

01.65.04

NO SE PRESTA

REPUBLICA ARGENTINA

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

=

INFORME N° 130

Influencia del Orden de Largo Alcance en las
Propiedades Mecánicas de las Soluciones Sólidas

por

Aldo Erwin Vidoz y Máximo Victoria

=

BUENOS AIRES

1965

Nº 1211

REPUBLICA ARGENTINA
COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

=

INFORME N.º 130

Influencia del Orden de Largo Alcance en las
Propiedades Mecánicas de las Soluciones Sólidas

por

Aldo Erwin Vidoz y Máximo Victoria

=

BUENOS AIRES

1965



INFLUENCIA DEL ORDEN DE LARGO ALCANCE EN LAS
PROPIEDADES MECANICAS DE LAS SOLUCIONES SOLIDAS

Aldo Erwin Vidoz y Máximo Victoria

ABSTRACT

A review is offered on the influence of Long Range Order on the mechanical properties of Solid Solutions. Some brief ideas about crystalline order and dislocations in ordered structures are previously given to make easier to the reader the understanding of the paper. A critical review is made in which new ideas are introduced. A modification of Vidoz and Brown deformation mechanism is proposed to give more generality to the model. Experimental results are analyzed in detail.

Este trabajo ha sido realizado dentro del plan de investigaciones correspondiente al subsidio del U.S. Army Research Office N° DA-ARO-49-092-62-12.

I.- INTRODUCCION

Varias investigaciones realizadas durante los últimos años han sido dedicadas al estudio de las propiedades mecánicas de soluciones sólidas que presentan orden de largo alcance (1-2-3 4-5-6-7-8-9-10-11-12-13-14-15a-15b-15c-15d).

Como resultado de estos trabajos se concluyó que la resistencia a la fluencia de estas aleaciones es fuertemente modificada por el ordenamiento de largo alcance. El comportamiento del punto de cesión con el orden parece estar razonablemente explicado por el modelo propuesto por Cottrell (2). Se supone en este modelo que las superdislocaciones cortan los límites de dominio de orden y aumentan al área de estos. La energía requerida para la creación de nuevos límites de dominio depende de la energía de estos límites y del tamaño de los dominios. La teoría predice un máximo del esfuerzo de cesión para un tamaño de dominio de aproximadamente 45 Å. Esta predicción de Cottrell (2) fué confirmada por varios autores que han investigado la dependencia del esfuerzo de fluencia con el tamaño de dominio (3-4-12-15a-15b).

En particular, Flinn (6), Cohen y Bever (7), Marcinkowski y Miller (8), Vidoz y Brown (10), Hordon (12), Vidoz et. al. (13), Kear (14) y Davies y Stoloff (15a), han investigado la influencia del trabajo en frío sobre las características de aleaciones ordenadas. Ha sido conclusión general de estos trabajos que una aleación ordenada se endurece por trabajado más rápidamente que una desordenada. La figura 1, tomada del artículo de Vidoz y Brown (10), muestra este efecto para la aleación Ni_3Fe .

Varios modelos se han propuesto (Flinn (6), Vidoz y Brown (10), Kear (14)) para explicar el rápido endurecimiento por trabajado de las estructuras ordenadas, pero todavía no existe suficiente evidencia en favor de ninguno de estos modelos.

Flinn (6) propuso un mecanismo para el endurecimiento por trabajado de las aleaciones ordenadas, donde usa una extensión del modelo de Cottrell (2). Este autor explica que a medida que la deformación aumenta, el tamaño de dominio de orden disminuye continuamente debido a que las superdislocaciones móviles cortan los límites de dominio existentes, creando nuevos límites de dominio. Este proceso, dice Flinn, puede dar cuenta del rápido aumento del esfuerzo de fluencia durante la deformación de las superestructuras.

Vidoz y Brown (10) han introducido un modelo el cual está basado en la influencia de los "jogs" de las superdislocaciones. Una superdislocación con "jogs" puede dejar en su camino regiones desordenadas. Se ha calculado la energía requerida para la formación de estas regiones desordenadas y analizado la contribución del modelo al esfuerzo de fluencia.

Más recientemente, Kear (14) ha investigado por medio de microscopía electrónica el comportamiento de superdislocaciones en Cu_3Au . Considerando sus observaciones experimentales, este autor propone que el rápido endurecimiento por trabajado de las aleaciones ordenadas es debido a un efecto de anclaje por el deslizamiento cruzado de las superdislocaciones a los planos cúbicos de la estructura.

En la próxima sección daremos una breve introducción al problema de "ordenamiento" para que el lector se familiarice con ciertos detalles que se usarán más adelante en el texto de este artículo.

Luego se ofrece una breve puesta al día de los resultados experimentales y una descripción de los modelos existentes para explicar el endurecimiento por trabajado de las estructuras ordenadas. Más adelante sigue una discusión crítica de las teorías. Nuevas ideas son propuestas en esta sección. La importancia del deslizamiento múltiple es discutida. Se concluye que cuando no tiene lugar un efectivo deslizamiento múltiple, el modelo de Flinn (6) no ofrece una explicación de los resultados experimentales. Se propone una modificación de la teoría de Vidoz y Brown (10). Se demuestra que este modelo puede explicar los resultados experimentales si solamente se produce un pequeño aumento de la densidad de foresta, quizás tan pequeño como para no ser observado experimentalmente.

Otros resultados experimentales se discuten en detalle.

II.- BREVES IDEAS SOBRE ORDENAMIENTO CRISTALINO

En una solución sólida homogénea desordenada los átomos de las distintas especies se ubican al azar en la red cristalina. Esto quiere decir que alrededor de un átomo cualquiera el número de vecinos cercanos de su especie o de las otras existentes estará determinado exclusivamente por la concentración de las mismas. En la práctica, sin embargo, es general encontrar que las aleaciones no son estrictamente desordenadas presentándose alrededor de los átomos distribuciones de las especies que no corresponden a la de un arreglo al azar.

Supongamos que tenemos una aleación binaria con N átomos presentes e igual número de los de las especies A y B. Si alrededor de un átomo determinado, por ejemplo uno de la especie A, existe un número de vecinos cercanos B mayor que los de una distribución al azar, se dice que la aleación posee orden de corto alcance (O.C.A.). Este se define por medio de un parámetro dado por la relación:

$$\alpha_1 = 1 - \frac{P_{AB}}{m_A}$$

donde P_{AB} es la probabilidad de encontrar un átomo A como vecino cercano de un B y m_A es la probabilidad de una distribución de átomos al azar o sea la fracción molar del componente A.

Debajo de cierta temperatura crítica, que varía con la composición y la estructura cristalina, el O.C.A. no puede existir por si solo y se produce una transformación de fase que da lugar a una superestructura. Estas superestructuras poseen un arreglo de átomos con características similares al existente en los compuestos iónicos del tipo del ClNa. Se dice entonces que la solución sólida tiene orden de largo alcance (O.L.A.). Este tipo de ordenamiento cristalino difiere del anterior en que los sitios antes equivalentes de la red son preferentemente ocupados por distintas clases de átomos.

Para una aleación binaria de componentes A y B y con sitios de red α y β al manifestarse el O.L.A. los átomos de la especie A se ubican preferentemente en los sitios α y los B en sitios β o viceversa. El caso típico es el del latón β con átomos de Zn y Cu y sitios $\{000\}$ y $\left\{\frac{111}{222}\right\}$.

El grado O.L.A. se define por el parámetro:

$$S = \frac{P_A^\alpha - m_A}{1 - m_A}$$

donde m_A es la fracción molar del componente A y P_A^α es la probabilidad de encontrar un átomo A en los sitios α de la red.

El O.L.A. se produce en el cristal en general por nucleación y crecimiento. Núcleos comienzan a crecer en distintos lugares dando lugar a superficies de contacto entre ellos. En el caso en que estas superficies límites separen núcleos en los cuales átomos de la misma especie están ubicados en distintos sitios de la red (por ejemplo: en uno de los núcleos los átomos A en posiciones α y en el otro en posiciones β), se dice que los átomos cambian de fase a través de la superficie límite. La superficie límite es entonces una discontinuidad en el arreglo de los átomos pues a través de ella los átomos cambian de posición. A los núcleos ordenados se les denomina "dominios de antifase" (D.A.F.). Los límites de dominio de antifase (L.D.A.) son superficies de alta energía pues a través de ellos los átomos presentan un arreglo desordenado. Es por ello que los dominios son termodinámicamente inestables pudiéndose los obtener tan grandes como se quiera cuando se establecen las condiciones de temperatura y tiempo de tratamiento convenientes.

El O.L.A. reduce la simetría de translación del cristal debido a la identificación de los sitios equivalentes de la red cristalina (por ejemplo en la estructura b.c.c. la operación de simetría $\frac{1}{2} [111]$ deja de serlo al existir orden de largo alcance). Este efecto se utiliza para determinar el grado de orden existente mediante las técnicas de difracción de rayos X, neutrones o electrones.

Distintos Tipos de Superestructuras.

El O.L.A. se presenta en distintos tipos de soluciones sólidas lo que da lugar a varias clases de superestructuras características. Las designaciones que se usan corrientemente son las indicadas por el Strukturbericht (27) y que se usarán en lo sucesivo en el texto del presente artículo.

Estructura B-2.

Red cúbica de cuerpo centrado con dos tipos de átomos A y B, (figura 2). Pertenece a este tipo la conocida aleación ordenada latón β . En un estado de orden total los átomos A ocuparán las posiciones II y los B las posiciones I.

Consideremos el deslizamiento de una parte del cristal con respecto a otra producido por un vector de translación \vec{r} . Este desplazamiento provocará la aparición de L.A.D. si el vector \vec{r} es tal que une dos átomos de distinta especie. La superestructura del tipo B2 tiene asociados cuatro vectores \vec{r} que son: $\pm \frac{1}{2}a_0 [111]$, $\pm \frac{1}{2}a_0 [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$, $\pm \frac{1}{2}a_0 [1\bar{1}\bar{1}]$ y $\pm \frac{1}{2}a_0 [11\bar{1}]$.

Como solamente dos posiciones distintas pueden ser ocupadas por átomos de la misma especie, existirán en esta estructura dos tipos de D.A.F. los que darán lugar a L.D.A. en superficies de contacto. Estos L.A.D., es fácil ver, son caracterizados por los vectores \vec{r} arriba mencionados.

