

II Parte

Comportamiento Mecánico de Materiales **Plasticidad** : Dislocaciones y Fenómenos de Deslizamiento

Profesor: Donovan E. Díaz Droguett

Miércoles 17 de octubre de 2007

Discrepancia entre el límite de fluencia teórico y el observado en los cristales

■ Como resultado de la fuerza aplicada, los cristales han sido cizallados en cierto número de planos paralelos: planos basales (0002), los planos más compactos del cristal. Cuando ocurre este tipo de deformación se dice que el cristal experimenta un “*deslizamiento*”. Las Marcas visibles sobre la superficie se denominan “*líneas de deslizamiento*”, y el plano cristalográfico sobre el cual ha ocurrido el cizallado se llama “*plano de deslizamiento*”.

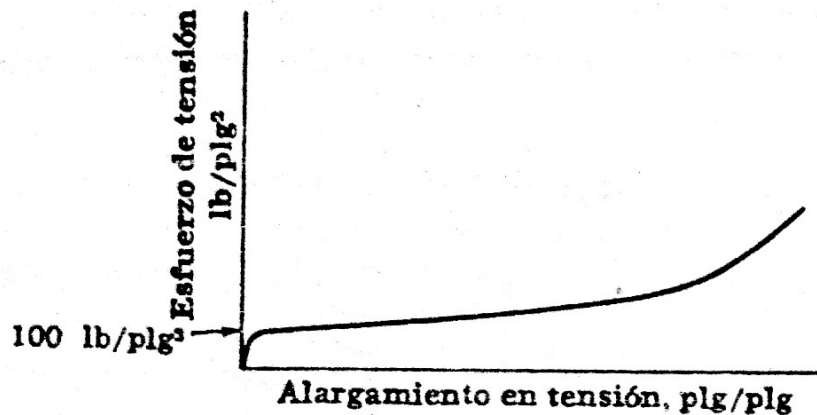


FIG. 4.1. Curva de tensión-deformación para un cristal de magnesio simple



FIG. 4.2. Líneas de deslizamiento sobre el cristal de magnesio

en un cristal.

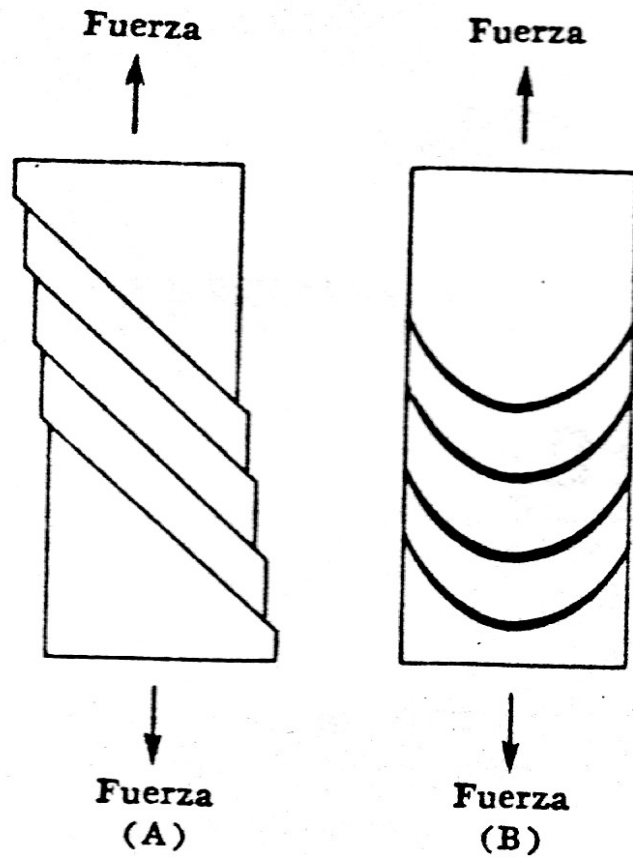


Fig. 4.3. (A) Vista esquemática aumentada de líneas de deslizamiento (vista lateral). (B) Vista esquemática aumentada de líneas de deslizamiento (vista frontal)

