíclica de la tensión (b).

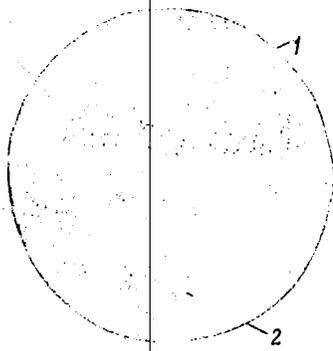


Fig. 46. Fractura por fatiga.

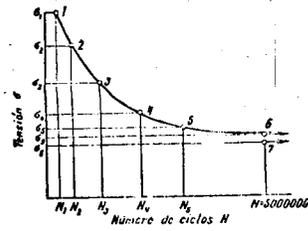


Fig. 47. Diagrama de fatiga (número de ciclos, que conducen a la ruptura, en función de la magnitud máxima de la tensión).

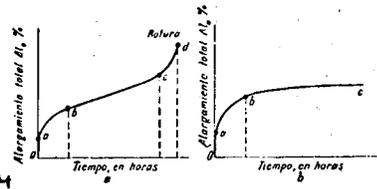


Fig. 48. Curvas de arrastre a altas temperaturas (a) y bajas (b).

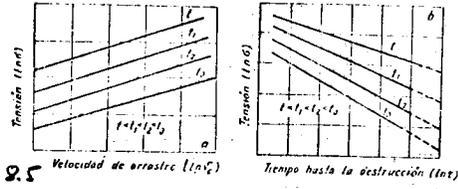


Fig. 49. Velocidad de arrastre (a) y tiempo transcurrido hasta la fractura (b) en función de la magnitud de las tensiones aplicadas para distintas temperaturas.