Estructura L1₂.

Este tipo de superestructura está basado en la composición A₃B (figura 3) y en ella los átomos B ocupan los sitios I y los átomos A se ubican en los sitios II, III y IV. Para estas estructuras los vectores r asociados son los siguientes:

$$\frac{1}{2}a_0 [110], \frac{1}{2}a_0 [101] \text{ y } \frac{1}{2}a_0 [011], \text{ y seis vectores } \frac{1}{6}a_0 \{112\}.$$

Como hay cuatro distintas ubicaciones posibles de los átomos en esta estructura se presentan cuatro distintos D.A.F. que dan lugar a una estructura de "espuma" (foam structure) de los D.A.F.

Existen otros tipos de superestructuras con la DO₃, L2₁, DO₁₉ y L1₀ pero estos se encuentran muy poco en la práctica por lo que dejaremos que el lector consulte en estos casos la bibliografía (22-27).

III.- LAS DISLOCACIONES EN LAS ESTRUCTURAS ORDENADAS

Cuando una dislocación simple se mueve en una estructura desordenada o en un cristal puro, no se observan modificaciones de la estructura cristalina con excepción que las producidas por el corrimiento de su campo elástico. En el caso de que la

misma dislocación se mueva en una superestructura, por lo general creará desorden en su plano de deslizamiento, produciendo así un L.D.A. (figura 4). Esta situación se producirá si el vector de Burger de la dislocación une dos átomos de distinta especie de las componentes del cristal, o sea si es un vector r de la superestructura. La zona de desorden producida por el movimiento de la dislocación tiene una tensión superficial debido a la energía de los vínculos incorrectos y por ende aplica a la línea de dislocación una fuerza que se opone al movimiento de esta. Para mover una dislocación en estas condiciones se necesita un esfuerzo dado por

$$T = \gamma/b$$

donde γ es la tensión superficial de la zona de desorden (falta de desorden) y b el vector de Burger de la dislocación. Cálculos realizados en distintas aleaciones muestran que T tiene un valor mucho más elevado que los observados en la práctica.

Siguiendo un criterio similar al adoptado para explicar el movimiento de dislocaciones en estructuras de apilamiento compacto, Cottrell (2) propuso que la energía del sistema puede reducirse si las dislocaciones se mueven apareadas en el plano de deslizamiento. De esta manera la falta en el ordenamiento producido por el movimiento de la primera dislocación es rearmada por la segunda. Es decir que entre dos dislocaciones existirá una zona de desorden o un L.D.A. Las dos dislocaciones con su zona de L.D.A. intermedio se moverán como una unidad dando lugar a que el esfuerzo necesario para su movimiento disminuya apreciablemente. Este conjunto de dos dislocaciones unitarias unidas entre sí por un L.D.A. se denomina "superdislocación" y cada una de las dislocaciones unitarias que la componen "superparciales", por analogía con el caso de las dislocaciones parciales de las estructuras de apilamiento compacto. La existencia de superdislocaciones ha sido confirmada por los trabajos de microscopía electrónica realizados por Marcinkowski, Brown y Fisher (20) en Cu_3Au . Posteriormente otros autores (21, 14, etc.) usando la misma técnica han observado superdislocaciones.

La separación de equilibrio entre "superparciales" se determina considerando la energía de interacción entre ellas y la energía debida al L.D.A. que limitan.

Siguiendo a Brown y Hermann (28) supongamos una superdislocación de longitud unitaria y separación d entre superparciales que se encuentra en el plano (xz) de la figura 5. La fuerza de repulsión (F_x) debida al campo elástico de los dos superparciales puede calcularse fácilmente de la siguiente manera:

$$F_x = \sigma_{yz} \vec{b}_t + \sigma_{xy} \vec{b}_b \quad (1)$$

donde \vec{b}_t y \vec{b}_b son las componentes de hélice y borde respectivamente de una de las superparciales y σ_{yz} y σ_{xy} las componentes del campo de tensión de la otra superparcial cuyos valores son:

$$\sigma_{xy} = \frac{Gb}{2\pi(1-\mu)} \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \Big|_{y=0} = \frac{Gb}{2\pi(1-\mu)x}$$

$$\sigma_{yz} = \frac{Gb}{2\pi} \frac{x}{(x^2 - y^2)} \Big|_{y=0} = \frac{Gb}{2\pi x}$$

donde G es el módulo de corte, μ la relación de Poisson, x e y las coordenadas del punto donde interesa calcular las componentes elásticas.

Reemplazando en (1) y relacionando los vectores de Burger de tornillo y borde al vector de Burger de la dislocación, tenemos:

$$F_x = \frac{Gb^2}{2\pi} \left(\cos^2 \theta - \frac{\sin^2 \theta}{(1-\mu)} \right) \frac{1}{x}$$

donde θ es el ángulo que forman los vectores \vec{b}_t y \vec{b}_b .

Esta fuerza F_x es repulsiva y trata de separar a las dos superparciales mientras que la tensión superficial γ debida al L.D.A. tiende a acercarlas. En el equilibrio será $F_x = \gamma$ para un valor de $x = d$. Entonces será:

$$d = \frac{Gb^2}{2\pi\gamma} \left\{ \cos^2 \theta + \frac{\sin^2 \theta}{(1-\mu)} \right\}$$

Esta situación, relativamente sencilla, presenta complicaciones mayores si la superestructura que se trata es una de empaquetamiento compacto de los átomos (por ejemplo f.c.c. o h.c.p.). En estos casos las superparciales a su vez estarán divididas en dos dislocaciones parciales y la fuerza de interacción arriba calculada deberá tener en cuenta un sistema de cuatro dislocaciones.

IV.- RESUMEN DE RESULTADOS EXPERIMENTALES

Esfuerzo de Cesión.

Existen evidencias que parecen mostrar que el esfuerzo de cesión de las aleaciones ordenadas depende del tamaño de dominio de orden. Los artículos de Biggs y Broom (3), Ardley (4) y Hordon (12) muestran la existencia de un máximo del esfuerzo de cesión de Cu_3Au para un tamaño de dominio de aproximadamente 45 Å, de acuerdo con la predicción de la teoría de Cottrell (2).

Sin embargo, Marcinkowski y Miller (8), investigando las propiedades plásticas de Ni_3Mn han encontrado que dicho máximo para esta aleación corresponde a un tamaño de dominio apreciablemente mayor que 45 Å.

La dependencia del esfuerzo de cesión de las aleaciones ordenadas con la temperatura del ensayo y la temperatura de templado de la muestra ha sido obtenido por varios autores (16, 5, 17, 9, 8, 15). Como conclusión de estos trabajos se encontró que existe un máximo del esfuerzo de cesión de las muestras independientemente del tipo de superestructura. Este máximo siempre se encuentra a temperaturas inferiores a la temperatura crítica de la transformación orden-desorden. La naturaleza de este fenómeno ha sido analizada por Cottrell (2), Brown (5), Sumino (18), Flinn (6), Marcinkowski y Brown (19) y Davies y Stoloff (15), quienes han propuesto distintos modelos para explicarlo. A pesar de las controversias existentes en la interpretación de los resultados experimentales, existen muy pocas dudas de que el esfuerzo de cesión es modificado por el ordenamiento y depende críticamente del tamaño de dominio de orden.

Endurecimiento por Trabajado.

Las observaciones experimentales existentes de la dependencia del endurecimiento por trabajado con el ordenamiento no son consistentes entre si.

Los resultados de Vidoz et. al. (13) en muestras policristalinas de Ni_3Fe , Cu_3Au y Au_3Cu sugieren que el tamaño de dominio tiene muy pequeña o ninguna influencia en el endurecimiento por trabajado (figura 6). Marcinkowski y Miller (8), sin embargo hallaron una marcada dependencia del endurecimiento por trabajado del Ni_3Mn con el grado de ordenamiento. La figura 7 muestra sus resultados en esta aleación para diferentes deformaciones como función del tiempo de recocido a una temperatura de 400°C. Puede observarse que existe un cambio en el endurecimiento por trabajado en el rango comprendido entre 100 y 250 horas de recocido, pero antes y después de este intervalo permanece constante. Estos autores también presentan resultados de ensayos de tensión a temperatura ambiente de muestras de Ni_3Mn templadas desde distintas temperaturas. Las muestras fueron previamente enfriadas lentamente en el horno desde 500 °C hasta la temperatura de templado a una velocidad de 2,78 °C por día.

Hemos usado la figura 15 de Marcinkowski y Miller con el objeto de obtener los endurecimientos por trabajado a distintas temperaturas de templado (figura 8). Puede observarse que las probetas templadas desde $T_c = 480$ °C ($S = 0$) y 475 °C ($S = 0.45$) tienen un valor bajo y similar del endurecimiento por trabajado. Entre 475°C y aproximadamente 480°C ($S = 0.68$) se presenta una fuerte variación en la pendiente de las curvas que muestran un fuerte y real cambio en el endurecimiento por trabajado que puede ser apreciado en el gráfico de figura 8. A temperaturas inferiores no se observan cambios apreciables que no puedan

ser atribuidos a las fluctuaciones experimentales. Es interesante llamar la atención sobre el comportamiento peculiar de las muestras templadas desde 465°C ($S = 0.68$) y 450°C ($S = 0.8$) para las cuales el endurecimiento por trabajado decrece luego de aproximadamente un 5% de deformación, siendo esta disminución mayor para la muestra con menor grado de orden.

Es importante hacer notar que debajo de 450°C donde el endurecimiento por trabajado permanece constante, el grado de orden y presumiblemente el tamaño de dominio todavía varían, mientras que el esfuerzo de fluencia inicial cambia para temperaturas aún menores. Podemos concluir entonces que el endurecimiento por trabajado no depende del tamaño de dominio y del grado de orden de la misma manera que el esfuerzo de cesión del material.