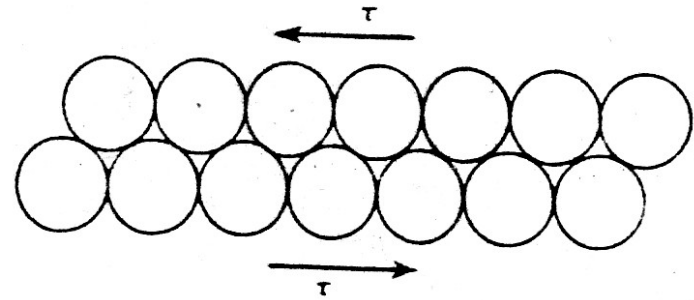


Fig. 4.4. Posición inicial de los átomos sobre un plano de deslizamiento

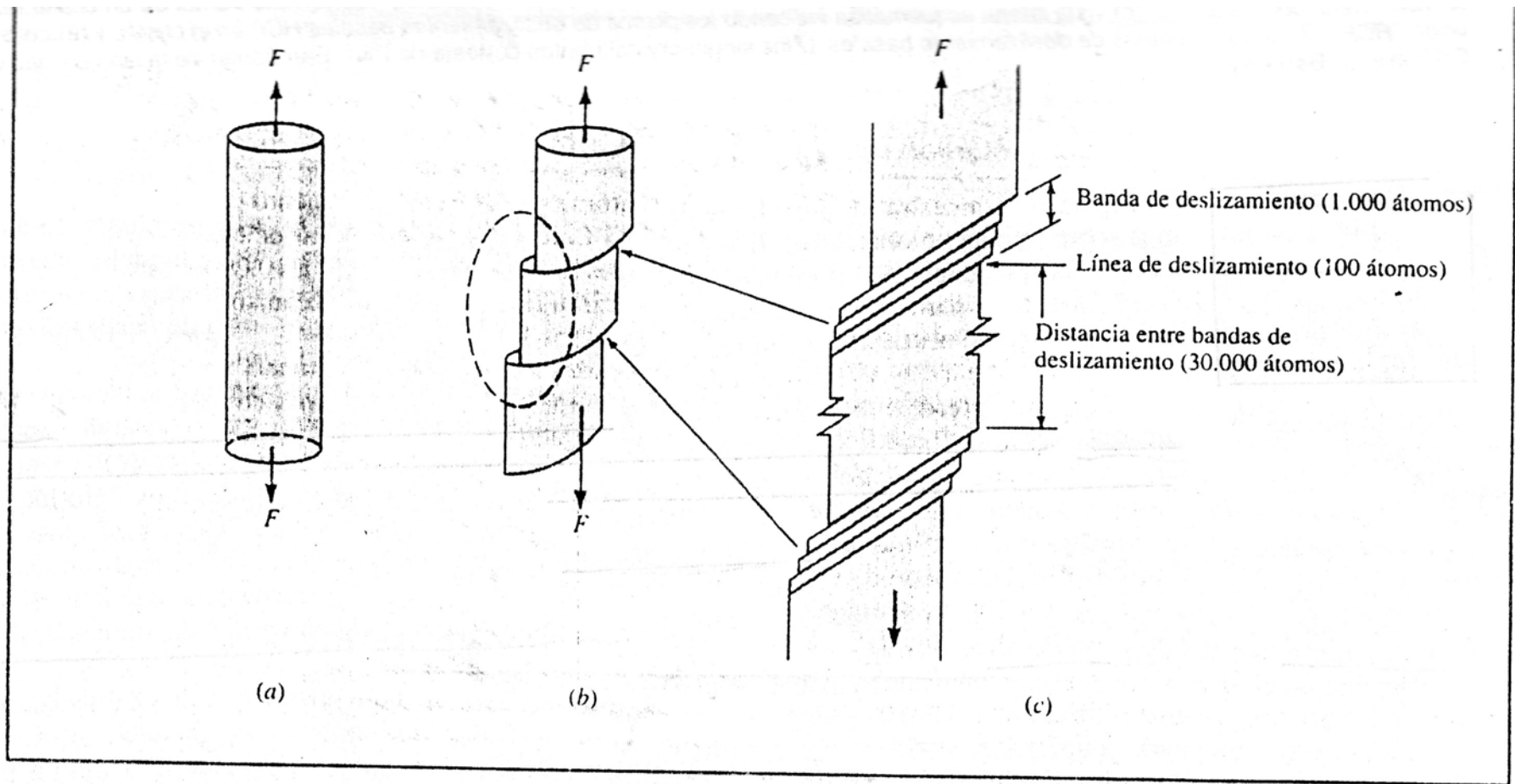


Figura 6.30. Formación de las líneas de deslizamiento y bandas de deslizamiento durante la deformación plástica de un monocristal de metal. (a) Barra cilíndrica de un metal monocristalino. (b) Deslizamiento causado por la deformación plástica debido a las fuerzas aplicadas a la barra. (c) Región aumentada mostrando las líneas de deslizamiento contenidas en las bandas de deslizamiento (esquemático). A bajos aumentos, las líneas de deslizamiento aparecen juntas como una única línea de la banda de deslizamiento, como se muestra en la Figura 6.29.