Hordon (12) ha observado diferencias apreciables entre el endurecimiento por trabajado de muestras de Cu_3Au con muy distintos tamaños de dominio (los tamaños de dominio que presenta en su artículo son 10^5 y 37 \AA). Sin embargo, sus resultados prácticamente no muestran diferencia entre el comportamiento plástico de las probetas parcialmente ordenadas (37 \AA de tamaño de dominio) y completamente desordenadas. Por lo tanto, puede suponerse que la probeta de 37 \AA de tamaño de dominio no presenta el comportamiento plástico característico de las superestructuras. (Su curva de tensión es en cierta forma similar a las obtenidas por Vidoz et. al. (13) en Ni_3Fe con composiciones que no poseen un grado de orden apreciable). Por ende, las diferencias mencionadas por Hordon (12), probablemente no deberían ser tomadas como representativas de la dependencia del endurecimiento por trabajado con el tamaño de dominio del material.

Recientes investigaciones efectuadas en material policristalino por Davies y Stoloff (15) han mostrado que el aumento en el endurecimiento por trabajado debido al ordenamiento cambia con la estructura cristalográfica de las aleaciones. Los autores mencionan que el cambio con el orden es de 100% en Cu_3Au , 40% en Fe_3Al , 20% en Fe-Co-V y nulo en Mg_3Cd .

Es interesante hacer notar que Mg_3Cd - una aleación con estructura hexagonal de empaquetamiento compacto no muestra aumento del endurecimiento por trabajado al ordenarse. Este resultado podría ser explicado por la teoría de Vidoz y Brown (10) (véase la discusión más abajo). Experimentos de deformación y recocidos en Ni_3Fe han sido publicados por Vidoz et. al. (13). Estos autores muestran que el endurecimiento por trabajado es aumentado por la deformación previa al ordenamiento, siendo mayor éste cuanto mayor la deformación previa.

Desafortunadamente, los experimentos arriba mencionados son los únicos publicados que tratan la dependencia del esfuerzo de fluencia con la deformación para estructuras ordenadas. Más información en este tema sería muy deseable para lograr un mejor entendimiento del mecanismo de deformación que tiene lugar.

Muy pocas investigaciones han sido realizadas para estudiar el comportamiento plástico de monocristales de estructuras ordenadas. La primera de ellas fué hecha por Sachs y Weert en 1931 (1). Estos autores presentan un gráfico de esfuerzo de corte y deformación de corte de Cu_3Au en los estados ordenados y desordenados. Fué establecido por este trabajo que el aumento del endurecimiento por trabajado producido por el ordenamiento no es solamente una característica del material policristalino sino que es una propiedad intrínseca de las superestructuras. Sin embargo, el endurecimiento por trabajado del material desordenado es mucho menor que los valores para el estado II (θ_{II}) de metales puros f.c.c. Resultados similares fueron hallados por Davies y Stoloff (15a) quienes hacen especial referencia al bajo θ_{II} del Cu_3Au desordenado ($\theta_{II} \simeq G/900$). Kear (14) investigando también las propiedades plásticas de monocristales de la misma aleación, halló para la estructura ordenada valores similares de $\frac{dT}{d\epsilon}$ que los obtenidos por los autores antes mencionados (figura 9), pero para el caso desordenado un valor de θ_{II} mucho más elevado ($\theta_{II} \simeq G/375$).

La discrepancia entre estas investigaciones puede tener la siguiente explicación: en los gráficos de Sachs y Weert (1) como así en los de Davies y Stoloff (15a) el endurecimiento por trabajado de las probetas desordenadas aumenta continuamente con la deformación luego de finalizada la zona de "fácil deslizamiento" y parece seguir aumentando hasta la terminación del ensayo. Kear (14), sin embargo, muestra un continuo aumento hasta el 80% de deformación de corte y desde esta deformación en adelante el endurecimiento por trabajado permanece constante. Parece posible que el bajo valor de $\theta_{II} \simeq G/90$ sea debido a un desarrollo incompleto del estado II de la deformación. En otras palabras, el valor mencionado es quizá característico de un estado de transición entre la zona de fácil deslizamiento y el estado II, puesto que los cristales usados por Davies y Stoloff (15a) estaban orientados para fácil deslizamiento.

Kear (14) también muestra las curvas de tensión-deformación para monocristales de Cu_3Au parcialmente ordenado ($S = 0,8$) (figura 10). Estas probetas muestran dos períodos distintos de endurecimiento por trabajado separados por una zona de transición. Considerando solamente el primer período (hasta un 30% de deformación), el cual presenta un solo sistema de deformación operando (como en el caso del material totalmente ordenado) se puede observar que el endurecimiento por trabajado es aproximadamente igual al del material completamente ordenado. Este resultado parecería indicar que cuando el orden es suficiente para permitir la formación de superdislocaciones el endurecimiento por trabajado no depende del grado de orden.

Geometría del Deslizamiento.

Para que las dislocaciones puedan moverse en las superestructuras, mediante la aplicación de los esfuerzos observados experimentalmente, ellas deben agruparse en pares separadas por una banda de L.D.A. como se ha explicado en la sección III.

Varios autores Marcinkowski y Fisher (20), Marcinkowski y Miller (8), Kear y Wilsdorf (21), Kear (14) han observado superdislocaciones por medio de microscopía electrónica (consultar bibl. 22).

Las observaciones de microscopía electrónica en películas delgadas de Cu_3Au realizadas por Kear (14) muestran la mayor parte de las superdislocaciones en orientación de hélice. Sin embargo, Marcinkowski y Miller (8) muestran para Ni_3Mn orientaciones al azar. Kear (14) también observa, durante la deformación de monocristales de Cu_3Au completamente ordenados, la ocurrencia de deslizamiento en un solo sistema. Estos cristales presentan en los ensayos solamente un estado II de endurecimiento por trabajado con un valor de θ_{II} que aumenta con la deformación de G/275 a G/225. Esta observación de Kear coincide con las investigaciones sobre marcas producidas por deformación en las estructuras ordenadas (23) que muestran que el marcado superficial de las superestructuras es fino y homogéneo y sin trazas de intersección de sistemas de deslizamiento. Los resultados de Kear (14) parecen indicar que hay deslizamiento cruzado hacia los planos cúbicos de Cu_3Au ordenado. Este autor puntualiza que el deslizamiento cruzado sobre estos planos es un proceso favorable, pues, de acuerdo con Flinn (6), la energía de la superdislocación disminuye cuando la cinta de desorden (L.D.A.) se encuentra en planos {100}. Este deslizamiento cruzado, dice Kear, da lugar a un efecto de anclaje de las superdislocaciones (pues las superdislocaciones permanecen inmóviles en los planos cúbicos). El propone que una contribución importante al esfuerzo de fluencia de las estructuras ordenadas es debido al esfuerzo necesario para mover los segmentos de borde de los anillos de superdislocaciones, los cuales permanecen en el plano de deslizamiento cuando los segmentos de hélice hacen deslizamiento cruzado sobre los planos cúbicos. Kear (14) también muestra resultados de deformación de monocristales parcialmente ordenados. Las curvas de esfuerzo-deformación de estas probetas presentan dos períodos extensos con distintos endurecimientos por trabajado (figura 10). El segundo período (con un menor θ_{II}) corresponde a un estado en el cual el deslizamiento ocurre principalmente en el sistema conjugado. Cuando el deslizamiento conjugado se activa, las observaciones de microscopía electrónica muestran superdislocaciones con orientaciones al azar. También Kear muestra en su artículo evidencia de L.D.A. producida por el deslizamiento.

Este resultado ha sido obtenido en los monocristales que presentan deslizamiento en el sistema conjugado. Kear sugiere que estos segmentos de L.D.A. pueden ser producidos por superdislocaciones con "jogs" siguiendo el mecanismo propuesto por Vidoz y Brown (10).

Energía Almacenada.

Cohen y Bever (7) midieron la energía almacenada en muestras ordenadas y desordenadas trabajadas en frío de Cu_3Au . Ellos han estimado la contribución de diferentes términos a la energía almacenada del material trabajado en frío para efectuar una comprobación con sus resultados experimentales. La estimación

realizada para el caso del material desordenado concuerda muy bien con las observaciones calorimétricas pero en el caso de la aleación ordenada la energía almacenada obtenida experimentalmente es mucho mayor que la calculada. Para este caso el término debido a la contribución de los L.D.A. creados por el deslizamiento fué calculado usando el modelo propuesto por Flinn (6).

Cohen y Bever puntualizan que el mecanismo de Flinn (6) no da suficiente contribución a la energía almacenada como para poder explicar sus resultados experimentales. Ellos concluyen que otro mecanismo debe contribuir a desordenar la estructura durante la deformación.

V.- DESCRIPCIÓN DE LOS MECANISMOS PROPUESTOS PARA LA DEFORMACIÓN DE LAS SUPERRESTRUCTURAS

Antes de realizar un análisis de los resultados experimentales es conveniente dar una breve idea de los modelos que han sido propuestos en la literatura para explicar la deformación de las superestructuras.

Teoría de Flinn.

Flinn (6) ha realizado un cálculo detallado de la energía asociada con los límites de dominio de antifase (L.D.A.) en redes f.c.c. y b.c.c. De acuerdo con sus resultados, la configuración de mínima energía es tal que la cinta de L.D.A. de las superdislocaciones no yace en el plano de deslizamiento. En el caso de la estructura ordenada 11_2 (Cu_3Au) y de un L.D.A. $\{011\}$ este autor concluye:

- a) Para superparciales puramente de hélice, si el plano donde yace el L.D.A. entre ambas (Plano común) cambia del (111) al (001) , la energía de L.D.A. se ve disminuida porque desaparecen las contribuciones de los vecinos cercanos.
- b) Para superparciales en la dirección $\{2\bar{1}1\}$ la máxima reducción de la energía de L.D.A. ocurre si el plano común cambia de (111) a $(11\bar{3})$. Existe en este caso interacción elástica que tiene un mínimo en (011) , por lo cual la posición de equilibrio para el plano común será entre $(11\bar{3})$ y (011) .
- c) Para superparciales con orientación de borde existirá un mínimo en la tensión superficial del L.D.A. en el plano (111) pero la correspondiente energía elástica tiene un máximo en este plano. Por ende las superdislocaciones estarán en equilibrio metaestable en el mínimo relativo de energía en el plano (111) . Un mínimo absoluto existe cuando el plano común de las superparciales yace en el plano (110) pero es separado del mínimo existente en el (111) por una barrera de potencial

franqueable. Estos resultados fueron obtenidos independientemente de la magnitud de la energía de antifase. Resultados similares fueron obtenidos por Flinn para las estructuras del tipo B2 (latón β).

Basándose en las conclusiones arriba expuestas, Flinn (6) analiza tres casos de deformación para la estructura Ll_2 como ejemplo:

1. Deformación a Bajas Temperaturas (sin difusión).

En una aleación sin deformar que posee orden de largo alcance, la mayor parte de las dislocaciones estarán en posiciones estables o metaestables, puesto que el ordenamiento se produce por difusión, proceso este que permite la reorganización de las dislocaciones. Solamente para orientaciones cercanas al $[112]$ (puramente de borde) pueden las dos superparciales componentes de una superdislocación estar en el mismo plano (111) de deslizamiento. Estas superdislocaciones o segmentos de ellas con esta orientación, se moverán con mayor facilidad y actuarán como fuentes de Frank-Read.

El principal obstáculo para el movimiento de las dislocaciones en este modelo son los límites de dominio existentes que las superdislocaciones deben intersectar durante su movimiento, pues estas intersecciones producirán nuevos trozos de límite de dominio. El rápido endurecimiento por trabajado es atribuido por Flinn (6) a la reducción de los dominios de antifase producida por la intersección antes mencionada. De esta manera, el endurecimiento por trabajado esencialmente se explica utilizando el modelo de Cottrell (2) para el esfuerzo de cesión con el agregado de que el tamaño de dominio disminuye durante la deformación. Es esencial llamar la atención de que este modelo requiere deslizamiento en planos que intersectan (deslizamiento múltiple) para dar cuenta de la necesaria reducción de los dominios de antifase.

2. Temperaturas Intermedias.

A temperaturas intermedias, porciones de las superdislocaciones podrán cambiar su plano común para obtener una configuración más estable. Por ejemplo podrán cambiar la cinta de L. D.A. comprendida entre las superparciales del plano de deslizamiento (111) a los planos cúbicos (100) . Entonces cada una de las superparciales de una superdislocación creará en su movimiento L.D.A., proceso que requiere una entrega grande de energía. El esfuerzo de fluencia debería entonces tomar valores muy elevados en este rango de temperaturas.

3. Temperaturas Elevadas.

Nuevamente las superdislocaciones estarán en posiciones estables o metaestables y por ende crearán L.D.A. en su movimiento. Sin embargo, a altas temperaturas la difusión ocurre

lo suficientemente rápido como para eliminar estos L.D.A. inmediatamente. Por ende, las superdislocaciones se moverán en forma viscosa a esfuerzos menores que los necesarios para temperaturas intermedias y su movimiento será controlado por difusión.

Teoría de Vidoz y Brown.

Para explicar las diferencias existentes entre el endurecimiento por trabajado de materiales ordenados y desordenados, Vidoz y Brown (10) han desarrollado el siguiente modelo:

Las superdislocaciones adquirirán "jogs" durante su intersección con el bosque de dislocaciones. Estos "jogs" creados en cada una de las superparciales de la superdislocación no estarán en general alineados. En estas circunstancias, si una superdislocación con "jogs" se mueve, producirá tubos de A.P.B. como se indica en la figura 11. Por lo tanto será necesaria energía adicional para la formación de estos tubos. Esta energía, de acuerdo con los autores, es:

$$E_{\text{Tubo}} = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right) G b^2$$

donde

λ = relación existente entre el ancho del tubo y la separación de las superparciales.

G = módulo de corte

b = vector de Burger

Esta energía es independiente del grado de orden y del tamaño de dominio. Si η es la densidad lineal de "jogs" en las superdislocaciones, el esfuerzo de fluencia (τ_0) de una estructura ordenada está dado, de acuerdo con Vidoz y Brown (10), por

$$\tau_0 = \tau_D + \Delta\tau$$

donde τ_D es el esfuerzo de fluencia de la aleación desordenada y $\Delta\tau = \frac{\eta\lambda}{8\pi} Gb$ es la contribución al esfuerzo de fluencia debido a la formación de los tubos de antifase. Este término no depende del tamaño de dominio y grado de orden y solamente depende de la temperatura a través del módulo de corte y vector de Burger.

Teoría de Kear.

Basándose en observaciones de microscopía electrónica realizadas en Cu_3Au , Kear (14) ha propuesto un modelo de deformación para estructuras ordenadas. Los anillos de dislocaciones,

de acuerdo con el autor, se observan alargados en la dirección del vector de Burger. Este efecto lo explica en función de la facilidad para el deslizamiento cruzado sobre los planos cúbicos del cristal de los segmentos con orientación de hélice. Este proceso, indica Kear, es favorable pues la energía de anti fase es menor en estos planos cúbicos que en los de deslizamiento y por ende la superdislocación reduce así su energía. En este modelo el endurecimiento por trabajado de las superestructuras se explica por medio de la energía extra que es necesario suministrar para arquear, entre los puntos de anclaje debidos al deslizamiento cruzado, los segmentos de orientación de borde que permanecen en el plano de deslizamiento.

El esfuerzo de fluencia es dado por:

$$\tau = \tau_F + \tau_C$$

donde τ_F es un esfuerzo friccional y $\tau_C \approx Gb/L$ es el esfuerzo crítico necesario para arquear los segmentos de borde. G es el módulo de corte, b el vector de Burger y L la longitud promedio de los segmentos de borde. Para tener en cuenta los valores experimentales del endurecimiento por trabajado, L debería decrecer cuando aumenta la deformación. Esto parece estar de acuerdo con las observaciones experimentales que muestran mayor número de dislocaciones hélice a medida que aumenta la deformación en el estado II.

VI.- DISCUSION

De los diversos artículos experimentales que han sido resumidos brevemente en la sección IV, se pueden extraer algunas conclusiones generales que deberían ser explicadas por cualquier teoría propuesta para la deformación de las superestructuras.

En el transcurso de esta discusión estos principales hechos experimentales se discuten y se analiza como las teorías existentes pueden explicar estas observaciones.

1. Es sabido que la deformación plástica destruye el orden de largo alcance (ver bibliografía 7). La destrucción del O.L.A. implica deslizamiento en una apreciable porción de los planos de deslizamiento del cristal.

El modelo propuesto por Flinn (6) y el de Vidoz y Brown (10) se basan en la producción de nuevos límites de dominio por las superdislocaciones móviles. En el primer caso las superdislocaciones, al cortar los L.D.A. existentes, incrementan su área. En el segundo, las superdislocaciones dejan en su camino tubos de desorden. Ambos mecanismos pueden entonces dar cuenta de la disminución del orden producida por la deformación.

Los resultados experimentales de Kear (14) muestran evidencias de la existencia de nuevos segmentos de L.D.A. creados por el deslizamiento, los cuales, de acuerdo al autor, pueden ser producidos por el mecanismo propuesto por Vidoz y Brown (10). Esta observación fué realizada en monocristales parcialmente ordenados y las probetas usadas mostraban deslizamiento en el sistema conjugado.

En las observaciones que Kear (14) realizó en material totalmente ordenado, debido quizá a la orientación de los cristales, no se observó deslizamiento en el sistema conjugado. Desafortunadamente, la única micrografía que muestra Kear de la estructura de dominios del cristal totalmente ordenado luego de deformación, es la de una probeta deformada hasta la fractura. Debido a la gran distorsión es muy difícil observar la existencia de segmentos de límites de antifase como los que presenta el autor para el caso parcialmente ordenado.

2. Las marcas superficiales producidas por la deformación en las aleaciones ordenadas son notoriamente distintas de las del mismo material desordenado. Deslizamiento homogéneo con líneas de deslizamiento finas y cercanamente espaciadas es característica del modo de deformación de las estructuras ordenadas, y deslizamiento inhomogéneo con anchas líneas de deslizamiento muy espaciadas entre sí se observa en el caso del material desordenado. La aleación desordenada muestra una separación entre líneas al azar (espaciado promedio en Ni_3Mn 3000 Å medido por Marcinkowski y Miller (8), una altura de escalones que varía hasta un máximo de alrededor 6000 Å en la mayoría de las estructuras f.c.c. que han sido analizadas (Taoka et. al. (23)). Deslizamiento cruzado y en planos que intersectan es observado fácilmente en cualquier rango de deformación en policristales (23, 13). Algunos autores (2, 6, 8, 15a) sugieren que las "bandas" anchas de deslizamiento observadas en aleaciones desordenadas son debidas a la presencia de orden de corto alcance. Este orden local puede destruirse en el plano de deslizamiento por medio del pasaje de unas pocas dislocaciones (24). Una vez destruido, las dislocaciones pueden moverse en el plano de deslizamiento con mayor facilidad. Planos vecinos deberían también ser afectados por esta disminución en el orden de corto alcance, lo que dará lugar a la activación de deslizamiento en ellos. Este efecto se propaga hacia los segmentos planos vecinos inmediatos y por ende podría dar cuenta de las marcas gruesas y localizadas observadas. La configuración de dislocaciones en Cu_3Au desordenado fué observada por Kear (14) con la técnica de películas delgadas en microscopio electrónico. Este autor concluye que existe concordancia entre sus observaciones experimentales y el modelo de Seeger (25) basado en el apilamiento de dislocaciones en los planos principales de deslizamiento.

Las observaciones de réplica realizadas por Taoka et. al. (23) en Cu_3Au , Ni_3Fe , Ni_3Mn , Pt_3Co y Cu_3Pd en estado ordenado muestran líneas de deslizamiento separadas aproximadamente 300 Å o menos entre sí con una altura de escalones de alrededor de

100 Å. No hay evidencia de deslizamiento cruzado, y deslizamiento en planos que intersectan solamente se observa cuando el material ha sido fuertemente deformado (Vidoz et. al. (13) muestran en Ni_3Fe ordenado cerca de la factura, deslizamiento en planos que intersectan).

Las marcas superficiales producidas por deformación en estructuras ordenadas no tienen explicación posible con el modelo propuesto por Flinn (6). Este modelo se basa en la existencia de deslizamiento múltiple para dar cuenta de la reducción del tamaño de dominio. Las observaciones de las marcas de deslizamiento no muestran evidencias de deslizamiento múltiple, resultado que ha sido confirmado por las observaciones de microscopía electrónica de Kear (14). La falta de deslizamiento múltiple es también un argumento en contra de las ideas originales de Vidoz y Brown (10) aunque en el modelo de estos autores la foresta ya existente puede tener una actuación importante al producir "jogs" en las superdislocaciones móviles. Pero, aún así, si este bosque no aumenta en densidad será imposible explicar, usando el modelo de "jogs", el rápido endurecimiento por trabajado de los cristales ordenados.