■ El esfuerzo cortante al cual comienza el flujo plástico en un cristal simple (monocristal) es asombrosamente pequeño cuando se le compara con la resistencia al corte teórico de un cristal perfecto (calculado en términos de las fuerzas cohesivas entre átomos).

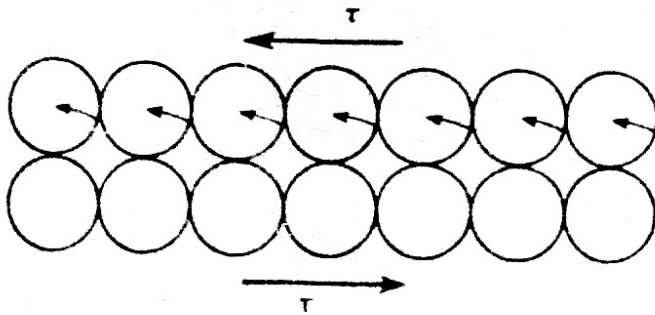


FIG. 4.5. El punto de caballete para el corte de un plano de átomos sobre otro

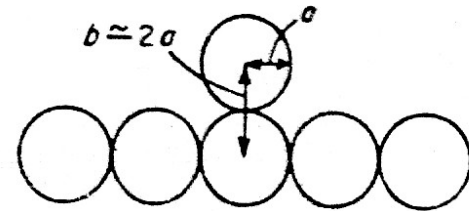


FIG. 4.6. El corte en el punto de caballete es aproximadamente a/b o $1/2$

■ Un corte de una distancia atómica requiere que los átomos del plano superior en la figura. 4.4 sean llevados a una posición equivalente a la de la figura. 4.5, después de lo cual se mueven espontáneamente hacia la siguiente posición de equilibrio. Para alcanzar el punto de caballete, se requiere un movimiento horizontal de cada átomo igual a un radio atómico. En la figura. 4.6 se muestra este movimiento. Como la separación entre los dos planos es el orden de dos radios atómicos, la deformación por esfuerzo cortante en el punto de caballete es aproximadamente igual a una mitad. Esto es,

$$\gamma = a / 2a = 1/2$$

En donde γ = deformación por esfuerzo cortante. En un cristal perfectamente elástico, la relación del esfuerzo cortante a la deformación por cizallamiento es igual al módulo de corte:

$$\tau / \gamma = \mu$$

en donde γ es la deformación por cizallamiento, τ es el esfuerzo cortante, y μ es el módulo de corte. Sustituyendo el valor $1/2$ para γ , la deformación por esfuerzo de corte, y el valor **2 500 000 lb/plg²** para μ , que es del orden de la magnitud del módulo de corte para el magnesio, obtenemos para τ el esfuerzo en el punto de caballete,

$$\tau = (2.5 * 10^6) / 2 = 10^6 \text{ lb/plg}^2$$

la relación del esfuerzo teórico para comenzar el corte del cristal al observado en un cristal real es, por lo tanto, aproximadamente

$$10^6/10^2 = 10.000$$

En otras palabras, el cristal se deforma plásticamente a tensiones de 1/10 000 de su resistencia teórica. En forma similar con otros metales, los cristales reales se deforman a pequeñas fracciones de sus resistencias teóricas (1/1 000 a 1/10 000).

DISLOCACIONES

■ La explicación de la discrepancia entre las cargas (esfuerzos) de deformación aparente y real descansa en el hecho de que los cristales no son perfectos sino que contienen defectos, como dislocaciones.

Las dislocaciones se crean en gran número ($\sim 10^6$ cm/cm³) al solidificarse el metal y cuando el cristal se deforma se crean muchas más, de manera que un cristal muy deformado puede contener valores tan altos de dislocaciones como 10^{12} cm/cm³.