Sin embargo, en el artículo de Vidoz y Brown (10) los autores han usado para la densidad de "jogs" (n) una relación dada por Hirsch (26) en lo cual n es aproximadamente igual a la raíz cuadrada de la densidad de población en el bosque (ρ_F). La fórmula de Hirsch (26) fue obtenida solamente para el caso de "jogs" que producen vacancias y usando un término negativo que considera la probabilidad de aniquilación de estos.

En el caso del modelo de tubos de Vidoz y Brown, esta dependencia de n con ρ_F no es aplicable. No solamente los "jogs" de vacancias sino todos los "jogs" contribuyen a la formación de tubos. Por otra parte, la aniquilación es menos probable dado que el movimiento lateral de los "jogs" es dificultado por los L.D.A. a los que están unidos.

ρ_F Sin embargo, es posible derivar una relación entre n y ρ_F para el caso particular del modelo de Vidoz y Brown.

Consideremos N el número de "jogs" producidos en un anillo de superdislocación de radio r y ρ_F la densidad de foresta que intersecta dicho anillo. Como cada "jog" en la superdislocación da lugar a la formación de un tubo de antifase, podemos pensar en N como el número de tubos que forma el anillo de superdislocación. La variación en el número de tubos cuando el anillo de superdislocación crece, estará dada por:

$$\frac{dN}{dr} = 2\pi k_2 \rho_F r - \frac{N}{r} \quad (2)$$

El primer término considera la creación de tubos. El factor $k_2 \approx 2/3$ tiene en cuenta que solamente parte del bosque intersecta para formar "jogs" (26). El segundo término de la

fórmula (2) considera la aniquilación de los tubos. Los "jogs" en cada superparcial tratarán de alinearse debido a la tensión superficial del L.D.A. del tubo. Consideramos que luego de una distancia r los "jogs" están alineados y el tubo desaparece.

La solución de la ecuación diferencial (2) es:

$$\eta(r) = k_2 \int_F \frac{r}{r} (r - r') + (\eta_0 - k_2 \int_F \frac{r^2}{r}) e^{-\frac{r}{r}} \quad (3)$$

en la cual hemos usado $\eta(r) = \frac{N(r)}{2\pi r}$ como la densidad lineal de tubos.

Usando esta expresión vamos a mostrar que es solamente necesario un pequeño incremento en \int_F para explicar con el modelo de Vidoz y Brown los resultados experimentales. Suponiendo que el endurecimiento extra producido por el ordenamiento es totalmente debido al modelo de tubos, tenemos:

$$\frac{d\Delta\tau}{d\varepsilon} = \frac{d\Delta\tau}{d\eta} \frac{d\eta}{d\int_F} \frac{d\int_F}{d\varepsilon} \quad (4)$$

donde $\Delta\tau$ es la diferencia en esfuerzo, para una deformación dada, entre el material ordenado y desordenado (ver bibliografía 10). Usando los coeficientes de endurecimiento de la zona lineal del ensayo de monocristales de Cu_3Au ordenadas y desordenadas obtenidas por Kear (14), tenemos:

$$\frac{d\Delta\tau}{d\varepsilon} = \frac{G}{\alpha} \quad \text{con } \alpha \approx 750$$

y de E_{Tubo} (sección V) obtenemos:

$$\frac{d\Delta\tau}{dn} = \frac{(\lambda)}{\pi} Gb$$

De la ecuación (3) en la cual usamos para r la distancia de deslizamiento de las dislocaciones (L) y suponiendo que la distancia de recombinación r es menor que L , por ejemplo $r = L/50$ encontramos que $\frac{d\int_F}{dn}$ es aproximadamente igual a $70/L$.

Finalmente nuestra ecuación (4) resulta:

$$\frac{d\int_F}{d\varepsilon} = \frac{70\pi}{\lambda\alpha b} \frac{1}{L} \quad (5)$$

Usando valores típicos para L en Cu_3Au obtenemos:

$$\rho_{\text{P}} = \rho_{\text{F0}} + 5 \times 10^9 \text{ } \epsilon \quad (6)$$

donde ρ_{F0} es la densidad inicial de foresta.

Esto significa que para una deformación de 0,50 la densidad de foresta aumenta hasta aproximadamente 2×10^9 . Este valor es pequeño comparado con la densidad de dislocaciones medidas por Kear (14) en monocristales luego de deformaciones semejantes.

Puede notarse que para el caso en que la distancia de recombinación es menor que la distancia de deslizamiento de las superdislocaciones, el aumento de foresta necesario para la aplicación del modelo de Vidoz y Brown (10) es tan pequeño que puede no ser observado experimentalmente. Puede concluirse que mientras el mecanismo de Flinn (6) necesita de extenso deslizamiento secundario, el modelo de Vidoz y Brown (10) solamente requiere un pequeño aumento de la densidad de bosque que podría ser producido, por ejemplo, por el relajamiento de los esfuerzos producidos en los apilamientos existentes en el sistema primario de deslizamiento.

3. Se ha observado que la estructura ordenada del Mg_3Cd no muestra ninguna diferencia apreciable en el endurecimiento por deformación de comparación con el mismo material desordenado (15d), y que los cristales ordenados muestran deslizamiento en los planos basales y prismáticos. Este resultado está de acuerdo con las predicciones de Marcinkowski (22) referente al modo de deslizamiento de las estructuras DO_{19} . Este último autor sugiere que el deslizamiento en los planos basales se efectúa de igual forma que en los cristales f.c.c. ordenados, es decir por medio de cuatro dislocaciones parciales del tipo $(1/6) a_0 \langle 10\bar{1}0 \rangle$ que forman una unidad.

En el caso de los planos prismáticos $\{10\bar{1}0\}$ se piensa que el deslizamiento ocurre por el movimiento de dislocaciones simples del tipo $(1/2) a_0 \langle 1\bar{2}10 \rangle$. Estas dislocaciones no crean desorden en su camino (con respecto a los vecinos cercanos) y por ende no es necesaria la existencia de superdislocaciones en los planos prismáticos. Resulta difícil explicar el extraño comportamiento mecánico del Mg_3Cd ordenado utilizando el modelo de Flinn (6). Como Mg_3Cd presenta una estructura de dominios estables y las superdislocaciones deben cortar los límites de estos dominios, se debería esperar, usando el mecanismo de Flinn, un comportamiento similar a las otras estructuras ordenadas. Sin embargo, si usamos el modelo de tubos de Vidoz y Brown (10) se puede proponer una explicación sencilla: los vectores de Burgers de las dislocaciones en planos prismáticos están contenidos en el plano basal. Por ende, no se formarán "jogs" en las superdislocaciones del plano basal por intersección. Por otra parte, aquellos "jogs" que puedan formarse en las dislocaciones de los planos prismáticos no contribuirán al endurecimiento por trabajado debido a que estas dislocaciones no producen en su movimiento L.D.A.

Como regla general, se puede proponer que en todos aquellos casos en los cuales las dislocaciones de sistemas intersecantes tienen sus vectores de Burger contenidos en el plano de deslizamiento de las superdislocaciones, no se debe esperar efecto alguno producido por el modelo de Vidoz y Brown.

4. Cohen y Bever (7) han medido la energía almacenada durante la deformación de Cu_3Au ordenado. Ellos obtienen un valor de $1,2 \times 10^8 \text{ erg/cm}^3$ para una deformación real de 0,26. Este valor de energía almacenada es aproximadamente igual a la diferencia de energía entregada al sistema durante la deformación de una probeta ordenada y otra desordenada de Cu_3Au (deformados igual valor). De los resultados de Vidoz et. al. (13) esta diferencia ha sido calculada y da un valor de $1,3 \times 10^8 \text{ erg/cm}^3$. En el modelo de Vidoz y Brown (10) esta energía adicional es entregada al sistema para la producción de los tubos de L.D.A. por lo cual debe permanecer almacenada en el material de acuerdo con las observaciones experimentales de Cohen y Bever.

5. Vidoz et. al. han mostrado que el endurecimiento por trabajado de soluciones sólidas f.c.c. ordenadas aumenta cuanto mayor es la deformación previa. Este efecto fué observado en Ni_3Fe , Cu_3Au y Au_3Cu . La figura 12 muestra esta dependencia del endurecimiento por trabajado con la deformación previa para Ni_3Fe .

Usando las ideas de Flinn (6) debemos esperar que todo aumento en el endurecimiento por trabajado sea acompañado por un aumento proporcional del esfuerzo de cesión del material (ambas propiedades se explican con el mismo mecanismo y dependen fuertemente del tamaño de dominio). De los resultados de Vidoz et. al. (13) (figura 12) puede verse que el endurecimiento por trabajado de muestras predeformadas se comporta, al ordenarse el material, en forma completamente distinta que el esfuerzo de cesión. Es por ello que podemos concluir que el mecanismo de Flinn (6) no explica la dependencia del endurecimiento por trabajado en muestras ordenadas con la predeformación como ha sido observado por Vidoz et. al. (13). Con el mecanismo de Vidoz y Brown (10) hay una posible explicación para este efecto: El tratamiento térmico dado para ordenar las muestras predeformadas resulta en una redistribución de las dislocaciones y disminuye el número de dislocaciones móviles (ver bibliografía 6). Cuando el ensayo se reinicia, nuevas fuentes deben ser activadas y las superdislocaciones emitidas por estas fuentes estarán libres de "jogs". Por ende, no actuará sobre ellas ninguna fuerza debida a la formación de tubos. El esfuerzo de cesión debería ser más bajo que el esfuerzo de fluencia (para igual deformación total) del material inicialmente ordenado en el cual las dislocaciones tienen una concentración de equilibrio de "jogs".