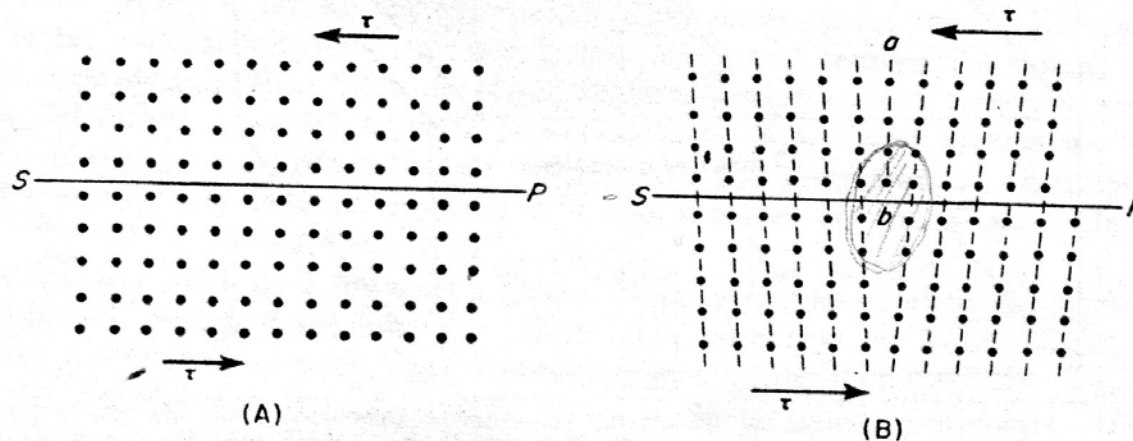
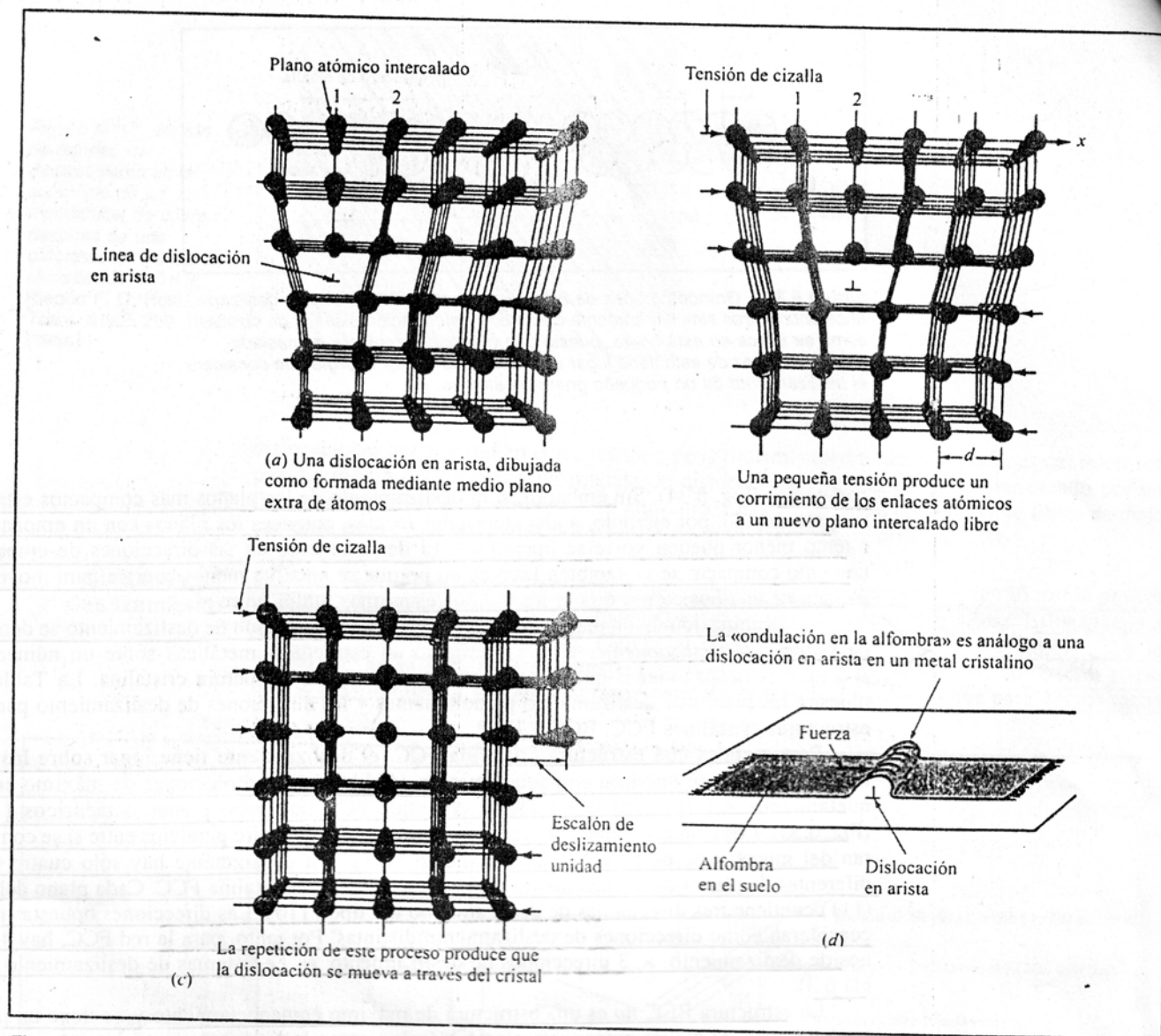


FIG. 4.10. Una dislocación de borde. (A) Un cristal perfecto. (B) Cuando el cristal es cizallado una distancia atómica sobre parte de la distancia S-P, se forma una dislocación de borde



La figura muestra esquemáticamente cómo una **dislocación en arista** puede producir una unidad de deslizamiento bajo una pequeña tensión de cizalla.