Quando la deformación continua, la concentración de "jogs" en las superdislocaciones frescas aumenta debido a la intersec

ción con el bosque. Luego de una cierta deformación ($\Delta \epsilon$) las superdislocaciones móviles obtendrán la concentración de equilibrio de "jogs" (consistente con la densidad de foresta), y el esfuerzo de fluencia se hará aproximadamente igual al del material inicialmente ordenado para el mismo valor total de deformación. Entonces, el esfuerzo de fluencia debe aumentar muy rápidamente con la deformación durante este movimiento $\Delta \epsilon$, mostrando el material un muy rápido endurecimiento por trabajado como ha sido observado por Vidoz et. al. (13).

La deformación necesaria para que las superdislocaciones alcancen su concentración de equilibrio de "jogs" está dada aproximadamente por:

$$\Delta \epsilon = \rho_m \cdot b \cdot L$$

donde ρ_m es la densidad de superdislocaciones móviles, L la longitud de líneas de deslizamiento y b , como es usual, el vector de Burger. Usando para ρ_m un valor de 10^9 cm^{-2} y $L \approx 2 \times 10^{-4} \text{ cm}$ hallamos $\Delta \epsilon \approx 0.05$. Este valor de $\Delta \epsilon$ es similar a los incrementos de deformación, observados por Vidoz et. al. (13), en los cuales el esfuerzo de fluencia de un material ordenado luego de predeformación, alcanza el esfuerzo de fluencia del material inicialmente ordenado (ver figura 12).

Como la longitud de las líneas de deslizamiento (L) disminuye con la deformación, también decrecerá el valor de $\Delta \epsilon$. Por ende, a mayor predeformación que se de a la probeta menor será el incremento $\Delta \epsilon$ en el cual el esfuerzo de fluencia alcanzará su valor de equilibrio. De esta manera se explica también la dependencia del endurecimiento por trabajado con la predeformación.

VII.- CONCLUSIONES

De la discusión anterior se concluye que el modelo de Flinn (6) para la deformación de estructuras ordenadas no puede describir adecuadamente los resultados experimentales.

Una modificación del mecanismo de Vidoz y Brown (10) que consiste en la reformulación de la dependencia de la densidad lineal de "jogs" con la deformación para el caso de las estructuras ordenadas, hace que este modelo sea adecuado para explicar los datos experimentales.

Con el presenta estado de la información experimental resulta muy difícil decidir entre uno u otro mecanismo propuestos.

Más información experimental es necesaria en el campo de las propiedades mecánicas de las aleaciones ordenadas. Observaciones de la estructura de dominios luego de deformación serán muy provechosas.

TERMINOLOGIA UTILIZADA

Daremos a continuación una lista de los términos técnicos más usados en el texto de este artículo con su correspondiente traducción inglesa:

Punto de cesión	Yield point
Esfuerzo de cesión	Yield stress
Esfuerzo de fluencia	Flow stress
Resistencia de fluencia	Flow strength
Endurecimiento por trabajado	Work hardening
Dominio de antifase (D.A.F.)	Antiphase domain (A.P.D.)
Límite de dominio de antifase (L.D.A.).....	Antiphase domain boundary (A.F.B.)
Marcado superficial	Surface markings
Líneas de deslizamiento	Slip lines
Plano de deslizamiento	Slip plane
Deslizamiento cruzado	Cross-slip
Deslizamiento múltiple	Multiple slip
Deslizamiento conjugado	Conjugate slip
Sistema de deslizamiento conjugado	Conjugate system
Salto en la línea de una dislocación de un plano cristalográfico a otro	jog

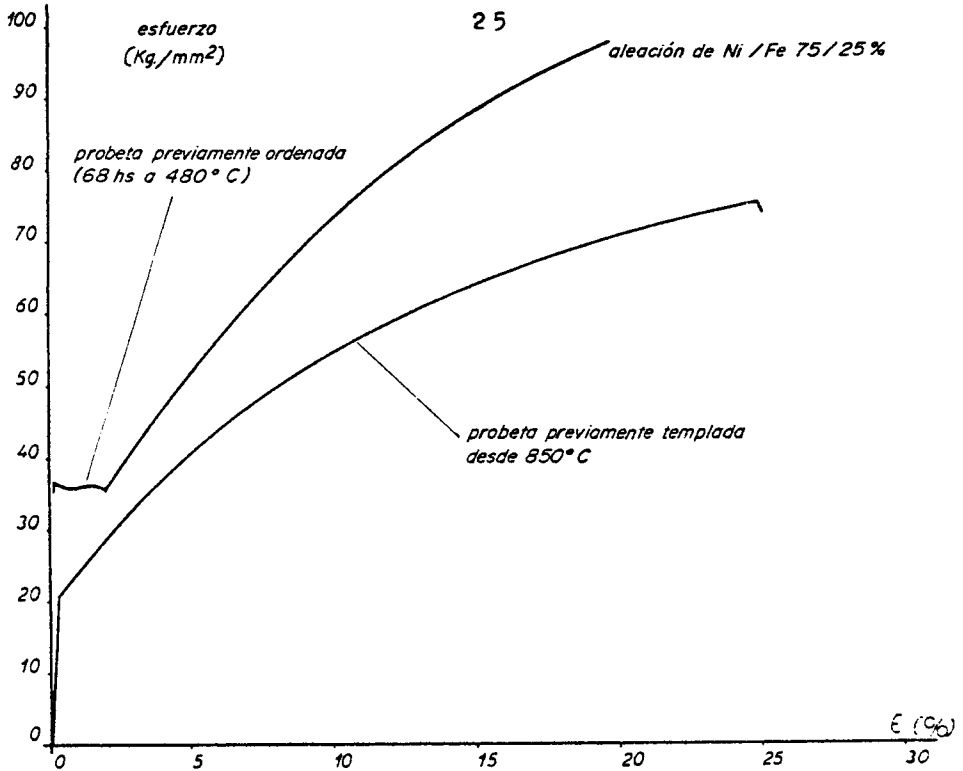


Figura 1 - Curva de esfuerzo-deformación para Ni₃Fe ordenado y desordenado (Vidoz y Brown (10)).³

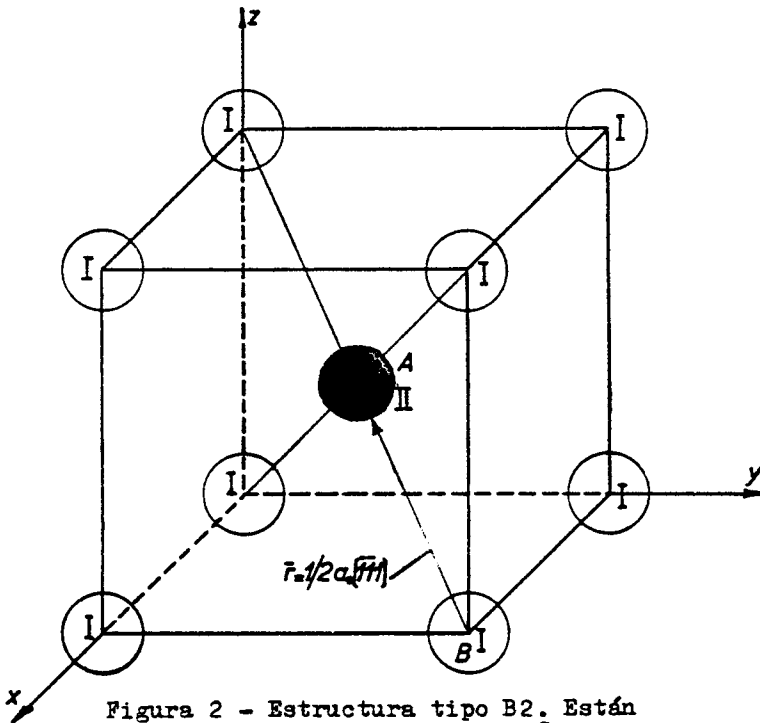


Figura 2 - Estructura tipo B2. Están indicados los vectores \vec{r} .

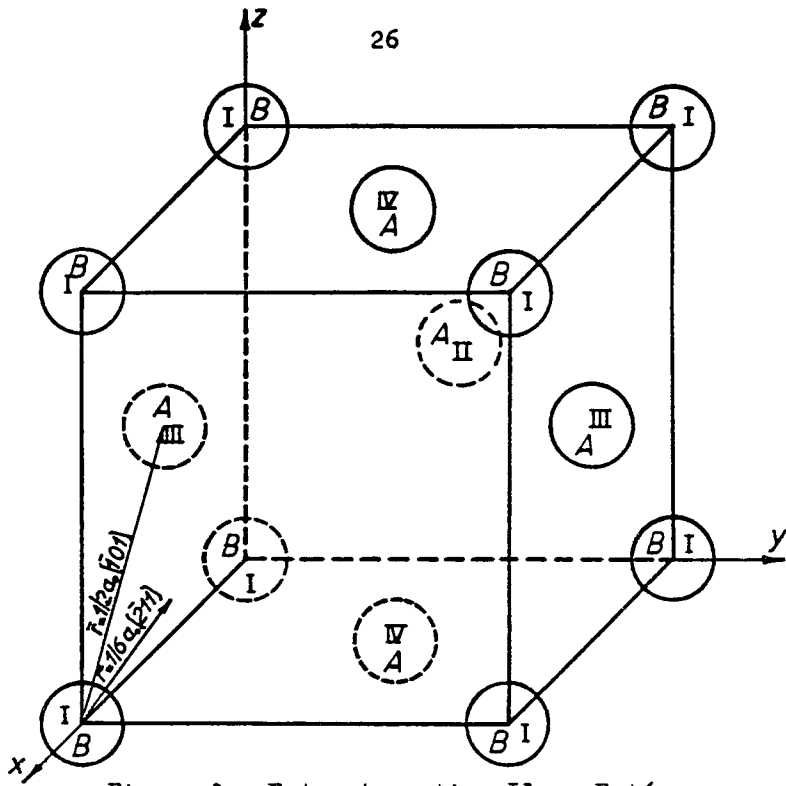


Figura 3 - Estructura tipo L₂. Están indicados los vectores \vec{r} .