Se requiere una relativamente pequeña cantidad de tensión para el deslizamiento mediante este proceso puesto que sólo un pequeño grupo de átomos desliza sobre otros.

Figura 6.32. Ilustración esquemática de cómo una dislocación en arista produce un escalón unidad de deslizamiento bajo una pequeña tensión de cizalla. (a) Una dislocación en arista, representada mediante medio plano de átomos extra. (b) Una pequeña tensión causa un corrimiento de los enlaces atómicos para liberarse del nuevo plano interpuesto. (c) La repetición de este proceso hace que la dislocación se mueva a través del cristal. Este proceso necesita menos energía que el descrito en la Figura 6.30. (Según A. G. Guy, «Essentials of Materials Science», McGraw-Hill, 1976, pág. 153.) (d) Analogía de la «ondulación en la alfombra». Una dislocación se mueve a través de un metal cristalino durante la deformación plástica de forma similar a una ondulación que es empujada a lo largo de una alfombra sobre el suelo. En ambos casos se causa una pequeña cantidad de movimiento relativo por el escalón de la dislocación u ondulación, y por ello se gasta en este proceso una relativamente pequeña cantidad de energía.

PLANOS DE DESLIZAMIENTO Y DIRECCIONES DE DESLIZAMIENTO

Es un hecho experimental que en los cristales metálicos el deslizamiento, o corrimiento, ocurre preferentemente sobre los planos de elevada densidad atómica. Es una regla general que la separación entre los planos reticulares paralelos varía directamente con el grado de compacticidad 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 los más compactos. Significa más bien que las dislocaciones se mueven con mayor facilidad a lo largo de planos con espaciamiento amplio donde la distorsión reticular debida al movimiento de la dislocación es pequeña.

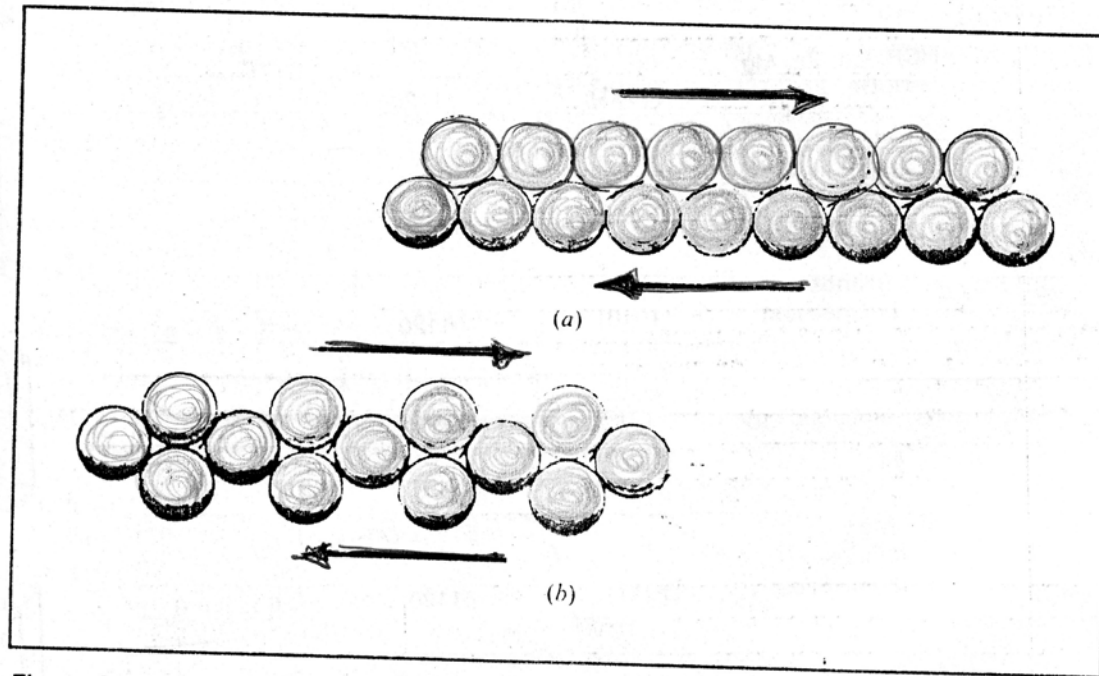


Figura 6.34. Comparación del deslizamiento atómico sobre (a) un plano de empaquetamiento compacto y (b) un plano de empaquetamiento no compacto. El deslizamiento se ve favorecido en el plano de empaquetamiento compacto debido a que se necesita menos fuerza para mover los átomos de una posición a la siguiente más cercana, como se indica por las pendientes de las barras de los átomos. Obsérvese que las dislocaciones se mueven un escalón de deslizamiento atómico cada vez. (Según A. H. Cottrell, «The Nature of Metals», Scientific American, 1967, pág. 48. Copyright © por Scientific American, Inc. Todos los derechos reservados.)

El deslizamiento no sólo tiende a 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 ocuriente a lo largo de direcciones compacta 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 estar sin cambio en la geometría de los átomos, esto es, debe ser retenida la simetría del cristal. El corte menor que puede llenar esta condición es igual a la distancia entre los átomos en una dirección compacta.

Para poder explicar este punto con mayor claridad, consideremos un modelo de bola dura de una estructura cristalina cúbica simple. La línea mn de la figura 4.37A es una dirección compacta. En la figura.4.37B, la mitad superior de la red ha sido cortada a la derecha por a , distancia atómica en dirección mn . El corte, por supuesto, no ha cambiado la estructura cristalina. Considérese ahora una dirección que no sea compacta elegida arbitrariamente, tal como Qr en la figura 4.37A . La figura4.37C muestra que un corte de c (la distancia entre centro de átomos en esta dirección) preserva también la red. Sin embargo, c y a igualan los respectivos tamaños de los vectores de a ($c= 1.414a$) 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