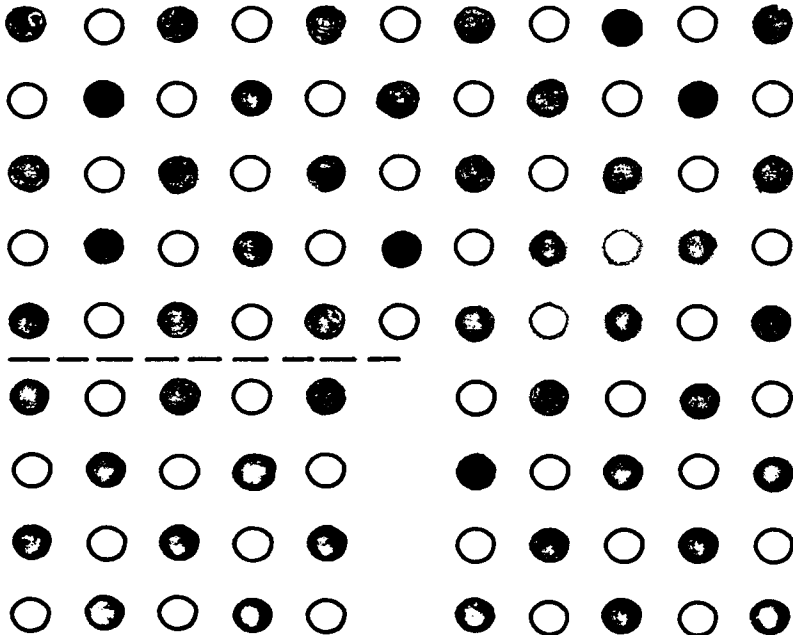


Figura 4 - Ilustración de un L.D.A. unido a una dislocación en una superestructura.

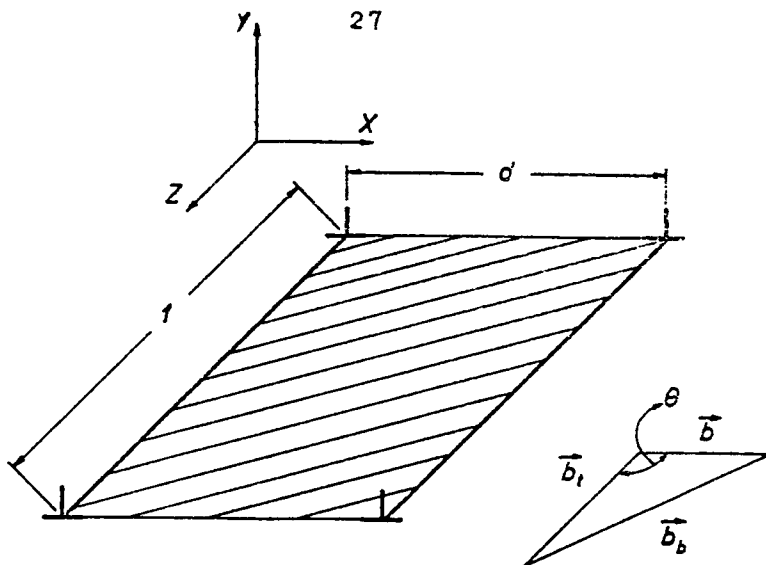


Figura 5 - Ilustración de dos superparciales separados por su correspondiente L.D.A.

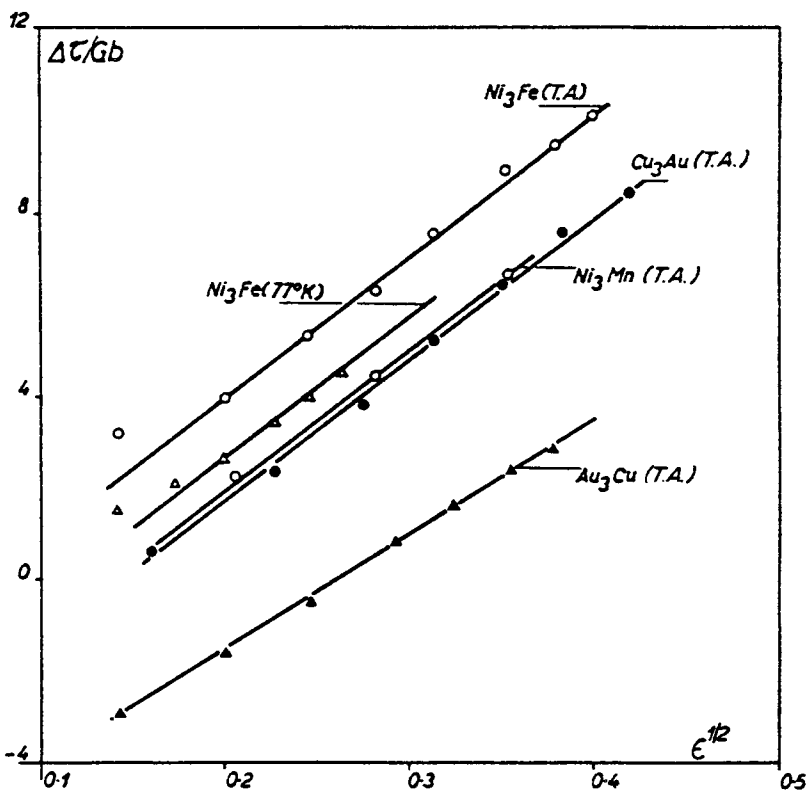


Figura 6 - Diferencia del esfuerzo de fluencia normalizado $\Delta\tau/Gb$ entre la aleación ordenada y desordenada como función de la deformación a la 1/2 (Vidoz et. al. (13)).

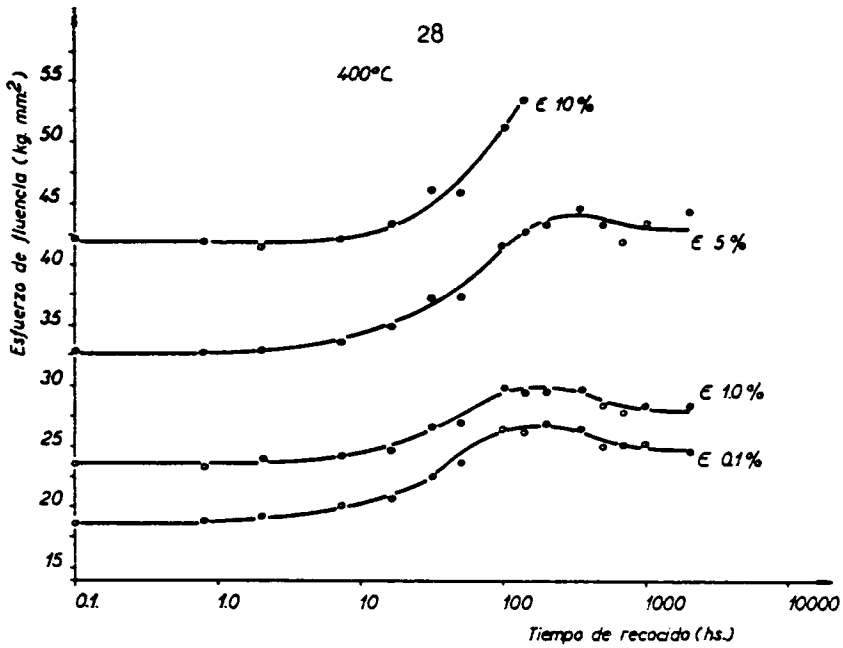


Figura 7- Esfuerzo de fluencia como función del tiempo a 400 °C para las deformaciones indicadas (Marcinkowski y Miller (8)).

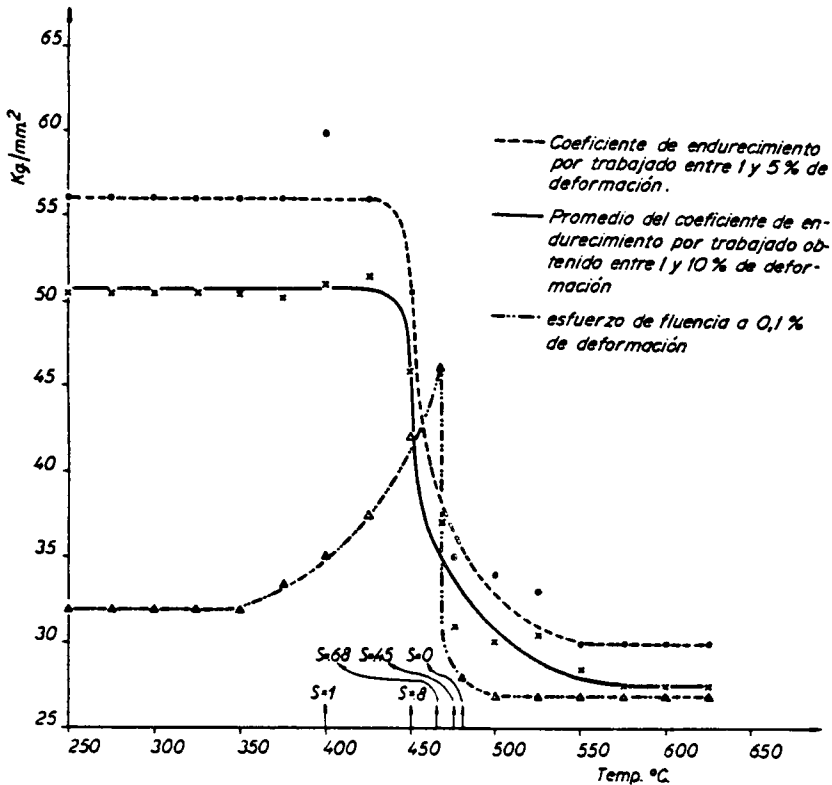


Figura 8 - Endurecimiento por trabajado como función de la temperatura de templado de las muestras. Se indica también el esfuerzo de fluencia para 0.1% deformación (extractado de Marcinkowski y Miller (8)).