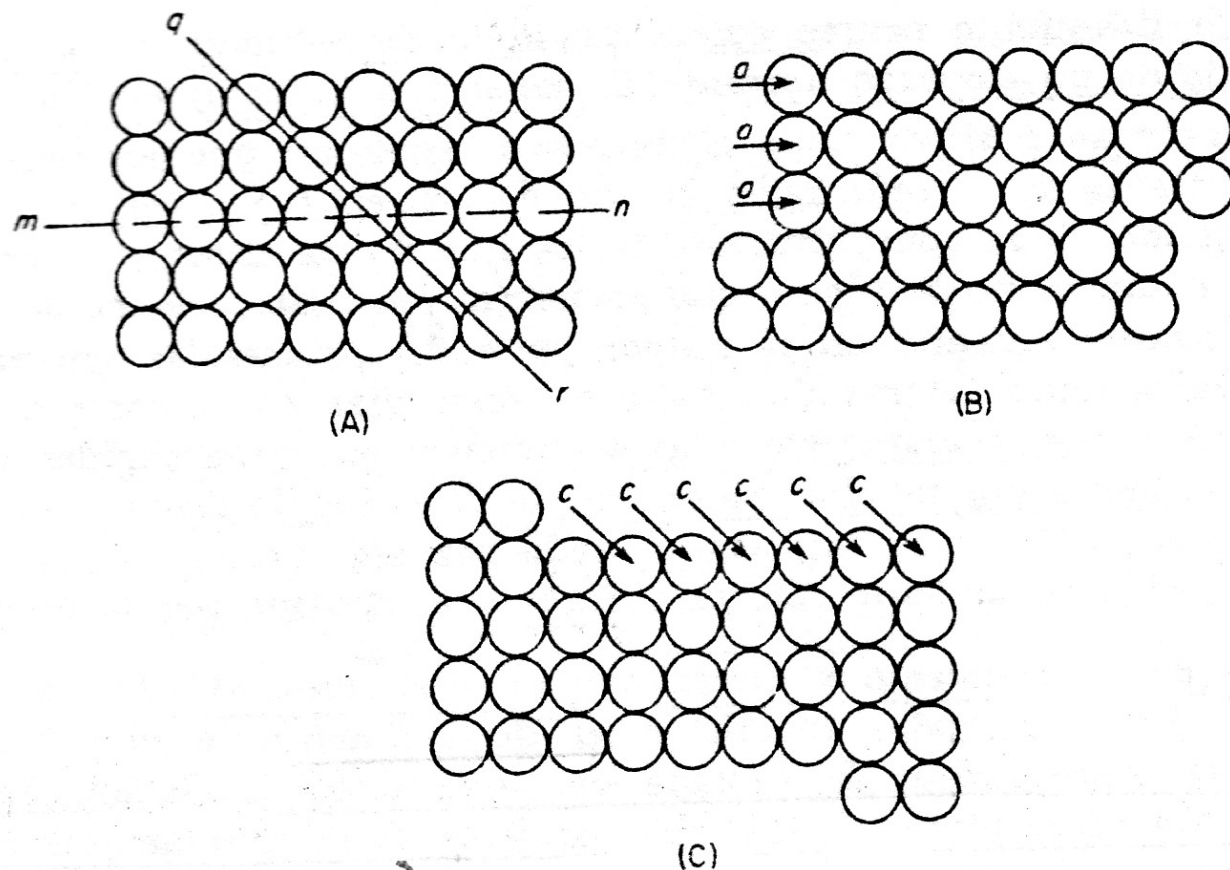


FIG. 4.37. Dos sentidos en los cuales puede ser cortada una red cúbica simple mientras todavía mantiene la simetría reticular; (A) El cristal antes del corte, (B) Corte en una dirección compacta, y (C) Corte en una dirección no compacta

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 $c^2 = (1.414)^2 a^2$. En esta forma, una dislocación con un vector de Burgers igual al espaciamento de los átomos en una dirección compacta sería única y posaría la menor energía de deformación de todas las dislocaciones cuyo movimiento a través del cristal no perturba la estructura cristalina. El hecho 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 elevadas.

También deberá tomarse en cuenta el hecho observado experimentalmente que la dirección de deslizamiento en los cristales es casi siempre una dirección compacta.

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 fig. 4.38 define a un plano deslizando, entonces habrá tres sistemas de deslizamiento asociados con el plano compacto indicado, correspondiendo a 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 deslizamientos en planos de la forma (111) , $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, $(11\bar{1})$ y $(\bar{1}11)$ son también equivalentes. Sin embargo, la facilidad con que se puede producir el deslizamiento sobre sistemas de deslizamiento pertenecientes a planos de formas (111) y (110) será en general muy diferentes.

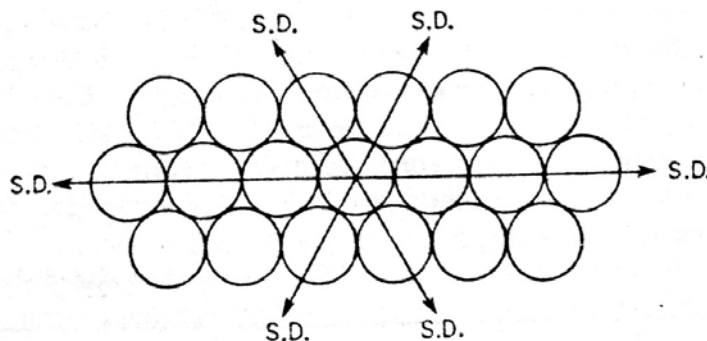


FIG. 4.38. Las tres direcciones de deslizamiento en un plano compacto. Obsérvese que este tipo de plano ocurre tanto en la red hexagonal compacta como en la cúbica centrada en las caras

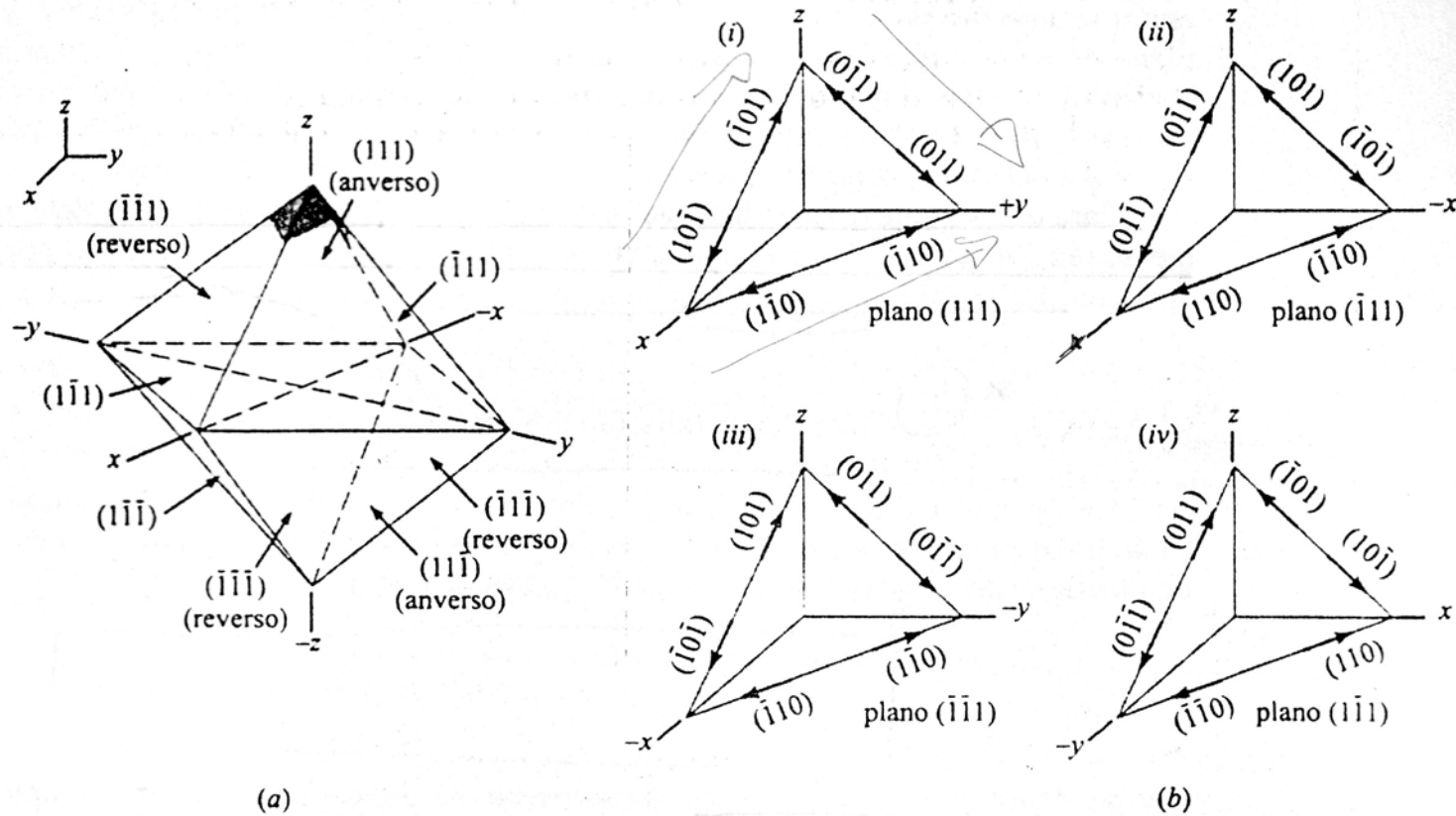
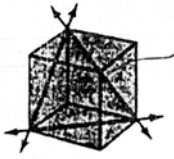
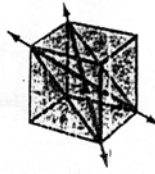
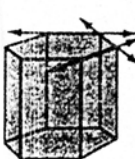
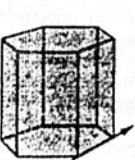


Figura 6.35. Planos de deslizamiento y direcciones de deslizamiento para la estructura cristalina FCC. (a) Sólo cuatro de los ocho planos octaédricos $\{111\}$ se consideran planos de deslizamiento puesto que los planos opuestos entre sí se consideran el mismo plano. (b) Para cada plano de deslizamiento hay tres direcciones $\langle 111 \rangle$ de deslizamiento, puesto que se consideran a direcciones opuestas como una sola dirección de deslizamiento. Obsérvese que las direcciones de deslizamiento se muestran solamente para los cuatro planos de deslizamiento superiores de los planos del octaedro FCC. Por tanto hay 4 planos de deslizamiento $\times$ 3 direcciones de deslizamiento, resultando un total de 12 sistemas de deslizamiento para la estructura cristalina del FCC.

3. Sistemas de deslizamiento observados en estructuras cristalinas

Estructura	Plano de deslizamiento	Dirección de deslizamiento	Número de sistemas de deslizamiento	
FCC: Cu, Al, Ni, Pb, Au, Ag, γ Fe, ...	{111}	$\langle 1\bar{1}0 \rangle$	$4 \times 3 = 12$	
BCC: α Fe, W, Mo, β brass	{110}	$\langle \bar{1}11 \rangle$	$6 \times 2 = 12$	
α Fe, Mo, W, Na	{211}	$\langle \bar{1}11 \rangle$	$12 \times 1 = 12$	
α Fe, K	{321}	$\langle \bar{1}11 \rangle$	$24 \times 1 = 24$	
HCP: Cd, Zn, Mg, Ti, Be, ...	{0001}	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	$1 \times 3 = 3$	
Ti (planos prismáticos)	{1010}	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	$3 \times 1 = 3$	
Ti, Mg (planos piramidales)	{1011}	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	$6 \times 1 = 6$	

Ti: 12