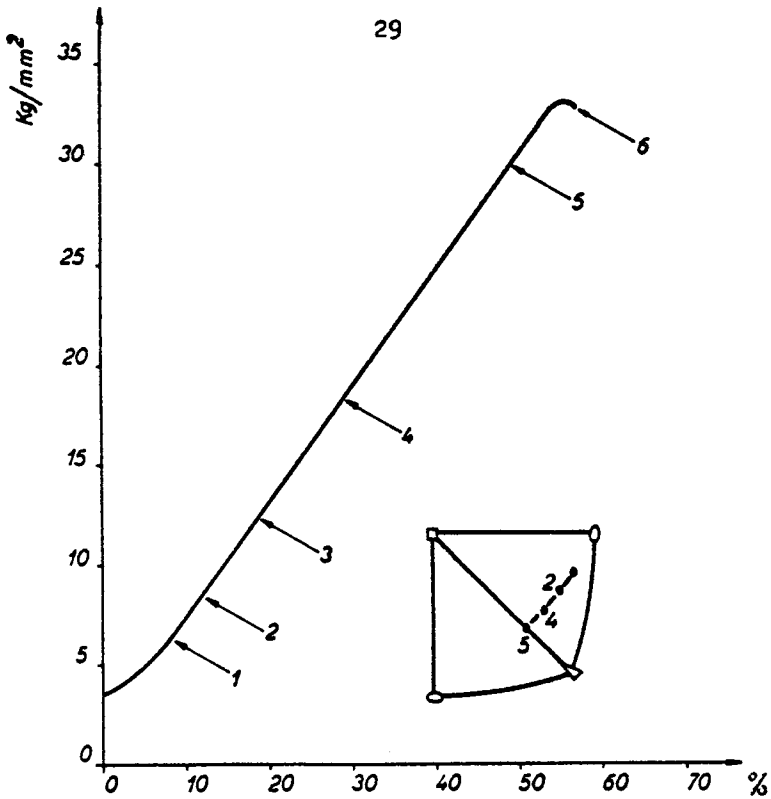


Figura 9 - Curva de esfuerzo-deformación (esfuerzo de corte) para monocristal de Cu_3Au ordenado ($S=1$) (Kear (14)).

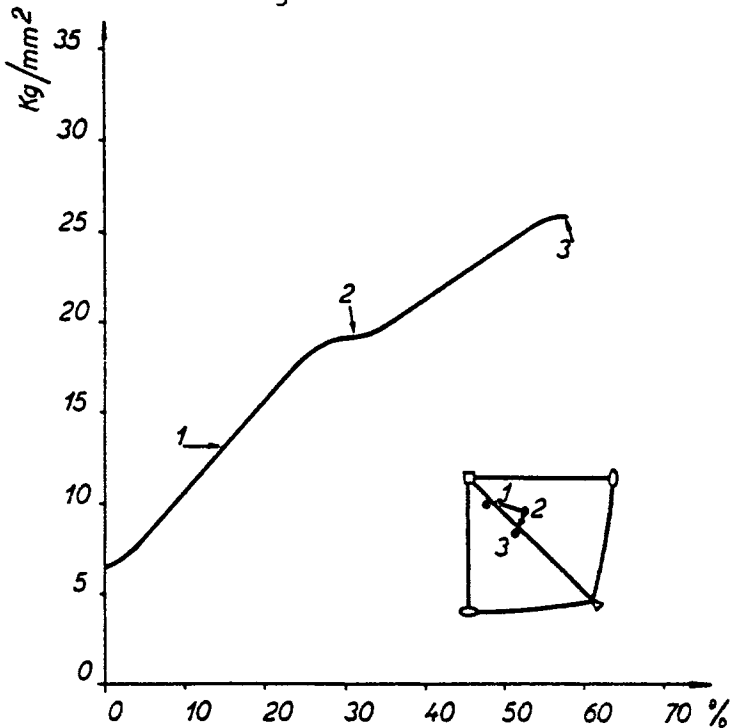


Figura 10 - Curva de esfuerzo de corte - deformación para monocristales de Cu_3Au parcialmente ordenados ($S=0.8$) (Kear (14)).

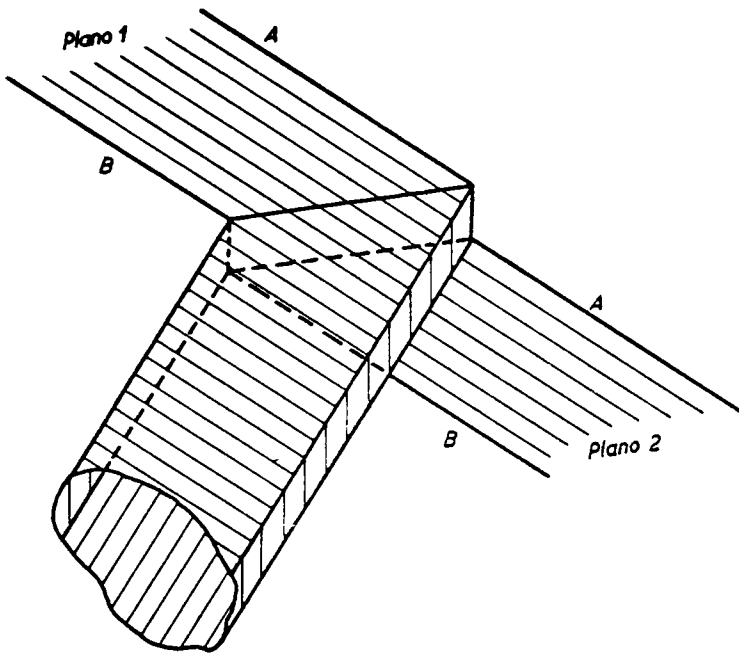


Figura 11 - Tubo de L.D.A. producido por una superdislocación (Vidoz y Brown (10)).

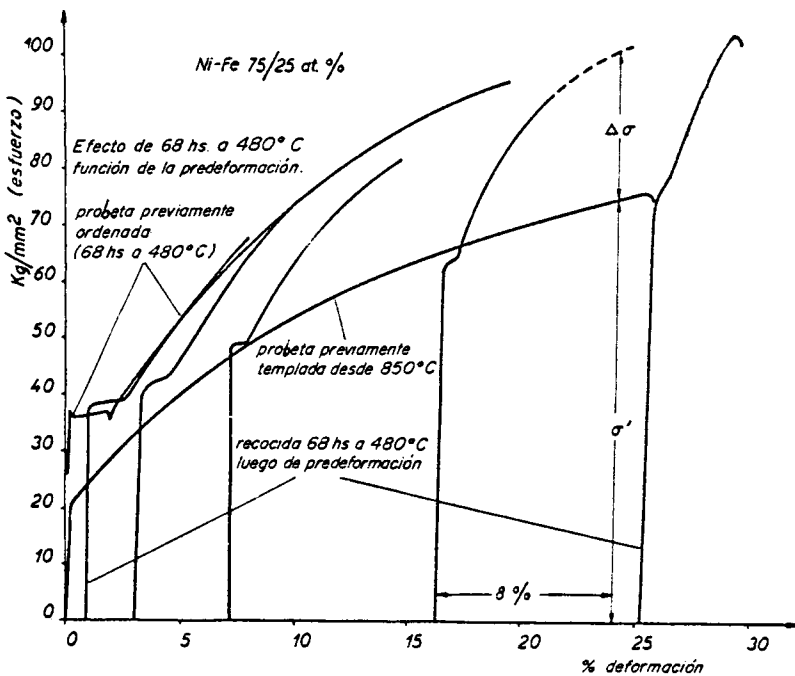


Figura 12 - Curvas de esfuerzo-deformación para Ni₃Fe. Véase el efecto de la predeformación en el endurecimiento por trabajo bajado (Vidoz et. al. (13)).

BIBLIOGRAFIA

1. SACHS, G. y WEERTS, J. - Z. Phys., 67, (1931) 507.
2. COTTRELL, A.H. - Relation of Properties to Microstructure, A.S.M. (1953) 151.
3. BIGGS, W.D. y BROOM, T. - Phil. Mag., 45 (1954) 246.
4. ARDLEY, G.W. - Acta Met., 3, (1955) 525.
5. BROWN, N. - Mechanical Properties of Intermetallic Compound, Wiley (1959) 177.
6. FLINN, P.A. - Trans. AIME, 218 (1960) 145.
7. COHEN, J.B. y BEVER, M.B. - Trans. AIME, 218 (1960) 155.
8. MARCINKOWSKI, M.J. y MILLER, D.S. - Phil. Mag., 6 (1961) 871.
9. LAWLEY, A.; VIDOZ, A.E. y CAHN, R.W. - Act. Met., 9 (1961) 287.
10. VIDOZ, A.E. y BROWN, L.N. - Phil. Mag. 7 (1962) 1167.
11. KEAR, B.H. - Trans. AIME, 224 (1962) 669.
12. HORDON, M.J. - Trans. AIME, 227 (1963) 261.
13. VIDOZ, A.E.; LAZAREVIC, D.P. y CAHN, R.W. - Act. Met., 11 (1963) 17.
14. KEAR, B.H. - The Franklin Institute - Phil.-Penna - Report F-A 2182 (1963).
15. DAVIES, R.G. y STOLOFF, N.S. - a) Ford Motor Co. Report SL 63-52 (1963); b) Act. Met., 11 (1963) 1347; c) Trans. AIME to be published; d) Act. Met., 11 (1963) 1187.
16. KOSTER, W. - Z. Metallkde., 32, (1940) 145.
17. KOSTER, A. y GMOHLING, W. - Z. Metallkde., 51 (1960) 385.
18. SUMINO, K. - Sci. Rep. Res. Instr. Tohoku Univ. A, 10 (1958) 283.
19. MARCINKOWSKI, M.J. y BROWN, N. - J. App. Phys. 32, (1961) 375.
20. MARCINKOWSKI, M.J.; BROWN, N. y FISHER, R.M. - Act. Met., 9, (1961) 129.

21. KEAR, B.H. y WILSDORF, H.G.F.- Trans. AIME 224(1962) 283.
22. MARCINKOWSKI, M.J. - Electron Microscopy and Strenght of Crysstals Interscience, (1963) 333.
23. TAOKA, T.; YASUKOCHI, K. y HONDA, R.-Mechanical Properties of Intermetallic Compounds, Wiley (1959) 192.
24. COHEN, J.B. y FINE, M.E. - Le J. de Physique et Rad., 23, (1962) 749.
25. SEEGER, A. - Handbuch der Physik, VII/2 (1958).
26. HIRSCH, P.B.-Crystallographic Congress Cambridge Symposium (1960).
27. EWALD, P.P. y HERMANN, C. - Strukturbericht I, Akademische Verlagsgesellschaft M.B.H. - Leipzig.
28. BROWN, N. y HERMAN, M. - Trans. AIME, 206 (1956) 1353.

